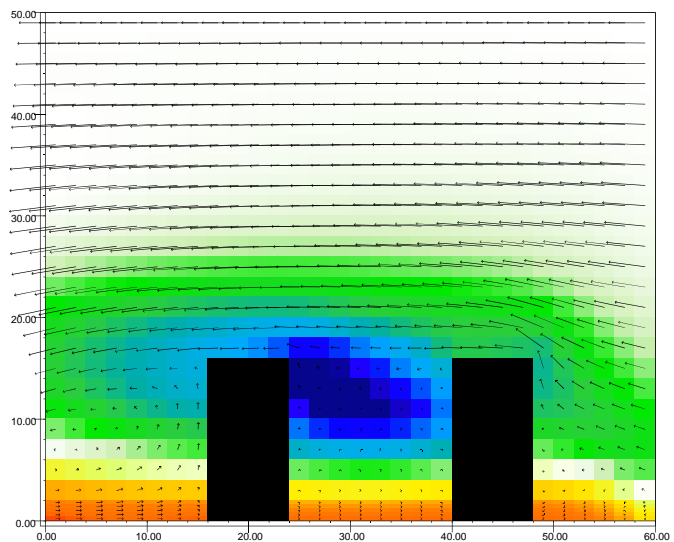


Dissertation zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
an der Fakultät für Geowissenschaften
der Ruhr-Universität Bochum

Die Auswirkungen kleinskaliger Umweltgestaltung auf das Mikroklima

Entwicklung des prognostischen numerischen Modells *ENVI-met* zur Simulation
der Wind-, Temperatur- und Feuchteverteilung in städtischen Strukturen



eingereicht von:

Michael Bruse aus Essen

Bochum, 1999

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand zwischen 1995 und 1999 am Geographischen Institut der Ruhr-Universität Bochum.

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen Kollegen im Institut und außerhalb der Universität für das rege Interesse an meiner Arbeit und die zahlreichen anregenden, oft hitzigen Diskussionen bedanken.

Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Fler für die Betreuung dieser Arbeit und die hierbei gewährten wissenschaftlichen Freiheiten. Das große Interesse, daß Herr Prof. Dr. U. Radtke vom Geographischen Institut der Universität zu Köln meiner Arbeit entgegenbrachte, eröffnete mir die Möglichkeit, diese und weitere Forschungen auch am dortigen Institut durchführen zu können. Hierfür möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Zahlreiche Hände haben dabei geholfen, dieser Arbeit den nötigen Feinschliff zu geben. Stellvertretend sei hier ein Dank an Frau Dipl.-Geogr. Ilka Kürbis und Frau cand. geogr. Jennifer Ide ausgesprochen, die mir halfen den Fehler-teufel zu bekämpfen und allzu verwegene Satzkonstruktionen zurückwiesen.

Last not least danke ich dem Stifterverband für deutsche Wissenschaft für die bewilligten Reisebeihilfen zur MODSIM 97 Konferenz in Tasmanien, Australien. Hierdurch sind zahlreiche wertvolle Kontakte im In- und Ausland entstanden, die die Modellentwicklung maßgeblich beeinflußt haben.

Diese Arbeit wurde von der Fakultät für Geowissenschaften der Ruhr-Universität Bochum im Juni 1999 als Dissertation angenommen.

Essen, im Mai 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Entwicklung numerischer Simulationsmodelle in den letzten Jahren	2
1.2	Zielsetzung dieser Arbeit	5
1.3	Aufbau der Arbeit	6
1.4	Allgemeine redaktionelle Anmerkungen	6
2	Das ENVI-met Modellkonzept	7
2.1	Aufbau des Modells	7
2.1.1	Berücksichtigung großskaliger Prozesse	8
2.1.2	Berücksichtigung subskaliger Prozesse	9
2.2	Gültigkeitsbereich des Modells	9
2.3	Behandlung der räumlichen Randbedingungen	9
2.3.1	Einströmränder	10
2.3.2	Ausströmränder	11
2.3.3	Modelloberrand	11
2.3.4	Bodengrenzfläche und Gebäudewände	11
2.4	Initialisierung des Modells	12
2.5	Simulationsablauf und Ergebnisse	12
3	Das Atmosphärenmodell	13
3.1	Bestimmung des Strömungsfeldes	13
3.1.1	Die Grundgleichungen	13
3.1.2	Die Boussinesq-Approximation	14
3.1.3	Verfahren zur Lösung der Bewegungsgleichungen	16
3.1.4	Die verkürzten Bewegungsgleichungen	17
3.1.5	Randbedingungen des Strömungsmodells	18
3.1.5.1	Einströmränder	18
3.1.5.2	Ausströmränder	19
3.1.5.3	Bodengrenzfläche und Hindernisflächen	22
3.1.5.4	Modelloberrand	22
3.1.6	Initialisierung	23

3.1.7	Prognose des Windfeldes im Gesamtmodell	25
3.2	Das Temperatur- und Feuchtefeld	25
3.2.1	Die Grundgleichungen	26
3.2.2	Randbedingungen des Temperatur- und Feuchtefeldes	26
3.2.2.1	Einströmränder	26
3.2.2.2	Ausströmränder	27
3.2.2.3	Bodengrenzfläche und Hinderniswände . . .	27
3.2.2.4	Modelloberrand	28
3.2.3	Initialisierung	29
3.3	Modellierung der turbulenten Austauschprozesse in der At- mosphäre	30
3.3.1	Turbulenzparameterisierung im mikroskaligen Modell .	30
3.3.1.1	Lokale Schließungen erster Ordnung (Mi- schungswegansatz)	31
3.3.1.2	Lokale Schließungen zweiter und höherer Ordnung	32
3.3.1.3	Nicht-lokale Schließungen erster und höherer Ordnung	32
3.3.1.4	Lokale Schließungen 1.5 Ordnung (E- ϵ Ansatz)	33
3.3.2	Die prognostischen Gleichungen zur Beschreibung der lokalen Turbulenz	33
3.3.2.1	System I: Prognose der lokalen turbulenten Energie (E)	34
3.3.2.2	System II: Prognose der lokalen Energiedis- sipation (ϵ)	37
3.3.3	Probleme bei der Anwendung des Turbulenzmodells .	38
3.3.4	Bestimmung der Austauschkoeffizienten im turbulen- ten Luftkörper	41
3.3.5	Bestimmung der Austauschkoeffizienten an festen Oberflächen	44
3.3.5.1	Austauschkoeffizienten bei erzwungener Konvektion	45
3.3.5.2	Austauschkoeffizienten bei molekularem Austausch	48
3.3.5.3	Austauschkoeffizienten bei freier Konvektion	48

3.3.6	Randbedingungen des Turbulenzmodells	49
3.3.6.1	Einströmränder	49
3.3.6.2	Ausströmränder	49
3.3.6.3	Bodengrenzfläche und Hinderniswände . . .	49
3.3.6.4	Modelloberrand	51
3.3.7	Initialisierung	52
3.3.8	Turbulenzprognose in der Hauptzeitschleife	53
3.3.9	Besonderheiten des Turbulenzmodells bei Schwachwindlagen	53
3.4	Die langwelligen und kurzwelligen Strahlungsflüsse	53
3.4.1	Langwellige Strahlung	54
3.4.2	Kurzwellige Strahlung	56
3.4.3	Modifikation der Strahlung durch Vegetation	58
3.4.4	Modifikation der Strahlung durch Gebäude	61
4	Das Boden- und Grenzflächenmodell	63
4.1	Hydrologischer Komplex des Bodenmodells	63
4.1.1	Die Grundgleichungen	63
4.1.2	Randbedingungen des hydrologischen Teilmodells . . .	66
4.1.3	Initialisierung	67
4.2	Thermodynamischer Komplex des Bodenmodells	67
4.2.1	Die Grundgleichungen	67
4.2.2	Randbedingungen des thermodynamischen Komplexes	69
4.2.3	Initialisierung	69
4.3	Bestimmung von Temperatur und Feuchte an Boden- und Gebäudeoberflächen	70
4.3.1	Temperatur der Bodenoberfläche	70
4.3.2	Temperatur der Dach- und Wandflächen	72
4.3.3	Feuchte an der Bodenoberfläche	75
4.3.4	Bestimmung der Feuchte an den Dach- und Wandflächen der Gebäude	76

5	Das Vegetationsmodell	77
5.1	Vegetationsparameterisierung im mikroskaligen Modell	77
5.2	Bestimmung der turbulenten Flüsse an der Blattoberfläche .	78
5.2.1	Turbulenter Impulsaustausch	78
5.2.2	Turbulenter Austausch sensibler Wärme	79
5.2.3	Turbulenter Wasserdampffluß	80
5.2.3.1	Einfluß der Strahlung auf r_s	81
5.2.3.2	Einfluß der Jahreszeit auf r_s	82
5.2.4	Einfluß des pflanzenverfügbaren Bodenwassers auf r_s .	82
5.2.4.1	Verteilung des flüssigen Wassers auf der Pflanze	83
5.3	Bestimmung der Blattoberflächentemperatur	83
5.4	Koppelung mit dem Atmosphärenmodell	85
5.5	Koppelung mit dem Bodenmodell	85
6	Numerische Verfahren in ENVI-met	87
6.1	Diskretisierung der Differentialgleichungen	87
6.1.1	Aufbau des Rechengitters und Bezeichnungen im Gitter	88
6.1.1.1	Struktur des Rechengitters	88
6.1.1.2	Definition der Hinderniskenngrößen	90
6.1.1.3	Definition der Vegetationskenngrößen	90
6.1.1.4	Bestimmung der Zellgrößen	91
6.1.2	Diskretisierung der Zeitableitung	93
6.1.3	Diskretisierung des Diffusionsterms	93
6.1.4	Diskretisierung des Advektionsterms	96
6.1.5	Diskretisierung der übrigen Terme	98
6.1.5.1	Bewegungsgleichungen	99
6.1.5.2	Turbulenzgleichungen	99
6.1.6	Besonderheiten im Rahmen des Bodenmodells	101
6.2	Numerische Lösung der prognostischen Gleichungen	102
6.2.1	Faktorisierung der Gleichungen	103
6.2.2	Formulierung der Gleichungen im ADI-Verfahren . . .	105

6.2.3	Korrektur der Advektionsgleichung im nicht-divergenzfreien Windfeld	106
6.2.4	Formulierung der Randbedingungen	108
6.2.5	Lösung des Gleichungssystem durch Matrixinversion	109
6.3	Lösung der Filterbedingung des Strömungsmodells	113
6.3.1	Bestimmung des Stördruckes p'	113
6.3.1.1	Diskretisierung der Stördruckgleichungen mit dem SOR-Verfahren	114
6.3.1.2	Lösung der Poisson-Gleichung	115
6.3.1.3	Initialisierung und Randbedingungen des Stördruckfeldes	117
6.3.2	Anpassen des Windfeldes an das Druckfeld	119
6.3.3	Ablauf der Windfeldberechnung	120
6.4	Wahl der Zeitschritte im Modell	121
6.4.1	Zeitschritte bei der Turbulenzprognose	121
6.4.2	Zeitschritte bei der Windfeldprognose	122
7	Überblick über den Ablauf einer Simulation	125
7.1	Modulstruktur	125
7.2	Kurzbeschreibung der einzelnen Schritte	126
7.2.1	Allgemeine Vorbereitungen	126
7.2.2	Initialisierung	126
7.2.3	Hauptprognose	127
7.2.4	Ende der Simulation	129
8	Darstellung und Diskussion ausgewählter Simulationsergebnisse	131
8.1	Allgemeine Vorbemerkungen	131
8.2	Beispiel A: Einzelhaus mit Baumreihe	134
8.2.1	Struktur des Strömungsfeldes	135
8.2.2	Verteilung der Oberflächentemperaturen	136
8.2.3	Verteilung der Lufttemperatur	136
8.2.4	Verteilung der Turbulenzenergie	138
8.3	Beispiel B1: Auswirkungen von Straßenbegrünungen auf das Mikroklima	141

8.3.1	Struktur des Strömungsfeldes	142
8.3.2	Verteilung der Lufttemperatur	143
8.3.3	Verteilung der spezifischen Feuchte	148
8.3.4	Temperatur- und Strömungsfeld bei Längsanströmung der Straße	148
8.4	Beispiel B2: Auswirkungen von Straßenbegrünungen auf das Bioklima	151
8.4.1	Erweiterung des Modells um die PMV-Berechnung . .	153
8.4.2	Interpretation der Modellergebnisse	156
8.5	Beispiel C: Vergleich mit dem Modell MISKAM	158
8.5.1	Struktur des Strömungsfeldes	158
8.5.2	Struktur der turbulenten Austauschkoefizienten . . .	161
8.6	Beispiel D: Veränderung des kleinräumigen Klimas durch eine Parkanlage	165
8.6.1	Struktur des Strömungsfeldes	166
8.6.2	Verteilung der Luft- und Oberflächentemperaturen . .	169
8.6.3	Verteilung der spezifischen Feuchte	175

9 Zusammenfassung und Schlußbemerkungen **177**

Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau des Modells ENVI-met	7
2	Definition der Prognosegrößen an Wänden	51
3	Lage und Aufbau des Hilfgitters bei nicht-zentrierten Prognosegrößen	89
4	Differenzenbildung neben Hinderniszellen	91
5	3D-Ansicht der Modellkonfiguration für Beispiel A	134
6	Verteilung des Austauschkoeffizienten K_m um 03:00 Uhr.	140
7	3D-Ansicht der Modellkonfiguration für Beispiel B	141
8	Differenz der Windgeschwindigkeit um 13:00 Uhr	143
9	Differenz der relativen Lufttemperaturen um 13:00 und 03:00 Uhr (Horizontalschnitt)	145
10	Differenz der relativen Lufttemperaturen um 13:00 und 03:00 Uhr (Vertikalschnitt)	147
11	Strömungsfeld und Differenz der Lufttemperatur in 1.8 m Höhe bei Längsanströmung	149
12	Verschiedene Wirkungskomplexe auf den Menschen	151
13	Strömungsfeld von MISKAM und ENVI-met (Horizontalschnitt)	159
14	Strömungsfeld von MISKAM und ENVI-met (Vertikalschnitt)	160
15	Austauschkoeffizienten von MISKAM und ENVI-met (Horizontalschnitt)	162
16	Austauschkoeffizienten von MISKAM und ENVI-met (Vertikalschnitt)	163
17	3D-Ansicht der Modellkonfiguration für Beispiel D	165
18	Strömungsfeld für die Status-Quo und Planungssituation (Horizontalschnitt)	167
19	Differenz der Windgeschwindigkeit zwischen Planung und Status-Quo (Horizontalschnitt)	168
20	Temperatur der Bodenoberfläche um 14:00 für den Status-Quo Fall und das Planungsszenario (Horizontalschnitt)	170
21	Lufttemperatur um 14:00 für den Status-Quo Fall und das Planungsszenario (Horizontalschnitt)	171
22	Differenz der Lufttemperatur zwischen Planung und Status-Quo um 14:00 (Horizontalschnitt)	172

23	Lufttemperatur um 14:00 für den Status-Quo Fall und das Planungsszenario (3D Blockbild)	173
24	Differenz der Lufttemperatur zwischen Planung und Status-Quo um 04:00 (Horizontalschnitt)	174
25	Differenz der spezifischen Feuchte zwischen Planung und Status-Quo um 14:00 (Horizontalschnitt)	175

Tabellenverzeichnis

3	Hydrologische und thermodynamische Parameter verschiedener natürlicher Böden und Versiegelungsmaterialien.	65
4	Wärmedurchgangskoeffizienten k für verschiedene Materialien	76
5	Zusammenstellung verschiedener im Modell verwendeter Vegetationstypen	79
6	Albedo und minimaler Stomatawiderstand verschiedener Vegetationstypen	82
7	Eingabeparameter für die Beispielsimulationen	132
8	In den Beispielen verwendete Bodentypen und -profile	133
9	Zusammenhang zwischen PMV-Wert, thermischem Empfinden und physiologischer Belastungsstufe	152
10	Bewegungsgeschwindigkeit, Gesamtenergieumsatz und mechanischer Wirkungsgrad bei verschiedenen Aktivitäten . . .	157
11	Wärmedurchgangswiderstand verschiedener Bekleidungsarten	157

Symbolverzeichnis

Das Symbolverzeichnis enthält nur die wichtigsten Symbole mit übergeordneter Bedeutung. Die Bedeutung aller übrigen Symbole geht aus dem jeweiligen Kontext eindeutig hervor.

a) Lateinische Buchstaben

Lateinische Buchstaben		
Symbol	Einheit	Bedeutung
a_f	-	Albedo der Blattoberfläche
a_s	-	Albedo der Bodenoberfläche
a_w	-	Albedo der Wandflächen
C	-	Courant-Zahl
$c_{1\epsilon}, c_{2\epsilon}, c_{3\epsilon}$	-	Konstanten für das Turbulenzmodell
$c_{\mu\epsilon}$	-	Konstante für das Turbulenzmodell (=0.09) ($c_{1\epsilon} = 1.44, c_{2\epsilon} = 1.92, c_{3\epsilon} = 1.44$)
$c_{d,p}$	1	Dragkoeffizient an Pflanzen
$c_{d,N}$	1	Dragkoeffizient an Oberflächen (neutrale Schichtung)
c_p	$Jkg^{-1}K^{-1}$	spezifische Wärme der Luft bei konst. Druck (=1847)
$D_{\eta(s)}$	m^2s^{-1}	hydrologische Diffusität des Bodens (s: bei Sättigung)
E	m^2s^{-2}	turbulente kinetische Energie
e	hPa	Dampfdruck
f	s^{-1}	Coriolis-Parameter
$f_{rel,s}$	%	relative Feuchte des Bodens
f_{rel}	%	relative Feuchte der Luft
f_w	-	Anteil der feuchten Blattoberflächen
f_{witt}	-	Bodenfeuchtefaktor für Vegetationsmodell
f_s	-	jahreszeitlicher Faktor für Vegetationsmodell
g	ms^{-2}	Erdbeschleunigung (=9.81)
G	Wm^{-2}	Bodenwärmestrom an der Bodenoberfläche
H	m	Vertikale Ausdehnung des Randmodells in Metern
H	Wm^{-2}	sensibler Wärmestrom an der Bodenoberfläche
H_f	Wm^{-2}	sensibler Wärmestrom an der Blattoberfläche
H_w	Wm^{-2}	sensibler Wärmestrom an der Wand- oder Dachfläche
h	Grad	Höhenwinkel der Sonne
i, j, k	-	Kartesische Koordinaten in Gitterpunkten
I, J, K	-	Ausdehnung des Kernmodellgebietes in Gitterpunkten
$J_{f,evap}$	ms^{-1}	Feuchtefluß an der Blattoberfläche durch Evaporation
$J_{f,trans}$	ms^{-1}	Feuchtefluß an der Blattoberfläche durch Transpiration
$J_{h,0}$	Kms^{-1}	turbulenter Wärmestrom an der Bodengrenzfläche
$J_{v,0}$	ms^{-1}	turbulenter Wasserdampfstrom an der Bodengrenzfläche
$j_{v,0}^{ges}$	$kgm^{-2}s^{-1}$	Summe der Wasserflüsse an der Bodengrenzfläche
$j_{w(s)}^s$	$kg s^{-1} m^{-2}$	Wasserfluß im Boden (s: bei Sättigung)
j_h^s	Wm^{-2}	molekularer Wärmefluß im Boden
k	$Wm^{-2}K^{-1}$	Wärmedurchgangskoeffizient der Wand oder des Daches
K_h^0	m^2s^{-1}	Austauschkoeffizient Wärme an der Bodenoberfläche
K_v^0	m^2s^{-1}	Austauschkoeffizient Wasserdampf an der Bodenoberfläche

(Fortsetzung nächste Seite)

Fortsetzung lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung
K_h^w	$m^2 s^{-1}$	Austauschkoeffizient Wärme an der Wand- oder Dachfläche
K_ϕ	$m^2 s^{-1}$	turbulenter Austauschkoeffizient für ϕ
$K_{\eta(.s)}$	ms^{-1}	hydrologische Leitfähigkeit des Bodens (s: bei Sättigung)
L	Jkg^{-1}	spezifische Verdampfungswärme von Wasser
LAD	$m^2 m^{-3}$	Blattflächendichte (Leaf Area Density)
LAI	$m^3 m^{-3}$	Blattflächenindex
LE	Wm^{-2}	latenter Wärmestrom an der Bodenoberfläche
LE_f	Wm^{-2}	latenter Wärmestrom an der Blattoberfläche
n	m	in den Boden gerichtete Normalkoordinate ($n = -z$)
N_{ges}	$1/8$	Gesamtbewölkungsgrad
N_t, N_m, N_h	$1/8$	Bewölkungsgrad bei tiefen, mittlen und hohen Wolken
P^\downarrow	$kgm^{-2} s^{-1}$	von oben abtropfendes Wasser
P_\downarrow	$kgm^{-2} s^{-1}$	nach unten abtropfendes Wasser
p'	Pa	Dynamischer Stördruck
p_0	hPa	Luftdruck im Normalzustand (=1013)
PMV	-	Predicted-Mean-Vote Wert
Q_w	Wm^{-2}	Wärmestrom durch Wand oder Dach
Q_ϕ	$[\phi]s^{-1}$	lokale Quelle einer Größe ϕ
$Q_{\eta,0}$	s^{-1}	Quellterm für Bodenhydrologie
q	$kgkg^{-1}$	spezifische Feuchte der Luft
q^*	$kgkg^{-1}$	spezifische Feuchte bei Sättigung
q_0	$kgkg^{-1}$	spezifische Feuchte der Bodenoberfläche
q_H	$kgkg^{-1}$	spezifische Feuchte am Modelloberrand $z = H$
q_w	$kgkg^{-1}$	spezifische Feuchte der Wand- Dachfläche
$R_{kw,dir}^{(0)}$	Wm^{-2}	kurzwellige diffuse Strahlung (0: am Modelloberrand)
$R_{kw,dir}^{(0)}$	Wm^{-2}	kurzwellige direkte Strahlung (0: am Modelloberrand)
$R_{lw}^{\downarrow(0)}$	Wm^{-2}	abwärtsgerichteter lw. Strahlungsfluß (0: am Modelloberrand)
R_{lw}^{\rightarrow}	Wm^{-2}	horizontaler langwelliger Strahlungsfluß
R_{lw}^{\uparrow}	Wm^{-2}	aufwärtsgerichteter langwelliger Strahlungsfluß
$R_{kw,net}$	Wm^{-2}	kurzwellige Nettostrahlung
$R_{lw,net}$	Wm^{-2}	langwellige Nettostrahlung
R_f	$Jkg^{-1} K^{-1}$	Gaskonstante trockene Luft (=287)
r_a	sm^{-1}	aerodynamischer Transferwiderstand an der Blattoberfläche
r_s	sm^{-1}	stomatärer Transferwiderstand an der Blattoberfläche
$r_{s,min}$	sm^{-1}	pflanzenabh. minimaler stomatärer Transferwiderstand
RAD	$m^2 m^{-3}$	Wurzeloberflächendichte
RAI	$m^3 m^{-3}$	Wurzeloberflächenindex
Ri	1	Richardson-Zahl
Ri_b	1	Bulk-Richardson-Zahl
S_η	s^{-1}	lokaler Wassersenkterm durch Wurzeln im Boden
S_u, S_v, S_w	ms^{-2}	Lokale Senkterme für Impuls
T	K	Absolute Temperatur
$T_{a,i}$	K	Lufttemperatur im Inneren der Häuser
T_{mrt}	K	mittlere Strahlungstemperatur
$T_{start,s}$	K	Starttemperatur Boden und Bodenoberfläche
T_0	K	Temperatur der Bodenoberfläche

(Fortsetzung nächste Seite)

Fortsetzung lateinische Buchstaben		
Symbol	Einheit	Bedeutung
T_f	K	Blattemperatur
T_w	K	Temperatur der Wand- oder Dachfläche
t	s	Zeit
t^n	s	aktuelle Zeitschicht
t^{n+1}	s	folgende Zeitschicht $t^{n+1} = t^n + \Delta t$
t_l	$^{\circ}C$	Lufttemperatur
t_{cl}	$^{\circ}C$	Temperatur der Kleidungsoberfläche
t_s	$^{\circ}C$	Temperatur der Hautoberfläche
u, v, w	ms^{-1}	Windgeschwindigkeit in x, y und z -Richtung
$u^{aux}, v^{aux}, w^{aux}$	ms^{-1}	Hilfströmungsfeld in x, y und z -Richtung
u_*	ms^{-1}	Schubspannungsgeschwindigkeit
u_g, v_g	ms^{-1}	Geostrophische Windgeschwindigkeit in x, y -Richtung
\mathbf{u}	ms^{-1}	dreidimensionaler Windvektor $\mathbf{u} = (u, v, w)$
\mathbf{u}_{hor}	ms^{-1}	horizontaler Windvektor $\mathbf{u}_{hor} = (u, v)$
W	ms^{-1}	Betrag der Windgeschwindigkeit
$W_{dew(max)}$	kgm^{-2}	flüssiges Wasser auf den Blättern (max : Maximalwert)
W_f	ms^{-1}	Betrag der Windgeschwindigkeit an der Blattoberfläche
X, Y	m	Horizontale Ausdehnung des Modellgebietes in Metern
x, y, z	m	Kartesische Koordianten in Metern
Z	m	Vertikale Ausdehnung des Kernmodellgebiets in Metern
z_0	m	mikroskalige Rauigkeitslänge
z_0^w	m	Rauigkeitslänge der Wände und Dächer
z_p	m	Höhe der Pflanze
z_r	m	Tiefe der Verwurzelungszone

b) Griechische Buchstaben

Griechische Buchstaben		
Symbol	Einheit	Bedeutung
β	K^{-1}	Expansionskoeffizient für trockene Luft (=0.00353)
β^*	-	Skalierungsfaktor für Oberflächenfeuchte
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	m	Gitterweiten in x, y und z -Richtung
Δz_s	m	vertikale Gitterauflösung in der untersten Box (=0.2 Δz)
Δ^w	m	Abstand zur Wand- oder Dachfläche
Δt	s	Zeitschritt
Δq	$kgkg^{-1}$	Sättigungsdefizit der Luft
δ^c	-	Hinderniskenngröße Gesamtvolumen
$\delta^{x/y/z}$	-	Hinderniskenngröße $x/y/z$ -Zellfläche
ℓ	m	Mischungsweg
ϵ	m^2s^{-3}	Dissipation der kinetischen Energie
$\eta_{(s)}$	m^3m^{-3}	volum. Wassergehalt des Bodens (s: bei Sättigung)
η_{fc}	m^3m^{-3}	volum. Wassergehalt des Bodens bei Feldkapazität
η_{wilt}	m^3m^{-3}	volum. Wassergehalt des Bodens am Welkepunkt
κ	-	von-Karman Konstante (=0.4)
κ_h	m^2s^{-1}	molek. Temperaturleitfähigkeit der Luft (=0.21 $\cdot 10^{-4}$)
κ_s, κ^s	m^2s^{-1}	Temperaturleitfähigkeit des Bodens
λ_s	$Wm^{-1}K^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit des Bodens
λ_w	$Wm^{-1}K^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit Wand oder Dach
ν	m^2s^{-1}	dynamische Viskosität der Luft (=13.3 $\cdot 10^{-6}$)

(Fortsetzung nächste Seite)

Fortsetzung griechische Buchstaben		
Symbol	Einheit	Bedeutung
ω	-	Relaxationsparameter
$\hat{\phi}$	$[\phi]$	allgem. Variable im 1D-Randmodell
ϕ'	$[\phi]$	lokale Abweichung vom Mittelwert
ϕ^*, ϕ^{**}	$[\phi]$	Zwischenlösungen im ADI-Verfahren
ϕ^n	$[\phi]$	Wert einer Variable im letzten Zeitschritt
ϕ^{n+1}	$[\phi]$	Wert einer Variable im nächsten Zeitschritt
ϕ^{w+1}	$[\phi]$	Variable am nächsten Punkt senkrecht zur Wand/ zum Dach
ϕ^w	$[\phi]$	Variablenwert an der Wand/ am Dach
ϕ_{Xm}	$[\phi]$	Wert in x Meter Höhe
Φ	-	generelle Skalierungsfunktion
$\Phi_{m/h/v}$	-	Skalierungsfunktionen für Impuls, Wärme, Wasserdampf
$\Psi_{(s)}$	m	Matrixpotential des Bodens (s: bei Sättigung)
ρ	kgm^{-3}	Dichte der Luft
$\rho_i c_i$	$Jm^{-3}K^{-1}$	Volumenwärme des trockenen Bodenmaterials
$\rho_s c_s$	$Jm^{-3}K^{-1}$	Volumenwärme des Bodens mit eingelagertem Wasser
$\rho_w c_w$	$Jm^{-3}K^{-1}$	Volumenwärme des Wassers ($=4.182 \cdot 10^6$)
σ_{lw}^{\downarrow}	-	Modifikationsfaktor für abwärtsgerichtete langwellige Strahlung
σ_{lw}^{\uparrow}	-	Modifikationsfaktor für abwärtsgerichtete langwellige Strahlung
$\sigma_{kw,dif}$	-	Modifikationsfaktor für diffuse kurzwellige Strahlung
$\sigma_{kw,dir}$	-	Modifikationsfaktor für direkte kurzwellige Strahlung
σ_{svf}	-	Himmelssichtfaktor
σ_B	$Wm^{-2}K^{-4}$	Stefan-Boltzmann-Konstante ($=5.664 \cdot 10^{-8}$)
θ	K	Potentielle Temperatur
θ_{start}	K	Starttemperatur Atmosphäre
ε_f	-	Emissionsfaktor der Blätter
ε_s	-	Emissionsfaktor der Bodenoberfläche
ε_w	-	Emissionsfaktor der Wände
ζ_v	m^2s^{-1}	Diffusionsgeschw. von Wasserdampf ($=0.33 \cdot 10^{-4}$)
$\langle \rangle_{x,y,z}$		Differentialoperatoren in x -, y - und z -Richtung

1 Einleitung

Die vertikale Struktur der atmosphärischen Grenzschicht wird durch einen dynamischen Übergang zwischen zwei klimatologischen Einflußbereichen geprägt: An der Oberkante der Grenzschicht wird der Zustand der Atmosphäre von globalen makroskaligen Zirkulationsvorgängen bestimmt, während für die Dynamik in den bodennahen Bereichen zeitlich und räumlich stark variable mikroklimatologische Prozesse an der Bodenoberfläche und anderen bodennahen Oberflächen wie Vegetationsbeständen oder Gebäuden ausschlaggebend sind.

Makroskalige Zirkulationvorgänge in der Atmosphäre reagieren zumeist nur langsam und großmaßstäbig auf eine Veränderung der bodennahen Strukturen durch anthropogene Eingriffe oder natürliche Prozesse. Im Gegensatz hierzu sind die untersten Luftschichten sensibel gegenüber kleinskaligen lokalen Veränderungen der Umweltstruktur: Sie reagieren schnell und unmittelbar auf Strukturänderungen und können lokal sehr begrenzte Klimatope ausbilden. Zwischen der Gestaltung des Lebensraumes und dem sich einstellenden Mikroklima besteht somit ein enger zeitlicher und kausaler Zusammenhang. Das sich hier ausprägende Kleinklimamosaik, innerhalb bebauter Gebiete zusammenfassend als Stadtklima bezeichnet, besitzt eine Vielzahl von typischen Ausprägungen, die direkt mit den physikalischen, topographischen und geometrischen Eigenschaften der Schnittstelle zwischen dem Boden und der Atmosphäre verknüpft sind. Hierzu zählen Windfeldmodifikationen, Ausbildung von Bereichen mit Temperaturabweichungen oder aber Veränderungen im Wasserkreislauf (siehe z.B. VDI Kommission zur Reinhaltung der Luft, 1988; Oke, 1987).

Heute ist es wegen vielfältiger sozialer, kultureller und wirtschaftlicher Gründe oft nur schwer möglich, den Lebensraum so zu gestalten, daß ein physiologisch und psychologisch als angenehm empfundenen Klima jederzeit gewährleistet ist. Es ist somit eine Aufgabe der angewandten Klimatologie und Meteorologie zu untersuchen, wie im Rahmen von gegebenen Strukturparametern wie Rahmenbebauung oder generelle Landnutzung mit den Instrumenten der Raumplanung ein für Mensch und Tier annehmbares Klima erhalten bzw. geschaffen werden kann.

Ein wesentlicher Teil der Planungsprozesse besteht in dem Abwägen verschiedener Alternativen. Im Bereich der Klimatologie, insbesondere der Stadtklimatologie, ist es aufgrund der mannigfaltigen physikalischen Wechselwirkungen in der Umwelt jedoch oftmals nicht ohne weiteres möglich, verschiedene Planungsszenarien ad hoc miteinander zu vergleichen und zu bewerten. Zudem stellen sich oft Konflikte zwischen den Zielen der einzelnen Sach- und Fachebenen ein. Es ist deswegen unerlässlich, sich numerischer Simulationen als Hilfsmittel zu bedienen, um einen objektiven und wissenschaftlich nachvollziehbaren Überblick über die Auswirkung von geplanten

Umweltveränderungen auf den Gesamtkomplex Klima zu erhalten.

Betrachtet man die verschiedenen strukturformenden Planungsprozesse in der Realität, so muß festgestellt werden, daß vor allem in der ersten grundsätzlichen Planungsphase aufgrund zahlreicher ökonomischer Aspekte (Eigentumsverhältnisse, Raumbedarf oder Verkehrsanbindungen, um nur einige zu nennen) zumeist seitens der Planungsträger nur eine geringe Bereitschaft besteht, klimatologische Aspekte bei der Planung zu berücksichtigen. Auf der anderen Seite treten nach der Festlegung des Standortes und der allgemeinen Baugestaltung oft zahlreiche weitere Fragen über die Gestaltung des Gebäudes und des Gebäudeumfeldes (Fassadengestaltung, Freiraumbegrünung) auf, bei denen die zuständigen Planer und Architekten bereit wären, klimatologische Fragestellungen zu berücksichtigen. Auch die Rückbesinnung auf die Verwendung vorhandener Baubestände aus ökologischen oder städtebaulichen Gründen in den letzten Jahren führte weg von der Abriß- und Neubau-Mentalität hin zur einer Favorisierung von Sanierungs- und Umgestaltungsmaßnahmen innerhalb vorhandener Strukturen. In beiden Fällen ist es oft möglich, durch geringe Veränderungen in der Bebauungs- und Umweltstruktur das Mikroklima nachhaltig zu verbessern oder vor Schaden zu bewahren.

Bei solchen kleinskaligen Planungsaufgaben bieten herkömmliche numerische Modelle (s.u.) jedoch keine große Hilfestellung, da sie aufgrund der vorgenommenen Generalisierungen eine feinere Auflösung der verschiedenen urbanen Strukturelemente (Materialien, Gebäude, Vegetation) nicht zulassen oder die komplexen räumlichen und zeitlichen Wechselwirkungen innerhalb des dynamischen Systems nur unzureichend nachbilden. Zudem erlauben diese Modelle keine Kombination pflanzenphysiologischer Prozesse (agrarmeteorologische Ansätze) mit typischen stadtklimatologischen Prozessen (strömungsmechanische und energiebilanztechnische Ansätze).

Das in dieser Arbeit entwickelte dreidimensionale Modell ENVI-met soll als kleinskaliges Analysesystem diese Lücke schließen und eine möglichst genaue Beschreibung des Systems Oberfläche-Vegetation-Atmosphäre in städtischen Räumen ermöglichen.

1.1 Entwicklung numerischer Simulationsmodelle in den letzten Jahren

Zwischen den ersten eindimensionalen Rechenmodellen zur Beschreibung der Prozesse in der atmosphärischen Grenzschicht (z.B. Gutman und Torrance, 1975 oder Blackadar, 1962) und der heute verfügbaren Palette von Simulationsmodellen liegt ein komplexer Evolutionsprozeß, der aus einer Vielzahl sich verzweigender und sich parallel weiterentwickelnden Modellästen besteht. Hierzu kommen immer neue Äste und bestehende Modelle werden

erweitert, so hier nur eine kurze und generelle Betrachtung erfolgt.

Numerische Modelle werden üblicherweise, je nach der räumlichen Dimension der betrachteten Prozesse, dem makroskaligen, mesoskaligen oder mikroskaligen Betrachtungsmaßstab zugeordnet.

Während die Sparte der makroskaligen Modelle recht eindeutig von globalen Zirkulationsmodellen mit unterschiedlicher horizontaler Auflösung repräsentiert wird, ist die Unterteilung zwischen mesoskaligen und mikroskaligen Modellen nicht immer einfach.

Aufgrund der immer größer werdenden Computerkapazitäten ist eine Einteilung nur anhand der Größe des betrachteten Gebietes heute oft nicht mehr sinnvoll, da ursprünglich mesoskalig ausgelegte Modelle in einer mikroskaligen räumlichen Auflösung betrieben werden können und umgekehrt. Die Beurteilung, für welche Skala ein Modell ausgelegt ist, kann hierbei variieren, je nachdem, welcher Prozeß im Modell betrachtet wird.

Im Bereich der Stadt- und Geländeklimatologie bietet es sich an, die Fähigkeit des Modells, einzelne Gebäudekörper aufzulösen als Einteilungskriterium zu verwenden. Während in mesoskaligen Modellen Bebauungsstrukturen nur stark parameterisiert dargestellt werden können (z.B. über die Porosität wie in FITNAH, Groß, 1991), sind mikroskalige Modelle in der Lage, die einzelnen Baukörper detailliert darzustellen.

Dieses Unterscheidungsmerkmal ist relativ unabhängig von der tatsächlich benutzten Rechenauflösung. Entscheidend ist die Art und Weise, wie die Gebäude über die numerischen Randbedingungen in die Modelle integriert wurden. Diese lassen bei mikroskaligen Modellen eine Betrachtung der Prozesse an einzelnen Gebäuden und Gebäudeteilen zu, während in mesoskaligen Modellen diese Option nicht besteht.

Der Haupteinsatzbereich von **mesoskaligen Modellen** liegt in der Beschreibung von regionalen Windverhältnissen, wobei hier vor allem solche Windsysteme von Interesse sind, die durch die topographische und thermische Situation verursacht und/oder modifiziert werden. Das so simulierte Windfeld kann als Trägermedium für die Ausbreitung von Luftschadstoffen verwendet werden, wodurch eine Immissionrechnung in das Modell integriert werden kann.

Beispiele für mesoskalige Modelle im Bereich der Gelände- und Stadtklimatologie sind: FITNAH (Groß, 1991), METRAS (Schlünzen, 1988), RKM (Frenzen *et al.*, 1987), REWIH3D (Heiman, 1994), FOOT3D (Kerschgens *et al.*, 1994).

Zur Auflösung der tageszeitlich variierenden Prozesse im Gelände ist es notwendig, daß diese Modelle prognostisch über einen bestimmten Simulationszeitraum, hier zumeist 24 Stunden und mehr, betrieben werden. Nur so

ist es möglich, die verschiedenen physikalischen Eigenschaften der im Modell vorhandenen Strukturen und deren Auswirkungen auf das Mesoklima numerisch nachzubilden.

Bei der Untersuchung kleinräumiger Prozesse, beispielsweise innerhalb von Stadtstrukturen oder in Vegetationsbeständen, ist man auf die Hilfe **mikroskaliger Simulationsmodelle** angewiesen. Hierbei kann in der Modellhierarchie grob zwischen zwei Ästen unterschieden werden:

Der erste Ast umfaßt jene Modelle, die mikroklimatologische Verhältnisse innerhalb von Bebauungsstrukturen beschreiben. Aufgrund der Problematik der Luftreinhaltung in Städten handelt es sich hierbei vor allem bei den in Europa entwickelten Modellen vorwiegend um Strömungs- und Ausbreitungsmodelle. Typische Vertreter dieser Modelle sind: MISKAM (Eichhorn, 1989), DAS-IM (Rökle, 1990), ASMUS (Groß 1997, 1994), MUKLIMO3 (Sievers, 1995), SCAM (Paterson und Apelt, 1989), SCALAR (Johnson und Hunter, 1995). Der Hauptschwerpunkt dieser Modelle liegt in der Berechnung der Windfeldstörungen durch Gebäude. Die benötigte Simulationszeit beschränkt sich bei diesen Modellen auf jene Zeit, die benötigt wird, um ein stationäres Windfeld zu erzeugen. Eine Betrachtung tageszeitlicher Variationen des Windfelds aufgrund thermischer Prozesse ist nicht vorgesehen oder möglich, wenngleich anzunehmen ist, daß diese auch Auswirkungen auf die Schadstoffverteilung haben.

Einen anderen Ansatz verfolgen jene Stadtklimamodelle, bei denen die Energiebilanz der Oberflächen im Vordergrund steht (z.B. Arnfield und Grimmond, 1998; Terjung und O'Rourke, 1980). Diese Modelle sind in der Lage, die energetischen Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Oberflächen sehr genau aufzulösen. Allerdings können nicht beliebige dreidimensionale Gebäudekonstellationen simuliert werden, da sie klar definierte Straßenachsen mit symmetrischer Randbebauung voraussetzen, wie sie beispielsweise in den Central Business Districts amerikanischer Städte oft zu finden sind. Auf europäische Verhältnisse mit sehr inhomogenen Gebäudestrukturen können sie nicht oder nur sehr eingeschränkt angewendet werden.

Der zweite Ast der mikroskaligen Modelle beschäftigt sich mit agrarmeteorologischen Fragestellungen, hier zumeist mit dem Strahlungs- und Wärmehaushalt innerhalb von Wäldern oder landwirtschaftlichen Kulturen (*SVAT*- (=Soil-Vegetation-Atmosphäre Transfer)- Modelle). Bei diesen Simulationsverfahren, die oft ein- und zweidimensional konzipiert sind, wird ein großes Gewicht auf die umfassende Simulation der pflanzenphysiologischen Prozesse wie Transpiration und Wärmeaustausch mit der Umgebungsluft gelegt. Die Bestimmung des Windfeldes erfolgt oft über sehr einfache Widerstandsansätze. Beispiele für diese Gattung von Modellen findet man beispielsweise in: Schilling (1990) (auf der Basis von FITNAH), Naot und Mahrer (1989), Yamada (1982), Inclan *et al.* (1996), Siebert *et al.* (1992).

Während diese Modelle die physikalischen und physiologischen Eigenschaften von Vegetationsbeständen recht genau nachbilden können, sind ihnen typische urbane Elemente wie Gebäude oder versiegelte Flächen fremd. Umgekehrt sind den stadtklimatologisch motivierten Modellen des ersten Astes Vegetationsbestände weitestgehend unbekannt. Sie können maximal durch die Verwendung poröser Hindernisse dargestellt werden.

1.2 Zielsetzung dieser Arbeit

Der Wunsch, urbane Strukturen als Gesamtsystem zu erfassen und die dynamischen Vorgänge numerisch zu beschreiben, erfordert eine Kombination beider mikroklimatologischer Ansätze. Bei der Bewertung von Strukturen hinsichtlich ihrer klimatischen Eigenschaften werden in Zukunft vor allem durch den allgemeinen Rückgang der Emissionsmengen einfache Indikatoren wie die Luftschadstoffkonzentration zunehmend unkritischer und durch komplexere Bewertungsverfahren wie beispielsweise den PMV-Wert zur Beurteilung der thermischen Behaglichkeit (Fanger, 1982) ersetzt werden. Die dreidimensionale prognostische Berechnung derart komplexer Kennwerte ist nur sinnvoll, wenn die verwendeten Modelle auch in der Lage sind, die benötigten Informationen mit einer hinreichenden räumlichen und zeitlichen Genauigkeit zu liefern.

Grob umrissen lassen sich folgende Anforderungen an mikroskalige Modelle zur Bewertung des Kleinklimas in städtischen Strukturen stellen:

- Berücksichtigung der Prozesse an „künstlichen“ Oberflächen wie versiegelten Oberflächen und Gebäudewänden und -dächern
- Simulation der pflanzenphysiologischen Prozesse einschließlich der Wechselwirkungen mit der Umgebung
- Freie Kombinierbarkeit von unterschiedlichen Oberflächen- und Bodentypen, Gebäuden und Vegetationselementen
- Instationäre prognostische Berechnung der mikroklimatologischen Prozesse

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte mikroskalige Modell ENVI-met ermöglicht die numerische Betrachtung von urbanen Strukturen als gesamtheitlichen Wirkungskomplex unter besonderer Berücksichtigung der kleinskaligen Umweltgestaltung wie Straßenbegrünung, Gebäudestrukturen oder verschiedenen Versiegelungsmaterialien. Das Rechenmodell stellt eine große Zahl verschiedener Variablen vom Strömungsfeld über die Temperatur bis zur Turbulenzverteilung als Simulationsergebnisse zur Verfügung und erlaubt somit eine Betrachtung der komplexen physikalischen Prozesse und deren Zusammenspiel in Form des Mikroklimas.

1.3 Aufbau der Arbeit

Nach einer kurzen zusammenfassenden *Darstellung des ENVI-met Modellkonzeptes* (Kapitel 2, S. 7 ff.) folgt die detaillierte Beschreibung des Simulationsmodells, die sich in die Abschnitte *Atmosphäre* (Kapitel 3, S.13 ff.), *Boden und Grenzflächen* (Kapitel 4, S.63 ff.) sowie das *Vegetationsmodell* (Kapitel 5, S.77 ff.) gliedert. In Kapitel 6 *Numerische Verfahren in ENVI-met* (S. 87 ff) werden die im Modell verwendeten mathematischen Methoden zur Lösung der verschiedenen Modellgleichungen vorgestellt. Die Arbeit schließt mit der *Darstellung und Diskussion einiger ausgewählter Modellbeispiele* (Kapitel 8, S. 131 ff).

1.4 Allgemeine redaktionelle Anmerkungen

Die Arbeit umfaßt eine Vielzahl mathematischer Gleichungen und Symbole. Zur besseren Übersicht wurden Symbole mit übergeordneter Bedeutung im Symbolverzeichnis zusammengestellt. Symbole und Formelzeichen mit lokaler Bedeutung werden jeweils im Kontext erläutert, wobei eine Doppelbelegung einiger Symbole nicht zu vermeiden war.

Gleichungen und Terme wurden nur dann numeriert, wenn sie für das Modell von besonderer Bedeutung sind oder Bezug auf sie genommen wird.

Dieser Dissertation liegt eine CD-ROM bei, die das entwickelte Modell ENVI-met als ausführbares Programm und als Quelltext enthält.

2 Das ENVI-met Modellkonzept

Das folgende Kapitel beschreibt das Modellkonzept von ENVI-met und enthält grundlegende, zum Verständnis der nachfolgenden Kapitel notwendige Erläuterungen. Spezielle Fragen und Details werden ausführlich in den Kapiteln zu den jeweiligen Teilmodulen erläutert.

2.1 Aufbau des Modells

Zur mathematischen Darstellung und Lösung der verwendeten Modellgleichungen wird das Untersuchungsgebiet als ein dreidimensionaler Raum mit der Dimension $\Omega = X \times Y \times Z$ dargestellt. Durch die Aufteilung von Ω in rechtwinklige Teilgebiete (Gitterzellen) mit der Dimension $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ erhält man eine diskrete Anzahl von $I \times J \times K$ Quadern. Der momentane Modellzustand innerhalb eines Quaders mit den kartesischen Koordinaten i, j, k wird durch verschiedene Variablen, den sogenannten Prognosegrößen ϕ beschrieben. Diese können an verschiedenen Punkten innerhalb der Gitterzellen definiert sein, und beschreiben in der Form $\phi_{i,j,k}$ den mittleren zeitlichen und räumlichen Zustand des zugeordneten Modellteilgebietes. Abbildung 1 zeigt einen Überblick über die verschiedenen Teilbereiche des Gesamtmodells.

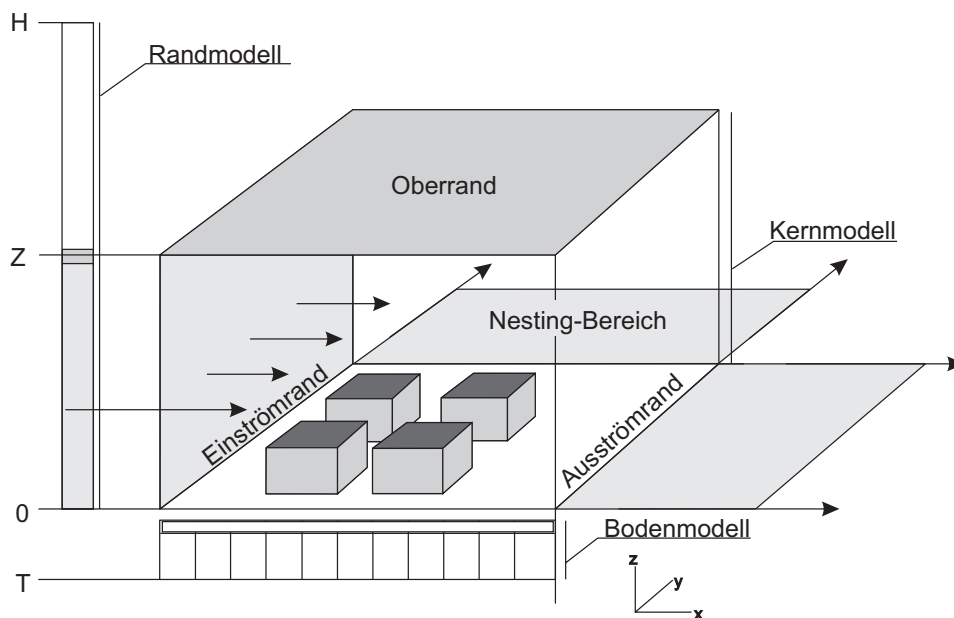


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Modells ENVI-met

Die verschiedenen festen und durchströmbaren Hindernisse (Gebäude, Ve-

getation) sind an die rechteckige Gitterstruktur gebunden, so daß eine Gitterzelle entweder komplett belegt ist, oder aber leer bleibt. Schräg zu den Gitterkanten verlaufende Hindernisse müssen durch Stufen approximiert werden.

Neben dem dreidimensionalen Modell mit der Höhe Z zur Simulation der Prozesse innerhalb des Untersuchungsgebietes wird ein eindimensionales Randmodell mit einer wesentlich größeren vertikalen Erstreckung H zur Simulation der gesamten atmosphärischen Grenzschicht benötigt, da es aus Rechenkapazitätsgründen nicht sinnvoll ist, das dreidimensionale Modell unnötig weit in der Höhe fortzusetzen. Das Randmodell wird zur Definition der verschiedenen Randbedingungen und als Referenzprofil verwendet.

Innerhalb des dreidimensionalen Kernmodells ist die Auflösung des Rechengitters konstant, mit Ausnahme der untersten Gitterzelle, die vertikal in 5 Teilzellen zur besseren Erfassung der bodennahen Prozesse aufgesplittet wird.

Zur Simulation der Temperatur- und Feuchteausaustauschprozesse im Boden wird für jeden Gitterpunkt ein eindimensionales Bodenmodell verwendet, mit dessen Hilfe die Oberflächentemperatur und -feuchte bestimmt werden kann. Die Gleichungen für die oberste Gitterbox werden dreidimensional gelöst, um eine Glättung der Oberflächentemperaturverteilung zu erreichen.

2.1.1 Berücksichtigung großskaliger Prozesse

Das Modellgebiet Ω kann nur einen Ausschnitt aus der Realität darstellen. Veränderungen, die durch großskalige Prozesse außerhalb des Modells bestimmt werden, wie beispielsweise der Tagesgang des Temperaturprofils am Modellrand, müssen daher durch geeignete Modellannahmen nachgebildet werden. Da das eindimensionale Randmodell den mittleren Zustand der Atmosphäre außerhalb des Kernmodells darstellen soll, gelten dort für die verschiedenen Prognosegrößen vom Kernmodell abweichende Rechenvorschriften. Zusätzlich wird das eigentliche Kernmodell an den Modellrändern um weitere Zellreihen, die sogenannten *Nesting-Zellen* ergänzt, deren Gitterweite sich nach außen hin mit jeder Zelle vergrößert. In diesem Bereich, der frei von Hindernissen ist, werden jeweils zwei unterschiedliche Bodenprofile und Oberflächentypen im Schachbrettmuster angeordnet. Dieses Verfahren verhindert einerseits numerische Randeffekte im Modell, da die Modellränder einen größeren Abstand von den Hindernissen bekommen, andererseits wird die Erzeugung eines ungestörten, repräsentativen Vertikalprofils der Prognosegrößen an den Einströmrändern unterstützt, da im Nestingbereich bereits eine vollständige dreidimensionale Berechnung der Austauschvorgänge stattfindet.

2.1.2 Berücksichtigung subskaliger Prozesse

Kleinräumige Prozesse, die im Bereich von bis zu einigen Zentimetern ablaufen und mit der minimalen Gitterauflösung des Modells nicht mehr erfaßt werden können, gehören zu den sogenannten „*subskaligen*“ Prozessen. Diese werden durch geeignete Parametrisierungsansätze explizit in das Modell integriert. Die Art und Weise, wie diese Prozesse parameterisiert werden, bestimmt somit den zulässigen Bereich der Modellgitterweiten.

2.2 Gültigkeitsbereich des Modells

Durch die Konzeption des Modells und der Modellgleichungen für den mikroskaligen Bereich und die im vorhergehenden Abschnitt angesprochene Parameterisierung subskaliger Prozesse kann die Gitterzellengröße Δx , Δy und Δz im Modell nicht beliebig gewählt werden, da sonst die vorgenommenen Parameterisierungen nicht mehr den Charakter der dargestellten Prozesse widerspiegeln können. Die in diesem Modell verwendeten Parameterisierungen lassen eine horizontale Gitterauflösung im Bereich von 1 m bis ca. 20 m zu. Theoretisch ist auch eine größere Gitterweite zulässig, wobei hier die Auflösung der Hindernisse, die eine Gitterzelle nur komplett ausfüllen können, problematisch wird. Die vertikale Auflösung im Kernmodell sollte ungefähr der horizontalen Gitterweite entsprechen. Oberhalb des Kernmodells im eindimensionalen Randmodell verringert sich die vertikale Auflösung bis $\Delta z=500\text{m}$ am Modelloberrand.

Die Größe des Gesamtgebietes Ω ist hingegen weitestgehend frei wählbar, wird aber in der Praxis durch die zur Verfügung stehenden Computerressourcen limitiert.

2.3 Behandlung der räumlichen Randbedingungen

Zur Lösung der prognostischen Gleichungen im dreidimensionalen Modell sind für den Modelloberrand, die lateralen Ränder, die Bodengrenzfläche und die Gebäudewände geeignete Bedingungen festzulegen, die das Modell numerisch abschließen.

Die lateralen Ränder werden hierbei in **Einström- und Ausströmränder** differenziert. Als Einströmränder werden diejenigen Seiten des Modellgebietes bezeichnet, an denen die Normalkomponente des Strömungsfeldes in das Modellgebiet hinein gerichtet ist. Ausströmränder sind demzufolge alle Seitenränder, an denen die Normalkomponente aus dem Modellgebiet herausgerichtet ist, oder an denen kein Fluß stattfindet. Welcher Rand letztendlich als Einström- und welcher als Ausströmrand dient, hängt von der gewählten Anströmung des Modellgebiets ab. Bei der Betrachtung der Randbedingungen wird im folgenden, soweit nicht extra vermerkt, verallgemeinert davon

ausgegangen, daß der linke und vordere Modellrand als Einströmrand und der rechte und hintere Modellrand als Ausströmrand dient. Bei anderen Anströmungssituationen sind die Formulierungen entsprechend sinngemäß umzustellen.

Die numerische Behandlung der Modellränder unterscheidet sich bei den einzelnen Prognosegrößen zum Teil sehr stark, so daß hier nur die allgemeine Konzeption dargestellt werden soll, die allen Variablen gemein ist. Die exakten Randbedingungen für die einzelnen Prognosegrößen werden in den jeweiligen Kapiteln dargestellt.

2.3.1 Einströmränder

An den Einströmrändern wird das im eindimensionalen Randmodell ermittelte vertikale Profil der Prognosevariablen dem dreidimensionalen Modell aufgeprägt. Da die Gültigkeit eines eindimensionalen Profils nur dann gegeben ist, wenn horizontale Homogenität vorliegt, läßt sich die Forderung ableiten, daß zwischen den Modellrändern und dem Beginn des zu simulierenden gestörten Gebietes ein ausreichender Abstand gelassen werden muß. Diese Forderung betrifft ebenso alle weiteren Modellränder, die keine echten physikalischen Begrenzungen darstellen wie die Ausströmränder und den Modelloberand. Durch die Verwendung der Nestingzellen mit nach außen hin zunehmender Gitterweite kann diese Forderung einfach erfüllt werden.

Liegt der Einströmrand zu nahe an den Hindernissen, so kann mitunter kein stationäres Windfeld berechnet werden. Der Abstand zwischen dem Einströmrand und dem ersten Hindernis sollte mindestens der doppelten maximalen Hindernishöhe entsprechen.

Das am Rand benötigte vertikale Profil der Prognosevariablen wird aus der prognostischen Lösung der Modellgleichungen in der eindimensionalen Form gewonnen, die synchron zur Lösung der dreidimensionalen Gleichungen erfolgt. Die Gleichungen für die verschiedenen Randprofile unterscheiden sich mitunter nicht nur in der Dimensionalität von ihren dreidimensionalen Äquivalenten, sondern es werden zum Teil auch andere Parameterisierungen verwendet.

Aus numerischen Gründen besitzt das dreidimensionale Kernmodell eine geringere vertikale Erstreckung als das Randmodell. Diese Annahme ist vertretbar, da ab einer gewissen Höhe die im Modell verursachten Störungen abgeklungen sind und so wieder von einem ungestörten Grenzschichtprofil ausgegangen werden kann.

2.3.2 Ausströmränder

Wie bei den Einströmrändern handelt es sich auch an den Ausströmrändern um rein numerische Ränder ohne physikalische Eigenschaften. Die Ausströmränder sollten so festgelegt werden, daß die Prognosevariablen im Inneren des Modellgebiets möglichst wenig beeinflußt werden. Im Falle des Stördruckfeldes ist jedoch eine geringe Beeinflussung erwünscht, da hier durch geeignete Randbedingungen ein im Modell entstandener Massenfehler (Differenz zwischen einströmender und ausströmender Luftmasse) ausgeglichen werden kann. Wie bei den Einströmrändern sorgen auch hier die Nesting-Zellen für einen ausreichenden Abstand zwischen den Hindernissen und den Ausströmrändern.

2.3.3 Modelloberrand

Das Gesamtmodell besitzt zwei Modelloberränder: Die obere Begrenzung des dreidimensionalen Modells bei $z = Z$ und den Oberrand des eindimensionalen Modells $z = H$ wobei $Z \ll H$ ist. Am Oberrand des dreidimensionalen Modells wird angenommen, daß die im Modell verursachten Störungen abgeklungen sind, so daß die Bedingungen für horizontale Homogenität erfüllt sind. Hiermit ist es möglich, die im eindimensionalen Randmodell in der Höhe Z prognostizierten Werte zu übernehmen und auf den dreidimensionalen Oberrand umzusetzen. Der Oberrand des eindimensionalen Modells H selber liegt in den oberen Schichten der Atmosphäre (hier $H = 2500$ m), in denen die Werte der Prognosevariablen vorgegeben werden und zeitlich konstant bleiben. Die Höhe des dreidimensionalen Modells kann variabel gewählt werden. Da am Oberrand dem Modell jedoch ungestörte Verhältnisse erzwungen werden, führt ein zu niedriger Rand zur Unterdrückung vertikaler Prozesse im Kernmodell. Als Faustregel ist mindestens die doppelte maximale Gebäudehöhe als Gesamthöhe des dreidimensionalen Modells anzusetzen.

2.3.4 Bodengrenzfläche und Gebäudewände

Im Gegensatz zu den bisher behandelten Rändern handelt es sich bei der Bodengrenzfläche und den Gebäudewänden um echte physikalische Ränder. Hier bestimmen mikroskalige Austauschprozesse die zu verwendenden Randbedingungen und variieren von Prognosegröße zu Prognosegröße. Die Bestimmung der Temperatur und Feuchte an den Grenzflächen erfolgt getrennt von der Lösung der Differentialgleichungen.

Die Bodengrenzfläche ist zudem der Oberrand des Bodenmodells und koppelt somit die Atmosphäre und den Boden miteinander. Der Unterrand des

Bodenmodells liegt in der Tiefe $T = -1.75$ m. Hier wird, analog zum Ober-
rand des Atmosphärenmodells angenommen, daß die Bodentemperatur und
der Wassergehalt des Bodens während der Simulation konstant bleiben.
Die vertikale Auflösung des Bodenmodells ist vorgegeben und kann nicht
geändert werden. Sie liegt im Bereich von 0.015 m nahe an der Oberfläche
bis 0.5 m in den tieferen Bodenschichten.

2.4 Initialisierung des Modells

Bei der Initialisierung des Modells muß anhand von wenigen Ausgangswerten
versucht werden, für das gesamte Modell eine realistische Datenverteilung
zu erzeugen. Hierbei wird zunächst das eindimensionale Randmodell zeitlich
integriert, bis das vertikale Profil aller Variablen einen quasi-stationären Zu-
stand erreicht hat. Danach wird dieses Profil auf das dreidimensionale Modell
umgesetzt. Die genaue Vorgehensweise bei der Initialisierung unterscheidet
sich bei den einzelnen Prognosegrößen und wird in den entsprechenden Ab-
schnitten gesondert erläutert.

2.5 Simulationsablauf und Ergebnisse

Nach der Bestimmung der Startwerte für alle Prognosevariablen und die
Umsetzung auf das Modellgebiet beginnt die eigentliche dreidimensionale
Simulation.

Um den Rechenaufwand zu reduzieren, werden die verschiedenen Parameter
des Modells in unterschiedlichen Zeitintervallen neu berechnet. So wird bei-
spielsweise die Temperatur- und Feuchteverteilung in jedem Rechenschritt
aktualisiert, während die Oberflächentemperaturen und der Schattenwurf
über einen längeren Zeitraum konstant gehalten werden können.

Während der Simulation werden zu frei wählbaren Zeitpunkten die aktuellen
Datenfelder in Dateien ausgegeben und können ausgewertet werden. Die
Simulation endet, wenn die vorgegebene Gesamtsimulationsdauer erreicht
ist. Eine ausführliche Beschreibung des Simulationsablaufes ist in Kapitel 7,
S. 125 ff. zu finden.

3 Das Atmosphärenmodell

Das Atmosphärenmodell umfaßt die Bestimmung aller relevanten Prozesse, die oberhalb der Bodenoberfläche ablaufen. Hierzu zählt neben der Berechnung der Wind-, Temperatur- und Feuchteverteilung auch die Bestimmung der kurzwelligen und langwelligen Strahlungsflüsse.

3.1 Bestimmung des Strömungsfeldes

Die Bestimmung des Strömungsfeldes erfordert die Lösung der dreidimensionalen *Navier-Stokes-Gleichungen* in der nicht-hydrostatischen Form. Hierzu wird ein sogenanntes *Splitting-Verfahren* verwendet, daß den kleinskaligen Stördruckgradienten getrennt von den eigentlichen prognostischen Strömungsgleichungen bestimmt.

3.1.1 Die Grundgleichungen

Zur Beschreibung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung des Windfeldes im Modellgebiet werden die *Navier-Stokes-Gleichungen* in der dreidimensionalen nicht-hydrostatischen Euler-Form verwendet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = & \quad (3.1a) \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ + f(v - v_g) - S_u(x, y, z) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = & \quad (3.1b) \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ - f(u - u_g) - S_v(x, y, z) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = & \quad (3.1c) \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ - S_w(x, y, z) \end{aligned}$$

Die Schließung der turbulenten Terme in der Gleichung erfolgt hier, wie auch bei den anderen primitiven Gleichungen über den lokal isotropen

Austauschkoeffizienten K_m . Die Bestimmung der Austauschkoeffizienten wird im Kapitel 3.3, S.30 ff. ausführlich dargestellt. Die Variation des Windfeldes durch das lokale Stördruckfeld wird über den Gradienten des dynamischen Stördruckes $\partial p'/\partial x_i$ in Richtung der Normalen der jeweiligen Strömungskomponente dargestellt. Die Schreibweise x_i steht für die „Einstein“-Schreibweise der drei Raumkoordinaten $x_i = x, y, z$ mit $i = 1, 2, 3$.

Die Terme $f(v - v_g)$ bzw. $f(u - u_g)$ in der Gleichung für die u - bzw. v -Komponente des Strömungsfeldes beschreiben die Drehung des bodennahen Windes gegenüber der geostrophischen Windrichtung u_g, v_g unter dem Einfluß der Corioliskraft. Für den Coriolisparameter f gilt $f = 2\Omega \sin \varphi$, wobei $\Omega = 7 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ die Kreisfrequenz der Erdrotation und φ der Breitengrad ist. Im Modell wird f konstant auf $0.0001 s^{-1}$ gesetzt.

Bei allen Strömungskomponenten ist zusätzlich der Impulsverlust an porösen Hindernissen (Vegetation) durch die Senkterme S_u, S_v und S_w zu berücksichtigen. Bei der Durchströmung poröser Körper entsteht ein Druckgradient in Richtung i der betrachteten Windkomponente u_i ($u_i = u, v, w$ mit $i = 1, 2, 3$). Diese Druckstörung und die Auswirkung auf das Strömungsfeld kann nach Yamada (1982) durch die Beziehung

$$S_{u_i}(x, y, z) = \left. \frac{\partial p''}{\partial x_i} \right|_p = c_{d,p} LAD(x, y, z) u_i W(x, y, z) \quad (3.2)$$

dargestellt werden. Hierbei ist $c_{d,p}$ der Dragkoeffizient für Impuls an den Blättern, für den im allgemeinen ein Wert von $c_{d,p} = 0.2$ angesetzt wird. LAD ist die Blattflächendichte, angegeben in m^2 Blattoberfläche pro m^3 Luft, als Maß für den Porositätsgrad der Vegetation. W ist der Betrag der Windgeschwindigkeit mit

$$W(x, y, z) = \sqrt{u^2(x, y, z) + v^2(x, y, z) + w^2(x, y, z)} \quad (3.3)$$

Da die Gitterauflösung des Modells ENVI-met im mikroskaligen Bereich liegt, wird angenommen, daß die Vegetation vollständig durch die Gitterboxen aufgelöst werden kann. Hieraus folgt, daß eine Gitterbox in allen Projektionsrichtungen entweder vollständig von Vegetation ausgefüllt wird, oder aber vollständig vegetationsfrei ist. Die Verwendung eines Bodenbedeckungsfaktors, wie er bei manchen Modellen Verwendung findet, ist hier nicht erforderlich.

3.1.2 Die Boussinesq-Approximation

In den Bewegungsgleichungen (3.1a) bis (3.1c) tritt die analytisch schwer zu bestimmende Dichte der Luft (ρ) auf. Da die im Modell untersuchte atmosphärische Grenzschicht im Verhältnis zur Höhe der Gesamtatmosphäre

relativ dünn ist, bietet es sich an, die *Boussinesq-Approximation* zur Elimination der Luftdichte als Prognosegröße zu verwenden.

Hierbei werden folgende Annahmen getroffen:

- Die durch das Modellgebiet hervorgerufenen Störungen der betrachteten Modellgrößen weichen nur geringfügig von den jeweiligen Referenzwerten für eine ungestörte Atmosphäre ab.
- Dichteschwankungen der Luft sind auf Fluktuationen der Temperatur, nicht aber auf Fluktuationen des Druckes zurückzuführen (*anelastische Hypothese*).

Mit diesen Vereinfachungen kann die Luftdichte ρ durch einen konstanten Wert approximiert werden:

$$\rho \approx \rho_0 = 1.29 \text{kgm}^{-3}$$

Da die Luft nun als inkompressibles Fluid behandelt wird, muß als unmittelbare Konsequenz dieser Approximation bei der Lösung der Gleichungen die sogenannte *Verträglichkeits-Bedingung* (Filter-Bedingung)

$$0 = \nabla \mathbf{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.4)$$

beachtet werden, die nur divergenzfreie Strömungsfelder als exakte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen zuläßt.

Als weitere Konsequenz müssen die durch den vertikalen Temperaturgradienten verursachten Dichteunterschiede explizit über Schwankungen der potentiellen Temperatur ausgedrückt werden. Aus den allgemeinen Gasgesetzen ergibt sich die Beziehung

$$\frac{\rho'}{\rho_0} = \frac{p'}{p_0} - \frac{T'}{T_0}$$

Setzt man voraus, daß die Druckstörungen p' gegenüber dem Grunddruck p_0 gering sind, kann man unter Verwendung der potentiellen Temperatur θ auch

$$\frac{\rho'}{\rho_0} = -\frac{\theta'}{\theta}$$

schreiben.

θ' ist die vertikale Temperaturfluktuation am betrachteten Punkt bezogen auf die Referenztemperatur $\hat{\theta}$ in der Höhe z aus dem eindimensionalen Randmodell. Die entstehenden vertikalen thermischen Kräfte können in Form eines Auftriebsterms

$$g \frac{\theta'}{\hat{\theta}} \quad (3.5)$$

in die prognostischen Gleichung für die w -Komponente (3.1c) integriert werden.

3.1.3 Verfahren zur Lösung der Bewegungsgleichungen

Die Lösung der Bewegungsgleichungen ist aufgrund ihres gemischt-parabol-elliptischen Charakters nicht trivial und kann auf sehr unterschiedliche Art und Weise erfolgen.

Einen relativ einfachen Lösungsansatz im zweidimensionalen Raum bietet die sogenannte „*Vorticity-Methode*“ (Roache, 1984; Sievers *et al.*, 1987), bei der die Bestimmung des dynamischen Stördruckes p' entfällt, da über die Prognose der Wirbelstärke automatisch ein divergenzfreies Windfeld berechnet wird. Die Vorticity-Methode ist auch im dreidimensionalen Raum anwendbar (Sievers, 1995), wobei sie jedoch wesentlich komplexer wird und somit den Hauptvorteil der leichten Anwendbarkeit verliert. Zudem kann das Vorticity-Verfahren nur schwer um weitere strömungsbeeinflussende Faktoren wie beispielsweise die Vegetation erweitert werden und bietet somit für dieses Modell keine numerischen Vorteile gegenüber der im folgenden dargestellten prognostischen Berechnung des Stördruckfeldes.

Die Lösung der Bewegungsgleichungen mit Bestimmung des Stördruckes erfolgt über das sogenannte *Splitting-Verfahren* nach Patrinos und Kistler (1977). Der Vorteil des Splitting-Verfahrens gegenüber der Vorticity-Methode liegt darin, daß die prognostischen Bewegungsgleichungen bis auf den druckabhängigen Term quasi unverändert numerisch behandelt werden und somit jederzeit um zusätzliche Terme ergänzt werden können. Der Nachteil des Verfahrens liegt im Hinzufügen einer weiteren Prognosegröße, der Druckstörung p' , die parallel zu den eigentlichen Bewegungsgleichungen über eine Poisson-Gleichung zu lösen ist.

Im Rahmen des Splitting-Verfahrens wird das in den Gleichungen (3.1a)-(3.1c) gesuchte divergenzfreie Windfeld in ein Hilfsströmungsfeld \mathbf{u}^{aux} und einen Druckterm $\nabla p'$ aufgesplittet:

$$\frac{\partial \mathbf{u}^{n+1}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{u}^{aux}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p' \quad (3.6)$$

Das Feld \mathbf{u}^{aux} wird durch die Lösung der sogenannten *verkürzten Bewegungsgleichungen* berechnet, in denen der Stördruck nicht berücksichtigt

wird. Es enthält die korrekte Vorticity, erfüllt jedoch nicht notwendigerweise die Verträglichkeitsbedingung. Mit Hilfe dieses Strömungsfeldes kann die dazugehörige Druckverteilung iterativ oder direkt bestimmt werden, wodurch eine Korrektur zum divergenzarmen Windfeld \mathbf{u}^{n+1} möglich wird. Ein vollkommen divergenzfreies Windfeld kann jedoch weder mit diesem noch mit anderen Verfahren erzeugt werden. In der Nähe von Hindernissen und im Zentrum von Wirbeln bleibt immer eine Restdivergenz bestehen, da hier die Stördruckfelder vom numerischen Verfahren nicht mehr aufgelöst werden können. Es muß daher im Falle des druckkorrigierten Strömungsfeldes \mathbf{u}^{n+1} immer von einer *divergenzarmlen* Strömung gesprochen werden.

3.1.4 Die verkürzten Bewegungsgleichungen

Die verkürzten Bewegungsgleichungen zur Beschreibung des Hilfsströmungsfeldes \mathbf{u}^{aux} ergeben sich nach dem Entfernen der Druckterme, dem Hinzufügen des Auftriebsterms und der expliziten Formulierung der Senkterme (3.2) aus den Gleichungen (3.1a) bis (3.1c) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^{aux}}{\partial t} + u \frac{\partial u^{aux}}{\partial x} + v \frac{\partial u^{aux}}{\partial y} + w \frac{\partial u^{aux}}{\partial z} = & \quad (3.7a) \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial u^{aux}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial u^{aux}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u^{aux}}{\partial z} \right) \\ & - c_{d,p} LAD(z) u^{aux} W(x, y, z) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^{aux}}{\partial t} + u \frac{\partial v^{aux}}{\partial x} + v \frac{\partial v^{aux}}{\partial y} + w \frac{\partial v^{aux}}{\partial z} = & \quad (3.7b) \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial v^{aux}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial v^{aux}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v^{aux}}{\partial z} \right) \\ & - c_{d,p} LAD(z) v^{aux} W(x, y, z) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w^{aux}}{\partial t} + u \frac{\partial w^{aux}}{\partial x} + v \frac{\partial w^{aux}}{\partial y} + w \frac{\partial w^{aux}}{\partial z} = & \quad (3.7c) \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial w^{aux}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_m \frac{\partial w^{aux}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial w^{aux}}{\partial z} \right) \\ & + g \frac{\theta'}{\theta} - c_{d,p} LAD(z) w^{aux} W(x, y, z) \end{aligned}$$

Die Coriolisterme werden im dreidimensionalen Kernmodell aufgrund der geringen vertikalen Ausdehnung des betrachteten Luftkörpers vernachlässigt.

Setzt man die Filterbedingung $\nabla \mathbf{u} = 0$ in die gesplittete Navier-Stokes Gleichung (3.6) ein, so erhält man nach zeitlicher Diskretisierung als Zusammenhang zwischen dem Hilfsströmungsfeld \mathbf{u}^{aux} und dem Stördruckfeld p'

die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 p' = \frac{\rho_0}{\Delta t} \nabla \mathbf{u}^{aux} \quad (3.8)$$

Die Korrektur der Geschwindigkeitskomponenten zum divergenzarmen Windfeld \mathbf{u}^{n+1} erfolgt nach der Lösung von (3.8) mit

$$u^{n+1} = u^{aux} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (3.9a)$$

$$v^{n+1} = v^{aux} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (3.9b)$$

$$w^{n+1} = w^{aux} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (3.9c)$$

3.1.5 Randbedingungen des Strömungsmodells

3.1.5.1 Einströmränder Das vertikale Profil der Windgeschwindigkeit wird am Einströmrand aus der eindimensionalen Form der u - und v -Prognosegleichungen (3.7a, 3.7b) gewonnen:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \hat{K}_m \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) + f(\hat{v} - v_g) \quad (3.10a)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \hat{K}_m \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) - f(\hat{u} - u_g) \quad (3.10b)$$

Die Vertikalkomponente des Strömungsfeldes wird in jeder Höhe gleich Null gesetzt:

$$\hat{w}(0..H) = 0$$

Da dieses Einströmprofil die durchschnittlichen mesoskaligen Verhältnisse widerspiegeln soll, ist für den Einströmrand eine gesonderte, vom Hauptmodell möglicherweise abweichende Bodenrauigkeitslänge \hat{z}_0 vorzugeben.

Im dreidimensionalen Modell wird am Einströmrand horizontale Homogenität vorausgesetzt, so daß die im eindimensionalen Randmodell berechneten Werte auf die Einströmflächen umgesetzt werden können:

$$\begin{aligned} u^{aux}(0..X, 0, z) &= u^{aux}(0, 0..Y, z) = \hat{u}(z) \\ v^{aux}(0..X, 0, z) &= v^{aux}(0, 0..Y, z) = \hat{v}(z) \\ w^{aux}(0..X, 0, z) &= w^{aux}(0, 0..Y, z) = 0 \end{aligned}$$

Nach Bestimmung des Stördruckfeldes und der Korrektur der Auxilargeschwindigkeiten \mathbf{u}^{aux} an den inneren Gitterpunkten zum divergenzarmen Strömungsfeld \mathbf{u}^{n+1} für den Zeitschritt $n + 1$ werden die Randpunkte mit einer Nullgradient-Bedingung den inneren Punkten angepaßt:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial u^{n+1}}{\partial x} \right|_{x=0} &= \left. \frac{\partial v^{n+1}}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial w^{n+1}}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \\ \left. \frac{\partial u^{n+1}}{\partial y} \right|_{y=0} &= \left. \frac{\partial v^{n+1}}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial w^{n+1}}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \end{aligned}$$

Der Stördruck p' benötigt am Einströmrand keine spezielle Randbedingung, so daß hier ein Verschwinden des Gradienten in Richtung der Normalen festgesetzt wird:

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial p'}{\partial y} \right|_{y=0} = 0$$

3.1.5.2 Ausströmränder Die Randbedingungen an den Ausströmrändern sollten so formuliert werden, daß die Strömung das Modellgebiet möglichst ungestört verlassen kann. Außerdem muß für jeden Rechenschritt gewährleistet werden, daß das Modell massenkonsistent bleibt, d.h. genau soviel Luftmasse in das Modell eintritt wie wieder austritt. Insbesondere die letztere Forderung stellt sich nicht automatisch ein, da durch das verwandte numerische Differenzenverfahren immer ein kleiner numerischer Fehler auftritt.

Für das prognostisch berechnete Hilfsströmungsfeld wird an den Ausströmrändern eine einfache Null-Gradient Bedingung verwendet:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial u^{aux}}{\partial x} \right|_{x=X} &= \left. \frac{\partial v^{aux}}{\partial x} \right|_{x=X} = \left. \frac{\partial w^{aux}}{\partial x} \right|_{x=X} = 0 \\ \left. \frac{\partial u^{aux}}{\partial y} \right|_{y=Y} &= \left. \frac{\partial v^{aux}}{\partial y} \right|_{y=Y} = \left. \frac{\partial w^{aux}}{\partial y} \right|_{y=Y} = 0 \end{aligned}$$

Durch geeignete Randbedingungen für das Druckfeld am Ausströmrand kann erreicht werden, daß das korrigierte divergenzarme Windfeld massenkonsistent ist. Hierbei wird zunächst davon ausgegangen, daß eine Differenz (*Massenfehler*) zwischen der in das Modellgebiet eintretenden Masse und der wieder austretenden Masse existiert. Zur Berechnung dieses Fehlers ist zunächst die Massenbilanz über alle lateralen Modellränder zu berechnen, deren Einzelkomponenten sich aus den Massenflüssen durch die jeweils

betroffenen Randelemente (=lateralen Zellflächen) ergeben. Der untere Modellrand ist völlig undurchströmbar, da er vom Erdboden begrenzt wird. Der Modelloberrand ist zwar physikalisch prinzipiell durchströmbar, allerdings wurde hier festgelegt, daß die Normalkomponente des Strömungsfeldes in z -Richtung verschwindet ($w(x, y, Z) = 0$), wodurch an diesem Rand ebenfalls kein Massenfluß stattfinden kann.

Als Massenbilanz für den linken, rechten, vorderen und hinteren Modellrand erhält man somit:

$$\begin{aligned} m_{li} &= \rho_0 \int_0^Y \int_0^Z u(0, y, z) dy dz \\ m_{re} &= \rho_0 \int_0^Y \int_0^Z u(X, y, z) dy dz \\ m_{vo} &= \rho_0 \int_0^X \int_0^Z v(x, 0, z) dx dz \\ m_{hi} &= \rho_0 \int_0^X \int_0^Z v(x, Y, z) dx dz \end{aligned}$$

Der im Modell verursachte Massenfehler m_{err} ergibt sich aus der Gesamtbilanz der Massenflüsse an den Modellrändern:

$$m_{err} = m_{re} - m_{li} + m_{hi} - m_{vo} \quad (3.12)$$

Um diesen Massenfehler auszugleichen, sind die Randbedingungen des Druckfeldes an allen Ausströmzellen so zu modifizieren, daß die Massenerhaltung im Modellgebiet wieder hergestellt wird. Hierzu ist zunächst die Anzahl n_{aus} und die Oberfläche F_{aus}^Σ der Ausströmzellen zu bestimmen. Als Ausströmzelle werden hierbei alle randständigen Gitterzellen bezeichnet, an denen die Normalkomponenten des aktuell berechneten Windfeldes aus dem Modellgebiet hinaus führen, normalerweise also die Zellen der durch die Anströmungsrichtung festgelegten Ausströmränder.

Die Oberfläche F_{aus}^Σ berechnet sich mit:

$$\begin{aligned} F_{aus}^\Sigma &= \int_0^Y \int_0^Z f^{li}(y, z) dy dz + \int_0^Y \int_0^Z f^{re}(y, z) dy dz \\ &+ \int_0^X \int_0^Z f^{vo}(x, z) dx dz + \int_0^X \int_0^Z f^{hi}(x, z) dx dz \end{aligned} \quad (3.13)$$

Hierbei sind f^{li} , f^{re} , f^{vo} und f^{hi} Funktionen, die festlegen, ob die entsprechende Zelle im aktuellen Strömungsfeld eine Aus- oder Einströmzelle ist.

Für Ausströmzellen wird $f^{(\dots)} = 1$ bzw. -1 gesetzt, ansonsten ist $f^{(\dots)} = 0$, wodurch alle anderen Zellen nicht in die Berechnung der Ausströmoberfläche eingehen.

Für den linken Modellrand ergibt sich exemplarisch die Funktion

$$f^{li}(y, z) = \begin{cases} 1 & ; \text{wenn } u(0, y, z) < 0 \\ 0 & ; \text{wenn } u(0, y, z) \geq 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

Die Ausströmfunktionen für die übrigen Modellränder ergeben sich analog zum linken Modellrand.

Ein negativer Massenfehler bedeutet anschaulich, daß mehr Masse in das Modellgebiet hineinströmt, als an den Ausströmrändern wieder austritt. Um diesen Fehler zu korrigieren, muß somit der Massenfluß an den Ausströmrändern erhöht werden. Der Zusammenhang zwischen dem Druckfeld und dem korrigierten Strömungsfeld ist über (3.9a) gegeben. Für die Korrektur der u -Komponente am rechten Modellrand $x = X$ erhält man beispielsweise den Zusammenhang

$$u^{n+1}(X, y, z) = u^{aux}(X, y, z) - \frac{\Delta t}{\rho_0} \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{x=X}$$

Hierbei ist der Gradient des Stördruckfeldes der benötigte Parameter zur Korrektur des Massenfehlers. Allgemein kann die Randbedingung des Stördruckes an einem Ausströmrand als

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right|_{aus} = \Lambda \quad (3.15)$$

geschrieben werden. Die Druckkorrektur Λ kann nun beispielsweise am rechten und hinteren Rand so gewählt werden, daß ein negativer Massenfehler (Massenüberschuß) zu einer entsprechenden Erhöhung des Betrages der Strömungsgeschwindigkeit an den Ausströmrändern führt, also $\partial p/\partial x_i$ und Λ negativ gesetzt werden. Im umgekehrten Fall (positiver Massenfehler) sind die Beträge der Austrittsgeschwindigkeiten zu reduzieren ($\partial p/\partial x_i, \Lambda > 0$).

Am linken und vorderen Rand dreht sich das Vorzeichen des Korrekturterms aufgrund der Umkehrung der Strömungskomponenten entsprechend um.

Aus der Poisson-Gleichung (3.8) und den Ausströmrandfunktionen $f^{(\dots)}$ (3.14) können folgende Beziehungen zwischen dem Massenfehler m_{err} und dem Druckkorrekturwert Λ an den lateralen Rändern hergestellt werden:

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right|_{lateral} = \Lambda = f^{(\dots)}(x/y, z) \cdot \frac{1}{\Delta t} \frac{m_{err}}{F_{aus}^{\Sigma}} \Phi(x, y, z) \quad (3.16)$$

Nimmt man an, daß die Massenkorrektur gleichmäßig auf alle Ausströmzellen verteilt wird, so ist die für eine bestimmte Zelle x, y, z anzusetzende Druckkorrektur mit der Größe der Austrittsfläche F_{aus} dieser Zelle zu gewichten. Hierzu wird der Wichtungsfaktor $\Phi(x, y, z)$ definiert mit:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{F_{aus}^{\Sigma}/n_{aus}}{F_{aus}(x, y, z)} \quad (3.17)$$

Der Wichtungsfaktor ist umgekehrt proportional zum Anteil der Ausströmflächen­größe zur Gesamtausströmfläche. Anschaulich bedeutet dieses, daß der gleiche Massenfluß bei Gitterzellen, die kleiner als der Durchschnitt sind, zu stärkeren Druckkorrekturen führt als bei größeren Zellen. Sind alle Zellen äquidistant, so ist der Wichtungsfaktor gleich 1.

An Gitterzellen, an denen die Strömung in das Modellinnere gerichtet ist, kann keine Druckkorrektur vorgenommen werden. Hier ergibt das Verfahren mit $\Lambda = 0$ die für den Einströmrand festgelegte Null-Gradient-Bedingung.

3.1.5.3 Bodengrenzfläche und Hindernisflächen An der Bodengrenzfläche, auf Hindernisflächen und innerhalb von festen Hindernissen werden die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung ihrer Normalen und in der tangentialen Richtung auf Null gesetzt (*No-Slip-Bedingung, Haft-Bedingung*):

$$\begin{aligned} u_w^{aux} = v_w^{aux} = w_w^{aux} &= 0 \\ u^{aux}(z=0) = v^{aux}(z=0) = w^{aux}(z=0) &= 0 \\ \hat{u}(z=0) = \hat{v}(z=0) &= 0 \end{aligned}$$

Für das Stördruckfeld wird ein Verschwinden des Normalgradienten in Richtung i der Hinderniswand und am Boden angenommen:

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right|_w = \left. \frac{\partial p'}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$$

Hierdurch ergibt sich an den Wänden und am Boden die Zuweisung

$$u_i^{n+1} = u_i^{aux}$$

3.1.5.4 Modelloberrand Am Oberrand des eindimensionalen Randmodells bei $z = H$ wird das horizontale Windfeld durch die zeitlich konstanten Komponenten des geostrophischen Windes definiert:

$$\begin{aligned} \hat{u}(z=H) &= u_g \\ \hat{v}(z=H) &= v_g \end{aligned}$$

Da am Einströmrand von horizontal homogenen Verhältnissen ausgegangen wird, ist die Vertikalkomponente \hat{w} im gesamten Randmodell gleich Null und wird somit nicht extra berechnet.

An der Oberkante des dreidimensionalen Kernmodells wird ein geschlossener Modellrand vorausgesetzt. Hieraus folgt, daß alle im Modellgebiet erzeugten Störungen abgeklungen sind. In dieser Höhe entsprechen die Geschwindigkeitskomponenten den Werten aus dem eindimensionalen Randmodell:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial u^{aux}}{\partial x} \right|_{z=Z} &= \left. \frac{\partial u^{aux}}{\partial y} \right|_{z=Z} = 0 \\ \left. \frac{\partial v^{aux}}{\partial x} \right|_{z=Z} &= \left. \frac{\partial v^{aux}}{\partial y} \right|_{z=Z} = 0 \\ u^{aux}(z=Z) &= \hat{u}(z=Z) \\ v^{aux}(z=Z) &= \hat{v}(z=Z) \\ w^{aux}(z=Z) &= 0 \end{aligned}$$

Für den Stördruck p' wird am Oberrand ein Verschwinden des Normalgradienten festgesetzt:

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial z} \right|_{z=Z} = 0$$

Hierdurch gilt auch automatisch:

$$u_i^{n+1} = u_i^{aux}$$

3.1.6 Initialisierung

Die Initialisierung des Strömungsfeldes läuft in mehreren Stufen ab, da zu jedem Zeitpunkt gewährleistet sein muß, daß ein quasi divergenzfreies Strömungsfeld als Ausgangspunkt für die prognostische Neuberechnung des Windfeldes vorhanden ist.

Zunächst wird, wie bei allen anderen Prognosegrößen auch, das eindimensionale Randmodell initialisiert. Ausgehend von der vorgegebenen mesoskaligen Rauigkeitslänge des Bodens \hat{z}_0 , der horizontalen Windgeschwindigkeit \mathbf{u}_{10m} in Anemometerhöhe 10 m sowie der Anströmungsrichtung Π wird zunächst die Windgeschwindigkeit an allen Gitterpunkten des Randmodells unter der Annahme einer neutralen Schichtung initialisiert. Die beiden horizontalen Komponenten des geostrophischen Windfeldes (u_g, v_g) bei $z = H$ sind

$$u_g = \mathbf{u}_{10m} \cdot \ln\left(\frac{H}{\hat{z}_0}\right) \ln\left(\frac{10}{\hat{z}_0}\right)^{-1} \sin \Pi \quad (3.18a)$$

$$v_g = \mathbf{u}_{10m} \cdot \ln\left(\frac{H}{\hat{z}_0}\right) \ln\left(\frac{10}{\hat{z}_0}\right)^{-1} \cos \Pi \quad (3.18b)$$

Die Windgeschwindigkeit in den einzelnen Rechenniveaus z berechnen sich dann mit

$$\hat{u}(z) = u_g \cdot \ln\left(\frac{z}{\hat{z}_0}\right) \ln\left(\frac{H}{\hat{z}_0}\right)^{-1} \quad (3.19a)$$

$$\hat{v}(z) = v_g \cdot \ln\left(\frac{z}{\hat{z}_0}\right) \ln\left(\frac{H}{\hat{z}_0}\right)^{-1} \quad (3.19b)$$

Ausgehend von dem so erzeugten logarithmischen Vertikalprofil werden die eindimensionalen Bewegungsgleichungen des Randmodells solange integriert, bis sich ein stationärer Zustand einstellt.

Die Erzeugung des dreidimensionalen Ausgangsströmungsfeldes ist, im Gegensatz zur dreidimensionalen Initialisierung der übrigen prognostischen Größen, nicht trivial. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache, daß für jeden Rechenschritt ein zumindest annähernd divergenzfreies Strömungsfeld als Ausgangszustand vorhanden sein muß. Außerdem sollte dieses Windfeld nicht zu stark von der im folgenden Rechenschritt prognostizierten Strömungsverteilung abweichen, da das Verfahren sonst möglicherweise nicht konvergiert. Es ist somit nicht möglich, das eindimensionale Windfeld als Ausgangsfeld auf alle Gitterpunkte des dreidimensionalen Modells umzusetzen und dann im nächsten Rechenschritt auf den Gebäudewänden die Strömungskomponenten direkt auf Null zu setzen.

In numerischen Modellen wird aus diesem Grund eine *Diastrophiephase* der eigentlichen Simulation vorangestellt, bei der sich das Strömungsfeld langsam an die Struktur des Untersuchungsgebietes anpaßt.

In Modellen, die einen reliefierten Untergrund berücksichtigen können, wie beispielsweise FITNAH (Gross, 1991) oder FOOT-3D (Kerschgens *et al.*, 1994) besteht diese Phase aus einem allmählichen Anheben des ursprünglich planen Untergrundes bis das vorgegebene Relief erreicht ist. Durch diese allmähliche Änderung der Rahmenbedingungen weichen die jeweils aufeinanderfolgend prognostizierten Strömungsfelder nur wenig voneinander ab, so daß eine konvergente Lösung sichergestellt ist. Dieses Diastrophiekonzept läßt sich sinngemäß auch auf mikroskalige Modelle mit planem Untergrund und inneren Hindernissen (Gebäude u.ä.) übertragen.

Im Modell ENVI-met wird zur Initialisierung des Windfeldes ein dreistufiges Diastrophieverfahren verwendet, das sicherstellt, daß zu jeder Zeit ein divergenzarmes Strömungsfeld zur Verfügung steht. Im ersten Schritt wird das

eindimensionale Windfeld auf alle Gitterpunkte im dreidimensionalen Modell umgesetzt. Auf den Hinderniswänden werden ebenfalls die jeweiligen Strömungskomponenten übernommen. Mit diesem Ausgangsströmungsfeld wird die erste prognostische Neuberechnung des Windfeldes vorgenommen, bei der neben den unterschiedlichen Bodenrauigkeiten auch poröse Hindernisse bereits berücksichtigt werden.

In den nächsten beiden Schritten werden nun die Strömungskomponenten auf den Hinderniswänden langsam abgebremst. Zunächst werden sie auf 50% der ursprünglichen Geschwindigkeit verringert und im zweiten Schritt schließlich auf 0% gesetzt. Dieses entspricht der im Modell vereinbarten *No-Slip*-Bedingung. Nach jedem Schritt wird das Windfeld neu berechnet, wobei sich der Stördruckgradient langsam aufbauen kann und so die Stabilität des Verfahrens gewährleistet ist.

Den Diastrophieschritten schließt sich eine Neuberechnung des Windfeldes an, wobei hier über den festgelegten Zeitraum von 10 sec integriert wird. Während dieser Zeit wird das Windfeld quasi-stationär und die Wirbelstrukturen bilden sich aus. Das so berechnete Strömungsfeld kann so als Ausgangsfeld in der eigentlichen Modellsimulation verwendet werden.

3.1.7 Prognose des Windfeldes im Gesamtmodell

Die Prognose des dreidimensionalen Windfeldes verursacht einen hohen Rechenaufwand, da einerseits die Zahl der benötigten Rechenschritte sehr hoch ist und andererseits nur mit kleinen Zeitschritten gearbeitet werden kann, um die Druckstörungen innerhalb des vorgegebenen Gitters erfassen zu können (siehe Kapitel 6, S.87 ff.).

Da im mikroskaligen Maßstab keine zeitabhängigen thermischen Windsysteme simuliert werden sollen, genügt es, das Strömungsfeld in regelmäßigen Abständen den veränderten thermischen Bedingungen im Modellgebiet anzupassen, also quasi diagnostisch zu berechnen. Hierbei wird das Windfeld solange berechnet, bis sich stationäre Verhältnisse einstellen. Bei geringen Windgeschwindigkeiten wirken sich thermische Kräfte wesentlich stärker auf das Strömungsfeld aus als bei einer starken Durchmischung der Luft, so daß eine Aktualisierung des Windfeldes häufiger erfolgen sollte. Das eindimensionale Windprofil am Einströmrand wird mit jedem Zeitschritt neu berechnet, da hier der numerische Aufwand gering ist.

3.2 Das Temperatur- und Feuchtefeld

Die Verteilung der Temperatur und Feuchte kann aus dem aktuellen Strömungsfeld, den turbulenten Austauschkoefizienten sowie den lokalen Quellen und Senken innerhalb des Modellgebietes bestimmt werden.

3.2.1 Die Grundgleichungen

Das Temperatur- und Feuchtefeld in der Atmosphäre läßt sich über die kombinierte Diffusions-Advektionsgleichung mit internen Quellen und Senken für die potentielle Temperatur θ und die spezifische Feuchte q beschreiben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \\ &\quad + \frac{1}{c_p \rho} \nabla R_{lw}(x, y, z) + Q_\theta(x, y, z) \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(K_v \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_v \frac{\partial q}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_v \frac{\partial q}{\partial z} \right) \\ &\quad + Q_q(x, y, z) \end{aligned} \quad (3.21)$$

Der Temperatur- und Feuchtefluß an Pflanzen wird über lokale Quell- und Senkterme Q_θ und Q_q in das Atmosphärenmodell integriert. Beide Terme werden vom Vegetationsmodell bereitgestellt und sind dort eingehend beschrieben (siehe Kapitel 5, S.77 ff.). K_h und K_v sind die turbulenten Austauschkoefizienten für Wärme und Wasserdampf. Die Veränderung der Lufttemperatur durch die Divergenz langwelliger Strahlungsflüsse ∇R_{lw} wird in dieser Modellversion nicht berücksichtigt, da es innerhalb komplexer Geometrien sehr schwierig ist, diese Größe zu bestimmen. Es wird somit festgesetzt:

$$\frac{1}{c_p \rho} \nabla R_{lw} = 0$$

Ebenso wird die Phasenumwandlung von Wasserdampf in Wasser und umgekehrt innerhalb der Luft nicht berücksichtigt. Es wird somit davon ausgegangen, daß die relative Luftfeuchtigkeit immer unterhalb von 100% liegt.

3.2.2 Randbedingungen des Temperatur- und Feuchtefeldes

3.2.2.1 Einströmränder Als Grundgleichungen für das vertikale Temperatur- und Feuchteprofil am Einströmrand werden die Gleichungen (3.20) und (3.21) in der eindimensionalen vertikalen Form verwendet:

$$\frac{\partial \hat{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \hat{K}_h \left(\frac{\partial \hat{\theta}}{\partial z} \right) \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \hat{q}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \hat{K}_v \left(\frac{\partial \hat{q}}{\partial z} \right) \quad (3.23)$$

Wie auch beim Strömungsmodell sollen diese Profile die mittleren mesoskaligen Verhältnisse außerhalb des Modellgebiets darstellen. Für das Temperatur- und Feuchtefeld ist es jedoch wesentlich komplizierter, geeignete Randbedingungen zu finden, da beide Profile einen realistischen Tagesgang der beiden Prognosegrößen reproduzieren müssen. Das vertikale Temperaturprofil am Einströmrand dient zudem als Referenzprofil für den angenommenen ungestörten Zustand der Atmosphäre.

An den Einströmrändern des Kernmodells werden die Werte aus dem eindimensionalen Randprofil übernommen

$$\begin{aligned}\theta(0..X, 0, z) &= \theta(0, 0..Y, z) = \hat{\theta}(z) \\ q(0..X, 0, z) &= q(0, 0..Y, z) = \hat{q}(z)\end{aligned}$$

3.2.2.2 Ausströmränder Die Behandlung der Ausströmränder für das Temperatur- und Feuchtefeld ist unproblematisch, da hier nur dafür gesorgt werden muß, daß die im Modellgebiet verursachten Störungen das Gebiet ohne Reflexionseffekte verlassen können. Da das eigentliche Untersuchungsgebiet von mehreren Randgitterzellen mit nach außen zunehmender Maschenweite umrahmt wird („*Nesting-Zellen*“, siehe Abschnitt 2.1, S.7), ist der eigentliche Modellrand ausreichend weit von dem Kernmodell entfernt, so daß hier einfache Null-Gradient-Bedingungen ausreichend genau sind:

$$\begin{aligned}\left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_{x=X} &= \left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=Y} = 0 \\ \left. \frac{\partial q}{\partial x} \right|_{x=X} &= \left. \frac{\partial q}{\partial y} \right|_{y=Y} = 0\end{aligned}$$

3.2.2.3 Bodengrenzfläche und Hinderniswände Die Grenzflächenwerte für die Temperatur (T_0 für die Bodengrenzfläche bzw. T_w für die Wand- und Dachflächen) sowie für die Feuchte (q_0 bzw. q_w) werden außerhalb der eigentlichen Temperatur- und Feuchteprognose berechnet und sind vor dem jeweiligen prognostischen Rechenschritt bekannt. Zwischen der im Boden- und Grenzflächenmodell definierten absoluten Temperatur T und der im Atmosphärenmodell gültigen potentiellen Temperatur θ gilt die Beziehung

$$\theta(z) = T(z) \left(\frac{p_0}{p(z)} \right)^{\frac{R_f}{c_p}} \quad (3.24)$$

Hierbei ist R_f die Gaskonstante der trockenen Luft ($287 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$) und c_p die spezifische Wärme der Luft bei Referenzdruck ($1847 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$).

An der Bodengrenzfläche gilt der im Modell festgelegte Referenzdruck $p(z = 0) = p_0$, wodurch hier Identität zwischen T und θ besteht und beide Größen parallel verwendet werden können. Aufgrund der geringen vertikalen Erstreckung des Kernmodells gilt dieses auch ohne Einschränkung der Allgemeinheit für die Wand- und Dachflächen der Gebäude, so daß alle Grenzflächenwerte direkt in die Berechnung des Temperaturfeldes integriert werden können. Durch das Windfeld hervorgerufene Staudrücke sind in diesem Zusammenhang ebenfalls im Vergleich zum Gesamtdruck der Atmosphäre vernachlässigbar klein.

Die Bestimmung der Grenzflächenwerte \hat{T}_0 und \hat{q}_0 für das eindimensionale Randmodell ist etwas komplizierter, da hier realistische mittlere Zustände repräsentiert werden sollen.

Durch die *Nesting-Zellen* bietet ENVI-met die Möglichkeit, Austauschprozesse, die außerhalb des eigentlichen Untersuchungsgebiets stattfinden in das Modell zu integrieren. Hierbei handelt es sich allerdings um ein recht einfaches System, daß nur näherungsweise in der Lage ist, realistische Randbedingungen zu erzeugen.

Das *Chess-Nesting-Verfahren* sorgt dafür, daß die beiden vorgegebenen mesoskaligen Bodenprofiltypen jeweils alternierend angeordnet sind. Hierdurch kann die gesuchte mittlere Temperatur und Feuchte für das eindimensionale Randmodell als Mittelwert der Oberflächenwerte der jeweils ersten Gitterpunktreihe an den Einströmrändern definiert werden. Für Einströmränder bei $x = 0$ und $y = 0$ ergibt sich für die Temperatur die Zuweisung:

$$\hat{T}_0 = 0.5 \left(\frac{1}{X} \sum^X T(x, 0, 0) + \frac{1}{Y} \sum^Y T(0, y, 0) \right) \quad (3.25)$$

Für die Oberflächenfeuchte erfolgt die Berechnung analog. Theoretisch sind auch andere Verfahren zur Bildung der mittleren Oberflächenwerte denkbar. Bei der Entwicklung des Modells hat es sich jedoch gezeigt, daß es nicht sinnvoll ist, eine starke Rückkopplung zwischen den im Kernmodell berechneten Oberflächenwerten und den Einströmwerten zuzulassen, wie sie beispielsweise bei der Berechnung des Mittelwertes über alle Gitterzellen entstehen würde. In diesen Fällen hat sich bei der Temperatur eine Tendenz zur positiven Rückkopplung der Abkühlungs- und Aufwärmungsprozesse herausgebildet. Zudem ist die qualitative Bewertung der Ergebnisfelder schwer, da keine vom Modellgebiet unabhängigen Referenzwerte zur Verfügung stehen.

3.2.2.4 Modelloberrand Die Temperatur am Oberrand $z = Z$ des Kernmodells wird, wie bei allen Größen, unter der Annahme, daß die Störungen innerhalb des Modells abgeklungen sind, aus dem eindimensionalen Randmodell übernommen:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_{z=Z} = \left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{z=Z} = 0 & \quad \theta(z=Z) = \hat{\theta}(z=Z) \\ \left. \frac{\partial q}{\partial x} \right|_{z=Z} = \left. \frac{\partial q}{\partial y} \right|_{z=Z} = 0 & \quad q(z=Z) = \hat{q}(z=Z) \end{aligned}$$

Die Temperatur und Feuchte am Oberrand des eindimensionalen Randmodells $z = H$ werden während der Simulationszeit konstant gehalten und entsprechen dem bei der Initialisierung für diese Höhe berechneten Wert:

$$\begin{aligned} \hat{\theta}(z=H) &= \theta_{start} = const. \\ \hat{q}(z=H) &= q_H = const. \end{aligned}$$

3.2.3 Initialisierung

Die Lufttemperatur wird an allen Gitterpunkten des Randmodells unter der Annahme einer neutralen Schichtung mit dem vorgegebenen Startwert θ_{start} initialisiert. Die Oberflächentemperaturen werden auf den Startwert der Bodentemperaturen $T_{start,s}$ gesetzt.

$$\hat{\theta}(0..H) = \theta_{start} \quad (3.26)$$

$$T_0 = T_{start,s} \quad (3.27)$$

Für die spezifische Feuchte q liegen zwei Ausgangsinformationen vor: Die relative Feuchte f_{rel} in 2m Höhe sowie die spezifische Feuchte am Modelloberrand q_H . Ausgehend von dem Temperaturprofil wird die Sättigungsfeuchte q^* und die spezifische Feuchte in 2m Höhe (q_{2m}) berechnet. Die Ausgangswerte für die übrigen Prognosehöhen können nun aus dem resultierenden Feuchtegradienten zum Modelloberrand berechnet werden:

$$\begin{aligned} q_{2m} &= q^*(z=2m) \cdot f_{rel} \\ \hat{q}(z) &= q_{2m} + (z-2) \frac{q_{2m} - q_H}{2-H} \end{aligned} \quad (3.28)$$

Nach der Initialisierung wird das eindimensionale Profil solange integriert, bis sich ein quasi-stationärer Zustand einstellt. Hierbei entwickelt sich auch die thermische Schichtung der Atmosphäre, sofern für den Boden und die Luft unterschiedliche Startwerte für die Temperatur vorgegeben wurden.

Anschließend wird das so berechnete Temperatur- und Feuchteprofil homogen auf das dreidimensionale Modell umgesetzt. Zu diesem Zeitpunkt steht bereits ein durch die Gebäude modifiziertes Strömungsfeld zur Verfügung, so daß sich in der anschließenden dreidimensionalen Initialisierungsphase das Temperatur- und Feuchtefeld den Strömungsverhältnissen anpassen kann. Die eigentliche dreidimensionale prognostische Berechnung beginnt, sobald sich quasi-stationäre Verhältnisse eingestellt haben.

3.3 Modellierung der turbulenten Austauschprozesse in der Atmosphäre

Die Bestimmung der turbulenten Austauschprozesse ist nicht-trivial und erfordert zahlreiche theoretische Überlegungen und Modelle, da sich diese Vorgänge, im Gegensatz zu den bisher eingeführten Größen, nicht unmittelbar herleiten lassen.

3.3.1 Turbulenzparameterisierung im mikroskaligen Modell

Turbulente Prozesse in der Natur laufen chaotisch ab. Um sie numerisch erfassen zu können, müssen Modellvorstellungen entwickelt werden, die diese Vorgänge linearisieren und damit analytisch beschreibbar machen. Verallgemeinert können Austauschprozesse als Fluß einer beliebigen skalaren Größe ϕ dargestellt werden: Der Momentanwert der Flußdichte \mathbf{j} zu einem Zeitpunkt t ist hierbei das Produkt aus der Konzentration von ϕ an einem Punkt und der Flußgeschwindigkeit \mathbf{u} des transportierenden Mediums:

$$\mathbf{j} = \mathbf{u} \cdot \phi \quad (3.29)$$

Beide Terme können in einen zeitlich stationären Mittelwert $(\bar{\mathbf{u}}, \bar{\phi})$ und eine fluktuierende (\mathbf{u}', ϕ') Komponente aufgesplittet werden (Konzept der *Reynolds-Zerlegung*):

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (3.30a)$$

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (3.30b)$$

Setzt man (3.30a) und (3.30b) in (3.29) ein und integriert \mathbf{j} über einen Betrachtungszeitraum t zu $\mathbf{J} = \int^t \mathbf{j} dt$, so lassen sich alle zeitlich konstanten Terme zusammenfassen:

$$\mathbf{J} = \bar{\mathbf{u}}\bar{\phi} + \bar{\mathbf{u}}'\bar{\phi} + \bar{\mathbf{u}}\phi' + \bar{\mathbf{u}}'\phi'$$

Die Fluktuationen der Einzelgrößen um ihren Mittelwert ($\bar{\phi}'$, $\bar{\mathbf{u}}'$, zweiter und dritter Term) sind im Zeitmittel definitionsgemäß gleich Null. Für die zeitlich gemittelte Flußdichte erhält man somit den Ausdruck

$$\mathbf{J} = \bar{\mathbf{u}}\bar{\phi} + \bar{\mathbf{u}}'\phi'$$

wobei der zweite Term der gesuchte turbulente Anteil des Massenstroms ist, während der erste Term die Advektion von ϕ beschreibt.

Die turbulenten Austauschprozesse selber lassen sich numerisch nicht direkt beschreiben, sondern müssen über sogenannte *Turbulenzschließungen* als Näherungswert aus bekannten oder bestimmbareren Größen hergeleitet werden.

Schließungsansätze für die Modellierung atmosphärenphysikalischer Prozesse lassen sich grob in vier Gruppen gliedern. Hierbei läßt der Grad der Schließung Rückschlüsse auf die Zahl der benötigten Prognosegrößen zu (je höher die Ordnung desto größer die Zahl der Variablen):

- lokale Schließungen erster Ordnung (Mischungswegansatz)
- lokale Schließungen zweiter und höherer Ordnung
- nicht-lokale Schließungen erster und höherer Ordnung
- lokale Schließungen 1.5 Ordnung (E- ϵ Ansatz)

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die verschiedenen Schließungsansätze und die Anwendbarkeit im Rahmen dieses Modells gegeben.

3.3.1.1 Lokale Schließungen erster Ordnung (Mischungswegansatz) Schließungen erster Ordnung beschreiben den turbulenten Austausch einer Größe ϕ über einen Austauschkoeffizienten K_ϕ und den Gradienten der Größe in der betrachteten Raumrichtung i , weshalb sie auch als *Gradientansätze* bezeichnet werden:

$$J_i^{turb}(\phi) = K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} = -\overline{u'_i \phi'}$$

Die Austauschkoeffizienten werden hierbei direkt aus einer oder mehreren bekannten primitiven Größen (Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur oder Feuchte) abgeleitet. Bei meteorologischen Grenzschichtmodellierungen kann der von Blackadar (1962) formulierte *Mischungswegansatz* zuzüglich diverser Erweiterungen durch andere Autoren als Standard angesehen werden.

Die turbulenten Austauschkoeffizienten werden beim Mischungswegansatz aus der lokalen Windscherung und einer vordefinierten Mischungslänge hergeleitet. Der Einfluß der thermischen Schichtung der Atmosphäre kann durch die Verwendung empirischer Skalierungsfunktionen in das Schema eingearbeitet werden (Wang und Takle, 1995; Sievers *et al.*, 1987). Trotz seiner Einfachheit liefert dieses Verfahren bei der Simulation der atmosphärischen

Grenzschicht über homogenem Gelände eine gute Übereinstimmung mit gemessenen Werten. Durch seinen unkomplizierten numerischen Aufbau und den damit verbundenen geringen Rechenzeiten erfreute sich dieses Verfahren vor allem in den Anfangstagen der mikro- und mesoskaligen Modellierung großer Beliebtheit.

Allerdings besitzt dieser Ansatz eine Reihe von Nachteilen, die seine Anwendbarkeit bei der Untersuchung dynamischer Prozesse in inhomogenen Gelände wie Straßenschluchten oder Vegetationsbeständen stark einschränken. Der gravierendste Nachteil ist, daß der Ansatz die explizite Bestimmung eines vertikalen Mischungsweges verlangt, was in der Nähe von Hindernissen nicht möglich ist. Weiterhin kann der advektive Transport von Turbulenzelementen nicht simuliert werden. Letzteres ist gerade im Bereich von Städten, wo zahlreiche Hindernisse auf engem Raum nebeneinander stehen von großer Bedeutung.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß Schließungsansätze erster Ordnung, zumindest im Kernmodell, im Hinblick auf die zu untersuchenden Phänomene nur mit zahlreichen Vorbehalten anwendbar sind.

3.3.1.2 Lokale Schließungen zweiter und höherer Ordnung Turbulenzschließungen zweiter Ordnung kommen ohne die explizite Bestimmung von Mischungslängen und Austauschkoefizienten aus, da hier die turbulenten Flüsse direkt bestimmt werden. Sie benötigen zur Bestimmung der turbulenten Prozesse eine große Zahl von zusätzlichen Gleichungen und zu bestimmenden Konstanten. Bei der mehrdimensionalen Modellierung von atmosphärischen Prozessen haben Schließungen zweiter und höherer Ordnung aufgrund der sehr hohen Rechenzeiten praktisch keine Bedeutung und werden hier nicht weiter betrachtet.

3.3.1.3 Nicht-lokale Schließungen erster und höherer Ordnung Nicht-lokale Schließungen erlauben, im Gegensatz zu den bisher aufgelisteten lokalen Schließungsansätzen, einen direkten Transport der verschiedenen Prognosegrößen von einem Ausgangspunkt zu theoretisch jedem Zielpunkt innerhalb des Modellraumes. Bei lokalen Schließungen ist dieses nicht möglich, da hier nur Austauschprozesse zwischen jeweils benachbarten Berechnungspunkten betrachtet werden können. Ein weiterer Vorteil ist, daß Flüsse entgegen dem Gradienten (*Counter-Gradient-Fluxes*), wie sie beispielsweise in Vegetationsbeständen vorkommen, simuliert werden können. Dieses ist mit anderen Schließungsansätzen nur sehr beschränkt möglich. Als Beispiel für nicht-lokale Schließungsansätze sei die von Stull (1993) entwickelte *Transilient Turbulence Theory* erwähnt. Diese Verfahren sind eine interessante Alternative zu herkömmlichen Schließungen, benötigen jedoch im

dreidimensionalen Fall zu viel Speicherplatz, da die Beziehungen zwischen allen Gitterzellen gleichzeitig betrachtet werden müssen. Mit steigender Rechnerkapazität werden diese Ansätze in Zukunft eine zunehmend wichtigere Rolle spielen.

3.3.1.4 Lokale Schließungen 1.5 Ordnung (E- ϵ Ansatz) Die vierte und für dieses Modell entscheidende Gruppe von Parameterisierungen basiert auf dem von Mellor und Yamada (1974, 1982) vorgeschlagenen Kompromiß zwischen der Einfachheit von Schließungen erster Ordnung und den Vorteilen der Schließungen zweiter Ordnung und wird als Schließung 1.5ter Ordnung bezeichnet.

Zur Bestimmung der Austauschkoefizienten werden zwei zusätzlich abgeleitete Variablen eingeführt und wie unabhängige Größen behandelt. Diese zusätzlichen Variablen sind die *turbulente kinetische Energie TKE* (E) und deren *Auflösungsrate (=Dissipation)* (ϵ). Durch die eigenständige Behandlung des $E-\epsilon$ Systems unterliegt dieser Ansatz nicht mehr den oben genannten Einschränkungen der Schließungen erster Ordnung: Advektionsvorgänge können simuliert werden und der Einfluß von horizontalen Inhomogenitäten und porösen Körper kann durch die Formulierung der entsprechenden Grenzbedingungen im Gleichungssystem erfaßt werden.

Das so entstehende Turbulenzmodell wird als $E-\epsilon$ Modell bezeichnet. Ursprünglich wurden $E-\epsilon$ Modelle zur Simulation stark an-isotropischer Fluidströmungen in Rohren und Kanälen entwickelt (Launder und Spalding, 1974) und erst in den letzten zehn Jahren auf atmosphärendynamische Fragestellungen erweitert.

Die Formulierung und Anwendung von $E-\epsilon$ -Modellen allgemein und in der Grenzschichtdynamik im Speziellen bringt neben zahlreichen Vorteilen jedoch auch eine Reihe Nachteile mit sich, die später im Abschnitt 3.3.3 betrachtet werden sollen.

3.3.2 Die prognostischen Gleichungen zur Beschreibung der lokalen Turbulenz

Der Zusammenhang zwischen den gesuchten turbulenten Flüssen in (3.30a) und der kinetischen Energie ist definiert als:

$$E = \frac{\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}}{2} \quad (3.31)$$

Hierbei wird davon ausgegangen, daß die lokale Turbulenz isotrop ist, also die turbulenten Flüsse vom Betrachtungsort aus in alle Raumrichtungen gleich stark sind.

Das eigentliche $E - \epsilon$ Modell besteht aus zwei gekoppelten Gleichungen: **Differentialgleichung I** beschreibt die Entstehung und den Transport der kinetischen Energie (Prognosegröße E), während **Differentialgleichung II** die Auflösung der mit (I) beschriebenen Turbulenzelemente parameterisiert (Prognosegröße ϵ).

Bei größerskaligen atmosphärischen Prozessen oder bei horizontal homogenen Verhältnissen kann System (II) in (I) eingesetzt werden, so daß unter der Annahme eines lokalen Gleichgewichtes zwischen Turbulenzentstehung und -auflösung nur eine prognostische Gleichung zu lösen ist (vergl. z.B. Gross, 1991). Im Bereich urbaner Strukturen kann jedoch nicht von einem solchen Gleichgewicht ausgegangen werden, da an Häusern und Vegetationselementen Turbulenz erzeugt wird, die erst an anderer Stelle nach erfolgter Advektion wieder abgebaut wird. Somit muß für die vorliegende Fragestellung das komplette Gleichungssystem verwendet werden.

3.3.2.1 System I: Prognose der lokalen turbulenten Energie (E)

Die prognostische Gleichung für die lokale turbulente Energie enthält neben dem üblichen Advektionsanteil $-\mathbf{u}\nabla E$ und Diffusionsanteil $\nabla(K_E\nabla E)$ einige Zusatzterme, auf die im Folgenden kurz eingegangen werden soll.

Aufgesplittet in verschiedene Einflußgrößen läßt sich die prognostische Gleichung für die kinetische Energie symbolisch schreiben als

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \mathbf{u}\nabla E = \nabla(K_E\nabla E) + T_P + T_T + T_D + Q_E - \epsilon \quad (3.32)$$

Produktionsterm T_P

Der Produktionsterm T_P beschreibt die Entstehung kinetischer Energie durch die bei der Scherung des Windfeldes entstehende Impulsänderung. Im dreidimensionalen Fall ist die Herleitung der so resultierenden Kräfte nicht trivial, da neben den Geschwindigkeitsänderungen in Richtung der Normalen der Strömungsvektoren auch die dreidimensionale Rotationen des Vektorfeldes zu berücksichtigen ist. Zur Parameterisierung dieser Kräfte kann das 2. *Newton'sche Gesetz* als Ausgangspunkt genommen werden. Hiernach ist die zeitliche Änderung des Impulses gleich der Summe der Kräfte, die auf ein Fluid wirken. Als relevante Kräfte treten hierbei Volumenkräfte und Oberflächenkräfte auf, wobei erstere im wesentlichen auf Fluktuationen der Dichte zurückzuführen sind und somit im Boussinesq-approximierten Modellsystem herausfallen. Es verbleiben die auf ein Volumenelement wirkenden Oberflächenkräfte, die über den dreidimensionalen Deformationstensor des Vektorfeldes $\Omega(\mathbf{u})$ dargestellt werden können, dessen lokale Divergenz die Entstehung von kinetischer Energie beschreibt:

$$T_P = K_m \nabla \Omega(\mathbf{u}) \quad (3.33)$$

Die Divergenz des Deformationstensors ist im dreidimensionalen Fall definiert als

$$\nabla\Omega(\mathbf{u}) = \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right]_{i,j=1,2,3} \quad (3.34)$$

Für den gesamten Produktionsterm ergibt sich somit die Formulierung

$$\begin{aligned} T_P = K_m \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (3.35) \end{aligned}$$

Im eindimensionalen Fall verschwinden aufgrund der angenommenen horizontalen Homogenität die Ableitungen der Strömungskomponenten nach x und y , außerdem ist w am Rand immer gleich Null. Als Produktionsterm im eindimensionalen Randmodell ergibt sich somit:

$$\hat{T}_P = K_m \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (3.36)$$

Thermikterm T_T

Der Einfluß der thermischen Schichtung auf die Turbulenz wird über den Thermikterm T_T in die Prognosegleichung integriert. Die Parameterisierung erfolgt über die turbulente Fluktuation der potentiellen Temperatur $(w'\theta')$. Für die Schließung dieses Ausdruckes wird ein einfacher Gradientansatz verwendet, wobei analog zum Auftriebsterm in der w -Komponente der Bewegungsgleichung (siehe 3.7c, S.17) die lokale Temperatur in Beziehung zur Referenztemperatur $\hat{\theta}$ am Einströmrand gesetzt wird. Hier ergibt sich die Beziehung

$$T_T = \frac{g}{\hat{\theta}} \overline{w'\theta'} = -\frac{g}{\hat{\theta}} K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.37)$$

Für die Berechnung des eindimensionalen Randprofils steht keine Referenztemperatur zur Verfügung. Die Schließung wird hier unter Verwendung des Expansionskoeffizienten für trockene Luft β ($=0.00353 \text{ K}^{-1}$) durchgeführt und lautet :

$$\hat{T}_T = g\beta \overline{w'\theta'} = -g\beta K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.38)$$

Druckterm T_D

Der Term T_D beschreibt den druck-induzierten Transport der kinetischen Energie und kann mit

$$T_D = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_i}}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_m \frac{\partial p}{\partial x_i} \right)$$

parameterisiert werden. Dieser Term wird im Modell jedoch nicht verwendet, da über seinen Beitrag zum Budget der kinetischen Energie bislang keine gesicherten Erkenntnisse vorliegen.

Quellterm Q_E

Als weitere Komponente ist die Entstehung bzw. Vernichtung von Turbulenz aufgrund poröser durchströmbarer Elemente (z.B. Vegetation) zu berücksichtigen. Diese lokalen Quellen werden über den Quellterm Q_E explizit in die Gleichung integriert. Liu *et al.* (1996) und Wilson (1988) schlagen hierzu die Formulierung

$$Q_E = c_{d,p} LAD(z) W^3 - 4c_{d,p} LAD(z) |W| E \quad (3.39)$$

vor. Hierbei ist $c_{d,p}$ analog zum Senkterm in den Bewegungsgleichungen der Drag-Koeffizient an den Pflanzenblättern und W der Betrag der Windgeschwindigkeit in der Bezugshöhe. Der rechte Term berücksichtigt die Tatsache, daß durch Vegetation nicht nur Turbulenz erzeugt wird (Umwandlung von Impuls in TKE), sondern daß dort ebenso vorhandene Wirbel mit großer Turbulenzenergie zu schwächeren kleineren Wirbel abgebremst werden (Umwandlung TKE zu WKE = *Weak Turbulent Kinetic Energy*, vergl. Liu *et al.*, 1996).

Dissipation ϵ

Die turbulente kinetische Energie ist, wie bereits angedeutet, keine massenerhaltende Größe. Wird sie nicht ständig neu erzeugt, so baut sie sich aufgrund der viskosen Reibungskräfte in der Luft wieder ab. Diese Reduktionsrate wird durch Subtraktion der Dissipation ϵ in die Gleichung integriert.

Als komplettes Gleichungssystem I erhält man somit für das dreidimensio-

nale Kernmodell:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E}{\partial t} + u \frac{\partial E}{\partial x} + v \frac{\partial E}{\partial y} + w \frac{\partial E}{\partial z} = & \\
\frac{\partial}{\partial x} \left(K_E \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_E \frac{\partial E}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial E}{\partial z} \right) & \\
+ K_m \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right. & \\
\left. + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{g}{\theta} K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} + Q_E(x, y, z) - \epsilon &
\end{aligned} \tag{3.40}$$

3.3.2.2 System II: Prognose der lokalen Energiedissipation (ϵ)

Das Prognosesystem II beschreibt die Auflösung vorhandener kinetischer Energie aufgrund viskoser Reibungskräfte. Stehen Energieerzeugung und -auflösung im Gleichgewicht, so kann die Auflösung durch die *Kolmogorov-Beziehung* als eine Funktion der kinetischen Energie E und des vertikalen Mischungswegs ℓ ausgedrückt werden (vergl. u.a. Detering und Etling 1985)

$$\epsilon = 0.16 \frac{E^{3/2}}{\ell} \tag{3.41}$$

Durch die Prognose von ϵ als eigenständige Größe muß jedoch auf diese Beziehung zur Bestimmung der Auflösungsrate nicht zurückgegriffen werden, wodurch auch die unbekannte Mischungslänge nicht mehr explizit bestimmt werden muß.

Aufgrund des durch (3.41) gegebenen proportionalen Zusammenhanges zwischen E und ϵ läßt sich in Anlehnung an die E -Gleichung eine ähnliche prognostische Gleichung für die Energiedissipation aufstellen:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} - \mathbf{u} \nabla \epsilon = \nabla (K_\epsilon \nabla \epsilon) + c_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{E} T_P + c_{3\epsilon} \frac{\epsilon}{E} T_T - c_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{E} + Q_\epsilon \tag{3.42}$$

Während die E -Gleichung (3.40) sich aus den Navier-Stokes Gleichungen und der Turbulenzschließung herleiten läßt, ist die Entstehung der Gleichung für die Energieauflösung nicht physikalisch motiviert, sondern repräsentiert die Modellvorstellung, daß auch die Auflösung der Turbulenzenergie ähnlichen Gesetzen folgt wie deren Entstehung. Aus diesem Grund werden zum Abgleichen der Modellergebnisse mit Meßwerten der ϵ -Prognosegleichung einige Kalibrierungsvariablen ($c_{1\epsilon}$, $c_{2\epsilon}$, $c_{3\epsilon}$) hinzugefügt.

Der Produktions- und der Thermikterm (T_P und T_T) haben die identische Form wie bei der E -Gleichung, wobei der Einfluß der thermischen

Verhältnisse bei stabiler Schichtung ($\partial\theta/\partial z > 0$) aber üblicherweise vernachlässigt wird. Wie bei der E -Gleichung wird auch hier der druckinduzierte ϵ -Transport (T_D) nicht berücksichtigt.

Der Quellterm Q_ϵ besitzt in der ϵ -Gleichung etwas andere Koeffizienten als in der E -Gleichung:

$$Q_\epsilon = 1.5c_{d,p}LAD(z)W^3 - 6c_{d,p}LAD(z)|W|\epsilon \quad (3.43)$$

Als endgültiges Gleichungssystem erhält man somit:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\epsilon}{\partial t} + u\frac{\partial\epsilon}{\partial x} + v\frac{\partial\epsilon}{\partial y} + w\frac{\partial\epsilon}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(K_\epsilon \frac{\partial\epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_\epsilon \frac{\partial\epsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\epsilon \frac{\partial\epsilon}{\partial z} \right) \\ &+ c_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{E} K_m \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ &\quad - c_{3\epsilon} \frac{\epsilon}{E} \cdot \frac{g}{\theta} K_h \frac{\partial\theta}{\partial z} - c_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{E} + Q_\epsilon(x, y, z) \end{aligned} \quad (3.44)$$

Hierbei sind folgende Konstanten zur Kalibrierung zu verwenden:

$$c_{1\epsilon} = 1.44 \quad c_{2\epsilon} = 1.92 \quad c_{3\epsilon} = 1.44$$

Die hier verwendeten Werte werden als *Standard E – ϵ Modell* bezeichnet. Diese Wahl ist keineswegs unumstritten. Xu und Taylor (1997) stellen fest, das bei der Anwendung des $E - \epsilon$ -Modells für atmosphärische Fragestellungen durchaus andere Parameter in Frage kommen. Hiermit ist bereits eines der Probleme mit dem Turbulenzmodell angesprochen, auf die im folgenden Abschnitt kurz eingegangen werden soll.

3.3.3 Probleme bei der Anwendung des Turbulenzmodells

Die Anwendung des $E - \epsilon$ Modells zur Berechnung der Turbulenz bei atmosphären-physikalischen Fragestellungen verursacht eine Reihe von Problemen, die sowohl die oberen Atmosphärenschichten als auch die Turbulenzprognose in Hindernisnähe betrifft. Die Zahl und die Komplexität der verschiedenen Probleme machen es unmöglich, das Thema hier erschöpfend zu behandeln, so daß hier nur ein kurzes Schlaglicht auf diese Problematik geworfen werden soll. Als wesentliche Probleme kristallisieren sich hierbei folgende heraus:

1. Versagen des Modells in den oberen Atmosphärenschichten

2. Thermische Schichtungen können nicht realistisch berücksichtigt werden
3. Ungültigkeit der ϵ -Gleichung in der Nähe von Hindernissen
4. Probleme mit dem *Inertial Subrange* des $E - \epsilon$ Modells und dem *Aliasing* von Wellenlängen
5. Numerische Sensibilität und fehlende Konvergenz bei komplexen Fragestellungen sowie starke Abhängigkeit der Endergebnisse von den angewandten numerischen Methoden

zu 1)

Das Verhalten des $E - \epsilon$ Modells bei der eindimensionalen Prognose der neutralen atmosphärischen Grenzschicht steht zur Zeit im Zentrum der Diskussion über die Anwendbarkeit dieses Schließungsansatzes für atmosphärische Fragestellungen (vergl. z.B. Wilson und Mooney, 1997 sowie Wang und Takle, 1997). Detering und Etling (1985) und Duynkerke (1988) weisen darauf hin, daß unmodifizierte $E - \epsilon$ Modelle eine viel zu hohe Mischungsschicht berechnen. Die Austauschkoeffizienten wachsen in den oberen Atmosphärenschichten unrealistisch an und die Ekmanspirale kann nicht reproduziert werden. Um dieses Problem zu umgehen wurden zahlreiche Modifikationen des von Launder und Spalding (1974) entwickelten Originalmodells vorgenommen. Eine gute Übersicht über die verschiedenen vorgenommenen Modifikationen inklusive einem weiteren Ansatz findet man beispielsweise bei Xu und Taylor (1997).

zu 2)

Da bereits die Modellierung der neutral geschichteten Atmosphäre mit dem $E - \epsilon$ Modell große Probleme bereitet, ist es auch nicht möglich, den Einfluß verschiedener thermischer Schichtungen auf die Turbulenzverteilung realistisch zu berücksichtigen. Bei labiler Schichtung tendiert das Modell dazu instabil zu werden, da das E -Niveau in den oberen Atmosphärenschichten aufgrund des Überschusses von thermischer und mechanischer Energie zu sehr anwächst.

zu 3)

In der Nähe von Hinderniswänden ist das $E - \epsilon$ Modell aufgrund der auftretenden niedrigen Reynoldszahlen nicht gültig, da der turbulente Strömungsbereich verlassen wird. Zudem werden Turbulenzen senkrecht zur Wand gedämpft, wodurch die Annahme der lokalen Isotropie nicht mehr gültig ist (Griebel *et al.*, 1995). Zur exakten Beschreibung der Turbulenz in Hindernisnähe müssen Niedrig-Reynoldszahl-Modelle mit einer hohen

Auflösung (Rodi, 1994) oder Zwei-Schicht-Modelle (Mohammadi, 1992) verwendet werden. Einen einfachen Ansatz für die Implementierung eines Zwei-Schichten-Modells stellen beispielsweise Jongen und Marx (1997) vor. Diese Modelle können im dreidimensionalen Modell aus numerischen Gründen nicht implementiert werden, zumal hierdurch weitere Probleme, wie beispielsweise die Festlegung des Übergangsbereiches zwischen dem Wandlayer und dem turbulenten Layer entstehen.

zu 4)

Die turbulente kinetische Energie und deren Auflösungsrate sind zwei Prognosegrößen, die in sehr unterschiedlichen räumlichen Skalenbereichen definiert sind. Bei der TKE handelt es sich um eine relativ großskalige Größe, die durch Wirbel im Bereich von einigen Metern gesteuert wird. Die Auflösung der Turbulenzenergie wird hingegen durch molekulare Reibungskräfte verursacht, also durch sehr kleinskalige Prozesse. Ein Turbulenzwirbel durchläuft von der Entstehung bis zu seiner Auflösung somit einen großen Bereich räumlicher Dimensionen, von denen nur die Prozesse an der Obergrenze (Entstehung, E -Gleichung) sowie an der Untergrenze (Auflösung, ϵ -Gleichung) durch prognostische Gleichungen abgedeckt sind. Es existiert folglich ein Bereich, in dem die Turbulenzenergie bereits unabhängig von den ursprünglich erzeugenden Kräften ist, aber noch nicht durch molekulare Prozesse aufgelöst wird. Dieser Bereich wird als *Inertial Subrange* bezeichnet. In einem numerischen Modell mit einer Gitterweite von minimal 1 m können solche Prozesse nicht aufgelöst werden (Pielke, 1984, S.325 ff.). Eng hiermit verknüpft ist das Problem des sogenannten *Wave Aliasing* oder *Wave Folding*: Durch die unterschiedliche Dimension der Turbulenzentstehung und -auflösung bewegen sich beide Größen mit unterschiedlichen Wellenlängen durch das Modell. Unabhängig von der verwendeten Gitterauflösung im Modell entstehen bei nicht-linearen Wechselwirkungen zwischen zwei Prozessen mit unterschiedlichen Wellenlängen immer Wellen, die sowohl kleinere als auch größere Wellenlängen besitzen als die ursprünglichen Prozesse. Die so entstandenen kleinen und großen Wellen werden im numerischen Modell auf die nächste auflösbare größere Wellenlänge transformiert (*aliased*) (Pielke 1984, S.325 ff.). Hierdurch wird der Abbauprozess der kinetischen Energie unterbrochen und dem Modell fiktive Energie zugeführt, die letztendlich zu einem Versagen des Verfahrens führen kann. Um kleine Wellen herauszufiltern, ist es daher notwendig, dem Modell besondere numerische Filter hinzuzufügen.

zu 5)

Zu den im vorhergehenden Abschnitt angesprochenen generellen Problemen mit der physikalischen Natur der Turbulenzgleichungen existieren zudem

praktische Probleme bei der Berechnung der Turbulenzfelder im strukturierten Gelände: Die Austauschkoefizienten werden einerseits direkt aus dem Turbulenzfeld bestimmt, andererseits bestimmen sie im nächsten Rechenschritt über die mechanischen Produktionsterme die weitere Entwicklung der Turbulenzverteilung. Aufgrund dieser direkten expliziten Rückkopplung ist das $E - \epsilon - K$ System sehr empfindlich gegenüber kleinen Oszillationen, die vor allem während der Initialisierungsphase unumgänglich sind. Die Frage, ob sich ein numerisch stabiles System einstellt hängt im Falle des Turbulenzmodells sehr stark von den verwendeten numerischen Verfahren ab. Das *Lax Equivalence Theorems* von Ames (1977) besagt jedoch: ‘Wenn eine numerische Methode korrekt ist, ist sie irrelevant’. Angewandt auf das Turbulenzmodell bedeutet dieses, daß man unabhängig von der verwendeten numerischen Methode, solange sie korrekt ist, immer die gleiche Verteilung der Turbulenz als Ergebnis erhalten müßte. Wie in den vorangehenden Abschnitten gezeigt wurde, ist dieses beim $E - \epsilon$ -Modell nicht der Fall. Numerische Studien bei der Modellentwicklung und die aktuelle Diskussion (Wilson und Curtis, 1997; Wang und Takle, 1997) zeigen, daß die Lösung des $E - \epsilon - K$ -Systems sehr stark von den einzelnen numerischen Schritten und verwendeten Filterverfahren abhängt und keinesfalls eine eindeutige singuläre Lösung besitzt. Da die Turbulenzverteilung nur indirekt und nur an einzelnen Punkten zu bestimmten Zeitpunkten meßbar ist, existiert zur Zeit keine allgemein anerkannte Methode, um die Turbulenzgleichungen zu lösen. Aus diesem Grund wurden im vorliegenden Modell ausschließlich numerische Standardverfahren verwendet, die sich bei anderen Prognosegrößen als zuverlässig erwiesen haben.

Insgesamt kann man festhalten, daß die Verwendung des $E - \epsilon$ Modells neben einigen Vorteilen auch eine ganze Reihe von Nachteilen mit sich bringt. Die numerischen Eigenarten des Verfahrens müssen bei der Konzeption des Modells berücksichtigt werden, um einen stabilen Simulationsablauf gewährleisten zu können.

3.3.4 Bestimmung der Austauschkoefizienten im turbulenten Luftkörper

Im turbulenten Luftkörper können die Austauschkoefizienten direkt aus der prognostisch berechneten $E - \epsilon$ Verteilung bestimmt werden.

Hier gilt:

$$K_m = c_\mu \frac{E^2}{\epsilon} \quad (3.45a)$$

$$K_h = 1.35 \cdot K_m \quad (3.45b)$$

$$K_v = K_h \quad (3.45c)$$

$$K_E = \frac{K_m}{\sigma_E} \quad (3.45d)$$

$$K_\epsilon = \frac{K_m}{\sigma_\epsilon} \quad (3.45e)$$

Für die Konstanten gilt $c_\mu=0.09$, $\sigma_E=1$ und $\sigma_\epsilon=1.3$ (Launder und Spalding, 1974). Eine weitere Skalierung der Austauschkoefizienten mit der lokalen thermischen Schichtung wie bei Schließungsansätzen erster Ordnung erfolgt nicht.

Es wurde bereits im vorherigen Abschnitt angesprochen, daß das $E - \epsilon$ -Modell dazu tendiert, in den höheren Atmosphärenschichten die Turbulenz zu überschätzen.

Aus diesem Grund wurde das Modell um die Möglichkeit erweitert, die Austauschkoefizienten am Einströmrand durch einen Mischungswegansatz (Schließung erster Ordnung) zu berechnen.

Hierdurch ergeben sich eine Reihe Vorteile:

- Grenzschichtprofile, die mit Mischungswegansätzen berechnet wurden, weisen im Fall geringer vertikaler Störungen eine gute Übereinstimmung mit Meßwerten auf. Da im Modell davon ausgegangen wird, daß durch das eindimensionale Randmodell mittlere mesoskalige Verhältnisse repräsentiert werden, kann der Mischungswegansatz hier angewendet werden.
- Es existieren zahlreiche allgemein anerkannte Skalierungsfunktionen zur Berücksichtigung von verschiedenen thermischen Schichtungen.
- Schließungsansätze erster Ordnung wie der Mischungswegansatz sind numerisch stabil

Bestimmung der Austauschkoefizienten über den Mischungswegansatz

Der Mischungswegansatz nach Blackadar (1962) kann als Standard für Schließungen erster Ordnung angesehen werden, so daß hier nur die verwendeten Gleichungen und Modifikationen zusammengestellt sind.

Der Austauschkoefizient für Impuls wird aus dem vertikalen Mischungsweg ℓ , der horizontalen Windscherung $\partial \mathbf{u}_{hor}/\partial z$ und dem Schichtungszustand der Atmosphäre, dargestellt durch die Stabilitätsfunktion Φ_m , hergeleitet:

$$K_m = \ell^2 \left| \frac{\partial \mathbf{u}_{hor}}{\partial z} \right| \Phi_m(Ri) \quad (3.46)$$

Der Mischungsweg ℓ berechnet sich mit

$$\ell = \frac{\kappa(z + z_0)}{1 + \kappa z/\lambda} \quad (3.47)$$

wobei z die Bezugshöhe, z_0 die Rauigkeitlänge des Bodens und κ die von-Kármán-Konstante ist.

Die Größe λ wird als *asymptotischer Mischungsweg* bezeichnet und kann als Grenzwert von ℓ in der freien Atmosphäre interpretiert werden.

Der Wert von λ wird in Abhängigkeit vom lokalen Schichtungszustand der Atmosphäre mit

$$\lambda = \begin{cases} 100 \text{ m} & ; \text{ wenn } Ri > 0 \\ 30 \text{ m} & ; \text{ wenn } Ri = 0 \\ 12.5 \text{ m} & ; \text{ wenn } Ri < 0 \end{cases} \quad (3.48)$$

festgelegt (Eichhorn, 1989).

Die Richardson-Zahl Ri berechnet sich wie allgemein üblich aus

$$Ri(z) = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \theta / \partial z}{(\partial \mathbf{u}_{hor} / \partial z)^2} \quad (3.49)$$

Hierbei ist $\bar{\theta}$ die Mitteltemperatur der betrachteten Luftschicht und $\partial \theta / \partial z$ der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur in der betrachteten Höhe.

Die Stabilitätsfunktion Φ_m ist definiert als

$$\Phi_m = \begin{cases} \sqrt{1 - \alpha \cdot Ri} & ; \text{ wenn } Ri < 0 \\ 1/\sqrt{1 + \alpha \cdot Ri} & ; \text{ wenn } Ri \geq 0 \end{cases} \quad (3.50)$$

mit $\alpha = 6.0$ (Sievers *et al.*, 1987).

Die übrigen Austauschkoefizienten für Wärme, Wasserdampf etc. werden nach der Bestimmung von K_m über (3.45b bis 3.45e) wieder einheitlich berechnet

Der Vollständigkeit halber bietet das Modell die Möglichkeit, den Mischungswegansatz auch im Kernmodell anzuwenden. Hierzu ist lediglich die vertikale Windscherung $\partial \mathbf{u}_{hor}/\partial z$ in (3.46) und (3.52) durch die Rotation $|\nabla \times \mathbf{u}|$ des Windfeldes zu ersetzen (Sievers, 1987 *et al.*; Eichhorn, 1989). Die Rotation

kann über die bereits eingeführte Divergenz des Deformationstensors (3.34) parameterisiert werden:

$$|\nabla \times \mathbf{u}| = \sqrt{\nabla \Omega(\mathbf{u})} \quad (3.51)$$

Die Bestimmung der übrigen Terme erfolgt analog, wobei bei der Berechnung des Mischungsweges (3.47) über oder neben Gebäuden anstelle von z der minimale Abstand zur Gebäudewand bzw. Dach verwendet wird.

3.3.5 Bestimmung der Austauschkoefizienten an festen Oberflächen

Die Austauschkoefizienten zwischen dem Boden oder einer festen Hinderisoberfläche und den benachbarten freien Gitterzellen werden nicht über die turbulente kinetische Energie parameterisiert, sondern über empirische Ansätze aus dem physikalischen Zustand der grenzflächennahen Luftschichten und den Charakteristika der Fläche selber hergeleitet.

Hierbei ist zu unterscheiden, ob für den Austausch an der Grenzfläche die turbulente Durchmischung durch das übergeordnete Strömungsfeld maßgeblich ist (erzwungene Konvektion), oder ob der Einfluß der Windströmung schwach ist und thermische Kräfte die Grenzflächenflüsse bestimmen (freie Konvektion oder molekularer Austausch). Vor allem im Hinblick auf die Anwendbarkeit des Modells ENVI-met für windschwache Wetterlagen ist eine geeignete Parameterisierung der freien Konvektion notwendig, um das Modell thermisch antreiben zu lassen.

Betrachtet man zunächst nur horizontale Oberflächen, so kann das Verhältnis zwischen freier und erzwungener Konvektion über die Bulk-Richardsonzahl Ri_b erfaßt werden:

$$Ri_b = \frac{g\Delta^w (\theta_{w+1} - \theta_w)}{0.5 (\theta_{w+1} + \theta_w) \left(\mathbf{u}_{w+1}^{tang} \right)^2} \quad (3.52)$$

Hierbei ist θ_w die auf der horizontalen z -Zellfläche definierte Oberflächentemperatur der Grenzfläche, θ_{w+1} ist die Lufttemperatur im Mittelpunkt der angrenzenden freien Zelle und \mathbf{u}_{w+1}^{tang} ist der Betrag der tangentialen Windgeschwindigkeiten in der Zellmitte über der Fläche. Die Größe Δ^w steht für den Abstand zwischen dem nächsten freien Prognosepunkt und der Hindernisoberfläche. Das Subskript „ w “ weist den Grenzflächenwert der jeweiligen Größe aus. Mit „ $w + 1$ “ indizierte Größen beziehen sich auf den nächsten Prognosepunkt senkrecht zur Oberfläche.

Im Bereich $-5.5 \leq Ri_b \leq 3.0$ kann davon ausgegangen werden, daß erzwungene Konvektion vorherrscht (Clarke, 1970) während bei $Ri_b > 3.0$ der turbulente

Austausch zum Erliegen kommt und die molekularen Diffusionsvorgänge dominieren. Mit freier Konvektion ist zu rechnen, wenn Ri_b kleiner als -5.5 wird.

An vertikalen Oberflächen sowie an den horizontalen Unterseiten von überhängenden Hindernissen kann der Einfluß der thermischen Schichtung auf den Austauschprozeß nicht ohne weiteres quantifiziert werden. Hier wird der Einfachheit halber von neutralen Verhältnissen ausgegangen.

3.3.5.1 Austauschkoeffizienten bei erzwungener Konvektion Im Falle der erzwungenen Konvektion lassen sich die turbulenten Flüsse an einer festen Oberfläche in Richtung i ihrer Flächennormalen über die *Ähnlichkeitstheorie* von Monin-Obhukov (1954) beschreiben. Mit der Eingangs eingeführten Schreibweise lassen sich die Flüsse verallgemeinert darstellen als:

$$\text{turbulenter Impulsfluß} : \quad -\overline{u'_i \mathbf{u}'} = u_*^2 \quad (3.53a)$$

$$\text{turbulenter Fluß skalarer Größen} : \quad -\overline{u'_i \phi'} = u_* \phi_* \quad (3.53b)$$

Die Grenzflächengrößen u_* und ϕ_* sind die Schubspannungsgeschwindigkeit an der Oberfläche und die Skalierungsgröße für den Grenzflächenfluß von ϕ . Im Modell werden Grenzflächenparameterisierungen für die Größen Impuls u_i , Temperatur θ sowie Feuchte q benötigt. Die Koeffizienten für die Turbulenzkenngrößen E und ϵ können direkt aus dem Impulsaustausch bestimmt werden und brauchen keine gesonderte Behandlung.

Die zu bestimmenden Grenzflächenflüsse sind somit:

$$\text{turbulenter Impulsfluß} : \quad -\overline{u'_i \mathbf{u}'} = u_*^2 \quad (3.54a)$$

$$\text{turbulenter Wärmefluß} : \quad -\overline{u'_i \theta'} = u_* \theta_* \quad (3.54b)$$

$$\text{turbulenter Wasserdampffluß} : \quad -\overline{u'_i q'} = u_* q_* \quad (3.54c)$$

Diese unbekanntenen turbulenten Flüsse lassen sich unter Verwendung des sogenannten Drag-Koeffizienten $c_{d,N}$ als eine Funktion des Impulsflusses, des Schichtungszustandes und des Gradienten der jeweiligen Größe darstellen:

$$\begin{aligned} u_*^2 &= c_{d,N} \cdot \mathbf{u}_{w+1}^{tang} \left(\mathbf{u}_{w+1}^{tang} - \mathbf{u}_w^{tang} \right) \Phi_m(Ri_b) \\ &= D_m \left(\mathbf{u}_{w+1}^{tang} - \mathbf{u}_w^{tang} \right) \end{aligned} \quad (3.55a)$$

$$u_* \theta_* = c_{d,N} \cdot \mathbf{u}_{w+1}^{tang} (\theta_{w+1} - \theta_w) \Phi_h(Ri_b) = D_h (\theta_{w+1} - \theta_w) \quad (3.55b)$$

$$u_* q_* = c_{d,N} \cdot \mathbf{u}_{w+1}^{tang} (q_{w+1} - q_w) \Phi_v(Ri_b) = D_v (q_{w+1} - q_w) \quad (3.55c)$$

Die Transferkoeffizienten $D_{(\dots)}$ fassen der Übersicht halber die Terme für den Impulsfluß und die thermische Schichtung zusammen.

$$D_{(\dots)} = \mathbf{u}_{w+1}^{tang} \cdot c_{d,N} \cdot \Phi_{(\dots)} Ri_b \quad (3.56)$$

Setzt man voraus, daß an der Grenzfläche auch die tangentialen Windgeschwindigkeiten gleich Null sind ($\mathbf{u}_w = 0$, *Haft-Bedingung*), läßt sich (3.55a) auch schreiben als:

$$u_*^2 = D_m \cdot \mathbf{u}_{w+1}^{tang} \quad (3.57)$$

Die tangentielle Windgeschwindigkeit \mathbf{u}_{w+1}^{tang} ist hierbei aus den parallel zur Fläche strömenden Komponenten des Windfeldes zu bilden, also aus v, w bei x -Zellflächen, u, w bei y -Zellflächen und u, v bei z -Zellflächen.

Der in den Gleichungen verwendete Drag-Koeffizient $c_{d,N}$ ist ein Maß für den durch die Oberflächenrauigkeit z_0^w hervorgerufenen turbulenten Impulsfluß und ist bei neutraler Schichtung definiert als:

$$c_{d,N} = \frac{\kappa^2}{\ln((\Delta^w + z_0^w)/z_0^w)^2} \quad (3.58)$$

Um den Einfluß der thermischen Schichtung auf vertikale Austauschvorgänge zu berücksichtigen, werden die Funktionen $\Phi_{(\dots)}$ in Abhängigkeit von der Bulk-Richardsonzahl (3.52) zur Skalierung der Transferkoeffizienten verwendet:

$$\Phi_{m/h}(Ri_b) = \begin{cases} 1 - \frac{b Ri_b}{1 + c_m/h |Ri_b|^{0.5}} & ; \text{wenn } Ri_b < 0 \\ n_m/h & ; \text{wenn } Ri_b = 0 \\ \frac{1}{(1 + a Ri_b)^2} & ; \text{wenn } Ri_b > 0 \end{cases} \quad (3.59)$$

$$\Phi_v(Ri_b) = \xi_v \Phi_h \quad (3.60)$$

Die zu verwendenden Koeffizienten sind:

$$\begin{aligned} a &= 4.7 & b &= 9.4 \\ n_m &= 1 & n_h &= 1.35 \\ c_m &= 7.4 \cdot c_{d,N} \cdot b (\Delta^w/z_0^w)^{0.5} & c_h &= 0.72 \cdot c_m \\ \xi_v &= 1 \end{aligned}$$

Die Koeffizienten a , b , c_m und c_h sind aus universellen Stabilitätsfunktionen und empirischen Meßdaten hergeleitet und allgemein akzeptiert (vgl. u.a. Stull, 1988; Asaeda und Than Ca, 1993) Der Koeffizient n_h entspricht dem Verhältnis zwischen Impuls- und Wärmefluß bei neutralen Bedingungen

(*turbulente Prandtl-Zahl*). Die Transferkoeffizienten von Wärme und Wasserdampf werden in diesem Modell gleichgesetzt. Zur Eichung der Modelldaten können jedoch auch andere Werte für ξ_v eingesetzt werden.

Bei senkrechten Flächen kann die Stabilitätsfunktion nicht auf den Transferkoeffizienten angewandt werden, da sich der Einfluß der thermischen Schichtung sich für senkrechte Austauschprozesse direkt ableiten läßt. Bei senkrechten Flächen ist somit für neutrale Verhältnisse mit $\Phi_{m/h/v} = 0$ zu rechnen.

Nach Gleichsetzen der Grenzflächenformulierungen von (3.55a- 3.55c) mit der Gradientformulierung des Austauschkoeffizienten

$$-\overline{u_i' \phi'} = u_* \phi_* = K_\phi^w \left. \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right|_w \quad (3.61)$$

und der linearen Approximation

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right|_w = \frac{\phi_{w+1} - \phi_w}{\Delta^w}$$

ergeben sich die gesuchten Austauschkoeffizienten an der Grenzfläche in Richtung der Flächennormalen wie folgt:

$$K_m^w = \Delta^w D_m \quad (3.62a)$$

$$K_h^w = \Delta^w D_h \quad (3.62b)$$

$$K_v^w = \Delta^w D_v \quad (3.62c)$$

Für den Austausch der kinetischen Energie sowie der Dissipationsrate wird angenommen, daß die im turbulenten Luftkörper geltenden Beziehungen zwischen den Austauschkoeffizienten auch an der Grenzfläche gültig bleiben:

$$K_E^w = \frac{K_m^w}{\sigma E} \quad (3.62d)$$

$$K_\epsilon^w = \frac{K_m^w}{\sigma \epsilon} \quad (3.62e)$$

Die an der Grenzfläche oft benötigte Schubspannung kann aus dem Austauschkoeffizienten wie folgt zurück gerechnet werden:

$$u_* = \sqrt{K_m^w \frac{\mathbf{u}_{w+1}^{tang}}{\Delta^w}} \quad (3.63)$$

3.3.5.2 Austauschkoeffizienten bei molekularem Austausch Bei stabiler Schichtung und sehr schwachen Winden treten die molekularen Diffusionsgeschwindigkeiten in den Vordergrund, die in turbulenten Austauschsituationen sonst keine relevante Bedeutung besitzen.

Anstelle der Berechnung der turbulenten Koeffizienten nach (3.62a) bis (3.62c) werden im Bereich $Ri_b > 3.0$ die molekularen Diffusionskonstanten verwendet. Dieses ist für den Impulsaustausch die kinematische Zähigkeit der Luft (ν), für die Wärme die Temperaturleitfähigkeit der Luft (κ_h) und für den Wasserdampf die Diffusionsgeschwindigkeit für Wasserdampf (ζ_v):

$$K_m^w = \nu \quad (3.64a)$$

$$K_h^w = \kappa_h \quad (3.64b)$$

$$K_v^w = \zeta_v \quad (3.64c)$$

Die Bestimmung der Diffusionskonstanten für das Turbulenzmodell ist nicht sinnvoll, da bei molekularem Austausch per Definition keine Turbulenz existiert. Aus numerischen Gründen muß jedoch auch hier eine untere Grenze festgelegt werden, da sonst die Gefahr besteht, daß die Verbindung zwischen dem Turbulenzmodell und den übrigen Teilmodellen verloren geht. Die Koeffizienten K_E^w und K_ϵ^w werden deswegen nach (3.62d) und (3.62e) unter Verwendung von $K_m^w = \nu$ bestimmt.

3.3.5.3 Austauschkoeffizienten bei freier Konvektion Anstelle des konstanten Impulsaustausches durch externe Windkräfte findet bei freier Konvektion ein vertikaler Transport durch eher zufällig aufsteigende Blasen stark erhitzter Luft statt. Zur Parameterisierung dieser Austauschprozesse an horizontalen Flächen wird das sogenannte $z^{-1/3}$ -Gesetz (Panhans und Schrodin, 1980) verwendet.

Nach dem $z^{-1/3}$ -Gesetz läßt sich der vertikale Temperaturfluß bei freier Konvektion wie folgt parameterisieren:

$$-\overline{w'\theta'} = 1.3 \left(\frac{g}{\theta_{w+1}} \right)^{1/2} \left[\frac{\theta_{w+1} - \theta_w}{3 \left((\Delta^w)^{-1/3} - (z_0)^{-1/3} \right)} \right]^{3/2} \quad (3.65)$$

Die gesuchten Austauschkoeffizienten ergeben sich wie bei der erzwungenen Konvektion durch Einsetzen von (3.65) in den Gradientenansatz (3.61), wobei für Wärme und Wasserdampf der gleiche Wert angesetzt wird:

$$K_h^w = K_v^w = - \frac{\overline{w'\theta'}}{\theta_{w+1} - \theta_w} \Delta^w \quad (3.66)$$

Die Austauschkoeffizienten für das Turbulenzmodell werden auch in diesem Fall mit (3.62d) und (3.62e) aus dem Austauschkoeffizient für Impuls berechnet.

3.3.6 Randbedingungen des Turbulenzmodells

3.3.6.1 Einströmränder Die Gleichungen am Randmodell ergeben sich aus der eindimensionalen Version der prognostischen Gleichungen (3.40, 3.44) sowie den veränderten Parameterisierungen des Produktions- und Thermikterms in beiden Gleichungen. Man erhält hier somit als Gleichungssystem

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial \hat{E}}{\partial z} \right) + K_m \left\{ \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial z} \right)^2 \right\} - g\beta K_h \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial z} - \hat{\epsilon} \quad (3.67)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\epsilon}}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\epsilon \frac{\partial \hat{\epsilon}}{\partial z} \right) + c_{1\epsilon} \frac{\hat{\epsilon}}{\hat{E}} K_m \left\{ \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ & - c_{3\epsilon} \frac{\hat{\epsilon}}{\hat{E}} g\beta K_h \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial z} - c_{2\epsilon} \frac{\hat{\epsilon}^2}{\hat{E}} \end{aligned} \quad (3.68)$$

An den Gitterpunkten am Einströmrand des Kernmodells werden die Werte aus dem Randmodell übernommen:

$$\begin{aligned} E(0..X, 0, z) &= E(0, 0..Y, z) = \hat{E}(z) \\ \epsilon(0..X, 0, z) &= \epsilon(0, 0..Y, z) = \hat{\epsilon}(z) \end{aligned}$$

3.3.6.2 Ausströmränder An den Ausströmrändern wird ein Verschwinden der Ableitungen in Richtung des Modellrandes angenommen:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial E}{\partial x} \right|_{x=X} &= \left. \frac{\partial E}{\partial y} \right|_{y=Y} = 0 \\ \left. \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right|_{x=X} &= \left. \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right|_{y=Y} = 0 \end{aligned}$$

3.3.6.3 Bodengrenzfläche und Hinderniswände Wie bereits angesprochen wurde, ist das $E - \epsilon$ Modell in direkter Wandnähe streng genommen nicht gültig. Bei der Simulation atmosphärischer Prozesse mit einer Auflösung von üblicherweise 1 Meter und mehr zählen die Vorgänge in diesem kritischen wandnahen Bereich jedoch zu den subskaligen Prozessen, die durch kleinere Modifikationen des Gleichungssystems parameterisiert werden können.

Die Behandlung der Randbedingungen am Boden und den Hinderniswänden ist daher im Turbulenzmodell etwas umfangreicher als bei den übrigen Prognosegrößen, da nicht nur die eigentlichen Grenzflächenwerte zu bestimmen sind, sondern an angrenzenden freien Gitterpunkten der mechanische Produktionsterm modifiziert werden muß.

Geht man von einem logarithmischen Windprofil in direkter Hindernisnähe aus, so erhält man als Randwert für die turbulente kinetische Energie die Formulierung

$$E(z=0), E_w = \frac{\left(u_*^{tang}\right)_{i,j}^2}{\sqrt{c_\mu}} \quad (3.69)$$

mit $c_\mu=0.09$. Vermutet man weiterhin, daß im Übergangsbereich zwischen turbulenter Strömung und der Oberfläche ein lokales Gleichgewicht zwischen Turbulenzproduktion und -auflösung besteht, so ergibt sich hieraus analog als Randbedingung für die Energiedissipation:

$$\epsilon(z=0), \epsilon_w = \frac{\left(u_*^{tang}\right)_{i,j}^3}{\kappa \cdot z_0^{(w)}} \quad (3.70)$$

Hierbei ist $z_0^{(w)}$ die Rauigkeitslänge der betrachteten Oberfläche. Die einzusetzende Schubspannungsgeschwindigkeit u_*^{tang} wird aus dem Austauschkoefizienten für Impuls K_m^w bzw. $K_m(z=0)$ an der Oberfläche (3.62a) und dem Betrag der tangential zur Oberfläche strömenden Windgeschwindigkeit \mathbf{u}_{w+1}^{tang} bestimmt:

$$\left(u_*^{tang}\right)_{i,j} = \sqrt{K_m^w \frac{|\mathbf{u}_{w+1}^{tang}|}{\Delta w}} \quad (3.71)$$

An Gitterpunkten neben Hindernissen und über der Bodenoberfläche ergibt sich aufgrund des geschachtelten Gitteraufbaus eine veränderte Parametrisierung des mechanischen Produktionsterms. Hierbei ist zu unterscheiden, ob die Scherung einer tangentialen oder der in Richtung der Oberflächennormalen definierten Strömungskomponente berechnet werden soll.

Die Abbremsung der Strömungskomponente, die in Richtung der Normalen der Oberfläche definiert ist, kann aufgrund des geschachtelten Gitteraufbaus einfach linear angenähert werden, da diese Komponente auf der Hindernisfläche sowie auf der gegenüberliegenden Zellfläche definiert ist ($u_{i,\perp}$ in Abbildung 2). Hier gilt die Näherung

$$\left.\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right|_{w,\perp} = \frac{u_{i,\perp}(w+1)}{\Delta_\perp^w} \quad (3.72)$$

Δ_\perp^w ist der Abstand zur Hinderniswand in Differenzierungsrichtung i und $u_{i,\perp}(w+1)$ die betreffende Windkomponente am nächsten Prognosepunkt senkrecht zur Wand.

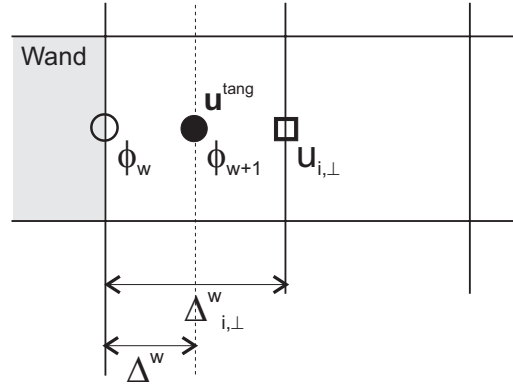


Abbildung 2: Definition der Prognosegrößen an Wänden. Beispiel $x - z$ -Schnitt

Bei den tangentialen Windkomponenten liegt die Oberfläche zwischen zwei Berechnungspunkten, so daß die Haftbedingung an der Wand explizit berücksichtigt werden muß. Hierzu wird die logarithmische Grenzschichtnäherung

$$\left. \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right|_w = \frac{(u_*^{tang})_i}{\kappa \cdot \Delta_j^w} \quad (3.73)$$

verwendet. Die tangentiale Schubspannungsgeschwindigkeit $(u_*^{tang})_i$ bezogen auf die Teilkomponente u_i berechnet sich analog zu (3.72) :

$$(u_*^{tang})_i = \sqrt{K_m^w \frac{|u_i^{tang}(w+1)|}{\Delta_j^w}} \quad (3.74)$$

Wird ein Gitterpunkt in mehrere Raumrichtungen von Hindernissen umgeben, so sind alle betroffenen Ableitungen im Produktionsterm durch diese Näherung zu ersetzen.

3.3.6.4 Modelloberrand Am Oberrand des Kernmodells bei $z = Z$ wird definitionsgemäß vorausgesetzt, daß die im Modellgebiet verursachten horizontalen Störungen abgeklungen sind und die Beträge von E und ϵ dem Referenzwert des eindimensionalen Randmodells entsprechen.

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial E}{\partial x} \right|_{z=Z} = \left. \frac{\partial E}{\partial y} \right|_{z=Z} = 0 & \quad E(x, y, Z) = \widehat{E}(z = Z) \\ \left. \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right|_{z=Z} = \left. \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right|_{z=Z} = 0 & \quad \epsilon(x, y, Z) = \widehat{\epsilon}(z = Z) \end{aligned}$$

Am Modelloberrand des Randmodells bei $z = H$ kann zwischen einem geschlossenen und einem offenen Modellrand gewählt werden.

Da die turbulente kinetische Energie die Tendenz hat, im Laufe der Zeit immer höhere Werte anzunehmen, sollte bei Langzeitsimulationen eine geschlossene Randbedingung mit $E(z = H) = \epsilon(Z = H) = 0$ gewählt werden.

Für das eindimensionale Modell ergeben sich somit als Randbedingungen:

$$\left. \frac{\partial \hat{E}}{\partial z} \right|_{z=H} = \left. \frac{\partial \hat{\epsilon}}{\partial z} \right|_{z=H} = 0 \quad (\text{Offener Rand})$$

$$\hat{E}(z = H) = \hat{\epsilon}(z = H) = 0 \quad (\text{Geschlossener Rand})$$

3.3.7 Initialisierung

Unter Verwendung des Windprofils am Einströmrand wird die Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt und das Ausgangsprofil der kinetischen Energie und deren Dissipation wie folgt initialisiert:

$$\hat{E}(0..H) = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu}} \quad (3.75)$$

$$\epsilon(z) = \frac{u_*^3}{\kappa \cdot z} \quad (3.76)$$

Zusammen mit allen anderen Größen wird dieses Profil so lange integriert, bis sich quasi-stationäre Zustände einstellen. Hierbei wird immer zunächst die Dissipation ϵ und dann die kinetische Energie E prognostiziert. Nach jedem Zeitschritt werden die Austauschkoefizienten der neuen Turbulenzverteilung oder, falls der Mischungswegansatz am Einströmrand gewählt wurde, dem neuen Windfeld angepaßt.

Da das Modell ENVI-met prognostisch über einen größeren Zeiraum rechnet, wird eine Schichtung der Atmosphäre nicht vorgegeben, sondern entwickelt sich im Laufe der Prognose in Abhängigkeit von den Randbedingungen. Die ersten Integrationszeitschritte werden hierdurch mit einer nahezu neutralen Schichtung durchgeführt, wodurch eine Konvergenz der $E - \epsilon$ Initialisierung sichergestellt wird. Gibt man hingegen einen konstanten Temperaturgradienten als Ausgangsschichtung vor, so besteht vor allem bei labilen Schichtungen in den höheren Atmosphärenschichten die Gefahr von numerischen Oszillationen, die eine Konvergenz des Verfahrens behindern.

Nach der eindimensionalen Initialisierungsphase wird das berechnete $E - \epsilon$ Profil auf das dreidimensionale Modell umgesetzt. In der hierauf folgenden dreidimensionalen Initialisierung paßt sich das Turbulenzfeld unter Verwendung von sehr kleinen Zeitschritten den tatsächlichen Begebenheiten

im Modell an. Die Initialisierung wird abgeschlossen wenn die Stationaritätsbedingung

$$\left| \frac{\partial K_m}{\partial t} \right| < 10^{-2}$$

erfüllt ist.

3.3.8 Turbulenzprognose in der Hauptzeitschleife

Aufgrund der in Abschnitt 3.3.3 dargestellten numerischen Sensibilität des Turbulenzmodells kann eine Lösung des Gleichungssystems nur mit sehr kleinen Zeitschritten erfolgen (siehe Kapitel 6). Hierdurch erhöht sich die Zahl der notwendigen Rechenoperation pro Hauptzeitschritt sehr stark. Numerische Tests haben gezeigt, daß es ausreichend ist, die Turbulenzverteilung, ähnlich wie auch das Strömungsfeld, zu festgelegten Zeitpunkten zu aktualisieren und bis zur Stationarität zu integrieren. Die so berechneten Austauschkoefizienten werden bis zur nächsten Aktualisierung konstant gehalten. Hierdurch hält sich die Zahl der zusätzlichen Rechenschritte während der Simulation in einem vertretbaren Umfang.

3.3.9 Besonderheiten des Turbulenzmodells bei Schwachwindlagen

Das Turbulenzmodell ist auf einen mechanischen Antrieb angewiesen. Fällt die Windgeschwindigkeit unter ein gewisses Niveau, kann das $E - \epsilon$ Modell ohne spezielle Erweiterungen nicht mehr verwendet werden. Numerische Tests haben gezeigt, daß die Untergrenze bei einer Windgeschwindigkeit von etwa 0.7 ms^{-1} in 10 m Höhe liegt. Aus diesem Grund ist es in dieser Modellversion noch nicht möglich, das Modell völlig ohne Windströmung zu betreiben.

3.4 Die langwelligen und kurzwelligen Strahlungsflüsse

Die verschiedenen Ausprägungen des Mikroklimas sind sehr eng mit den lokalen Strahlungsbedingungen verknüpft. In urbanen Räumen werden die aufwärts- und abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse durch die Vielzahl verschiedener Objekte auf engem Raum stark modifiziert, so daß eine genaue dreidimensionale Analyse des Modellgebietes und die Formulierung spezieller Strahlungsgesetze unerlässlich ist.

3.4.1 Langwellige Strahlung

Die vom Himmel abwärtsgerichtete langwellige Strahlung ist bei einer wolkenfreien Atmosphäre abhängig von der Temperatur und dem Absorptions- und Emissionsvermögen der einzelnen Luftschichten. Die tatsächliche Absorptions- und Emissionsrate der Luft in den verschiedenen Wellenlängenbereichen hängt von der Konzentration der Hauptstrahlungsabsorber Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon ab. Aufgrund der komplexen Zusammenhänge der sich zum Teil überlappenden Absorptionsbanden sowie der fehlenden Informationen über vertikale Verteilung von Kohlendioxid und Ozon ist es üblich, das Absorptions- und Emissionsvermögen der einzelnen Atmosphärenschichten ausschließlich als eine Funktion des Wasserdampfgehaltes zu betrachten (Gross, 1991; Paltridge und Platt, 1976).

Die abwärtsgerichtete langwellige Strahlung ohne modifizierende Komponenten wie z.B. Vegetationsschichten ist eine Funktion der Temperatur und der Emissions- und Absorptionsfähigkeit aller nach oben anschließenden Atmosphärenschichten bis zum Rand der Wasserdampf-atmosphäre, die hier bei $z_v=15$ km angenommen wird. Der abwärtsgerichtete Strahlungsfluß in einer Höhe z kann über folgendes Integral dargestellt werden als:

$$R_{lw}^\downarrow(z) = \int_z^{z_v} \sigma T^4(z') \frac{\partial \varepsilon(z', z)}{\partial z'} dz' \quad (3.77)$$

Zur Lösung des Integrals ist es notwendig, den Term $\partial \varepsilon / \partial z$ durch finite Atmosphärenschichten mit bestimmbarem Emissionsgrad zu diskretisieren. Bis zum Oberrand des eindimensionalen Modells bei $z = H$ kann hierzu die bereits festgelegte vertikale Gitterstruktur verwendet werden. Oberhalb des Modellraumes wird eine lineare Abnahme der Temperatur um 3.0 K pro km sowie eine lineare Abnahme der spezifischen Feuchte bis $q(z_v) = 0$ angenommen (Gross, 1991).

Nach Paltridge und Platt (1976) kann das Integral (3.77) durch N Einzelschichten approximiert werden:

$$R_{lw}^\downarrow(z) = \sum_{n=1}^N \sigma T^4(n) [\varepsilon_n(m + \Delta m) - \varepsilon_n(m)] \quad (3.78)$$

Hierbei ist m die absorbierende Wasserdampfmenge zwischen der Höhe z und dem Unterrand der Schicht n , $m + \Delta m$ ist die absorbierende Wasserdampfmenge einschließlich der Schicht n .

Die Wasserdampfmenge m_i in einer Schicht i in der mittleren Höhe z_i mit der Dicke Δz_i ist gegeben als

$$m_i = \int_{z_i}^{z_i + \Delta z_i} \left(\frac{p(z_i)}{p_0} \right)^{0.85} \rho q_i dz_i \quad (3.79)$$

Hierbei ist $p(z_i)$ der Luftdruck in der Höhe z_i und q_i ist die spezifische Feuchte in der Schicht i .

Für die Berechnung des Luftdrucks wird vereinfachend die barometrische Höhenformel

$$p(z) = p_0 \cdot \exp(-z/z^*) \quad (3.80)$$

mit $z^*=8000$ m verwendet. Der Zusammenhang zwischen der absorbierenden Wasserdampfmenge und der Emissivität der betrachteten Schicht kann auf der Basis der Meßdaten von Kuhn (1963) wie folgt parameterisiert werden (Pielke, 1984):

$$\varepsilon_n(z, z + \Delta z) = \begin{cases} 0.113 \log(1 + 12.6m_g) & ; & \log m_g \leq -4.0 \\ 0.104 \log m_g + 0.440 & ; & -4.0 < \log m_g \leq -3.0 \\ 0.121 \log m_g + 0.491 & ; & -3.0 < \log m_g \leq -1.5 \\ 0.146 \log m_g + 0.527 & ; & -1.5 < \log m_g \leq -1.0 \\ 0.161 \log m_g + 0.542 & ; & -1.0 < \log m_g \leq 0 \\ 0.136 \log m_g + 0.542 & ; & \log m_g > 0 \end{cases}$$

Die absorbierende Wasserdampfmenge m_g ist in gcm^{-2} anzugeben. Es sei angemerkt, daß aufgrund des nicht-linearen Zusammenhanges zwischen dem Wasserdampfgehalt, dem Emissionsgrad und der empirischen Datengrundlage zu beachten ist:

$$\varepsilon_n(m + \Delta m) - \varepsilon_n(m) \neq \varepsilon_n(\Delta m)$$

Das hier vorgestellte Verfahren ist nur für einen wolkenfreien Himmel gültig. Bei der Anwesenheit von Wolken, insbesondere von warmen tiefhängenden Wolken ändert sich der langwellige Strahlungsaustausch zwischen den Atmosphärenschichten sowie zwischen der Atmosphäre und dem Boden entscheidend.

Da die Quantifizierung des Strahlungsflusses unter diesen Bedingungen komplex ist, wird die langwellige Strahlung am Modelloberrand bei Bewölkung über einen einfachen empirischen Ansatz parameterisiert (Oke, 1987):

$$R_{lw}^{\downarrow,0} = \sigma_B(T_{2m})^4 \left[1 - c \cdot \exp\left(-d(273 - T_{2m})^2\right) \right] \quad (3.81)$$

$$R_{lw}^{\downarrow,0}(bew.) = R_{lw}^{\downarrow,0} \left(1 + \omega_{ges} \left(\frac{N_{ges}}{8} \right)^2 \right) \quad (3.82)$$

$R_{lw}^{\downarrow,0}(bew.)$ ist die langwellige abwärtsgerichtete Strahlung am Modelloberrand bei Bewölkung, T_{2m} ist die Lufttemperatur in 2 m Höhe, für die

Konstanten gilt $c = 0.261$ und $d = 7.77 \cdot 10^{-4}$. Der mittlere Einfluß der Bewölkung auf die langwellige Strahlung (ω_{ges}) ermittelt sich über die Beziehung:

$$\omega_{ges} = \frac{0.22N_t + 0.185N_m + 0.06N_h}{N_{ges}}$$

wobei N_t, N_m, N_h und N_{ges} der Bedeckungsgrad mit tiefen, mittleren und hohen Wolken bzw. der Gesamtbedeckungsgrad in Achteln ist (Bruse, 1995).

3.4.2 Kurzwellige Strahlung

Die kurzwelligen Strahlungsflüsse am Modelloberrand werden durch Integration der Strahlungsintensität der Sonne I_0 über den Wellenlängenbereich von $\lambda = 0.29 \mu\text{m}$ bis $\lambda = 4.0 \mu\text{m}$ berechnet:

$$R_{kw}^* = \int_{0.29}^{4.0} I_0(\lambda) \exp\{-\alpha_R(\lambda)m + \alpha_M(\lambda)m\} d\lambda \quad (3.83)$$

Der Energiegehalt in den einzelnen Wellenlängenbereichen kann aus den Tabellen von Houghton (1977) entnommen werden. Die optische Luftmasse m ist eine Funktion der Sonnenhöhe h :

$$m = \begin{cases} \frac{1}{\sin h} & ; \text{wenn } h > 10^\circ \\ 1.22 \left(\frac{1.0144}{\sin(h+1.44)} - 0.49 \right) & ; \text{wenn } h \leq 10^\circ \end{cases} \quad (3.84)$$

Die Koeffizienten für die Rayleigh- und Miestreuung (α_R und α_M) sind

$$\begin{aligned} \alpha_R(\lambda) &= 0.00816 \cdot \lambda^{-4} \\ \alpha_M(\lambda) &= \lambda^{-1.3} \beta_{tr} \end{aligned}$$

wobei β_{tr} der Trübungskoeffizient nach Ångström ist. β_{tr} liegt im Bereich zwischen 0.0040 für klare Luft und 0.1 bei trüber Luft und kann aus Tabellen entnommen werden. Der Einfluß dieses Faktors auf das Endergebnis ist jedoch unter normalen atmosphärischen Bedingungen gering.

Den absolute Betrag der kurzwelligen direkten Strahlung am Modelloberrand erhält man nach Abzug der durch den Wasserdampf in der Atmosphäre absorbierten Energiebeträge:

$$R_{kw,dir}^0 = R_{kw}^* - R_{kw,abs} \quad (3.85)$$

Für $R_{kw,abs}$ gilt nach Liljequist (1979)

$$R_{kw,abs} = 70 + 2.8 \cdot e_{2m} \cdot m$$

Hierbei ist e_{2m} der Dampfdruck in 2 m Höhe in [hPa] und m wiederum die optische Luftmasse. Der im Laufe des Jahres leicht variierende Abstand zwischen Erde und Sonne wird bei der Berechnung der Strahlung vernachlässigt.

Bei wolkenfreiem Himmel kann die diffuse Strahlungskomponente nach Brown und Isfält (1974) wie folgt aus der direkten Komponente und der Sonnenhöhe h hergeleitet werden:

$$R_{kw,dif}^0 = R_{kw,dir}^0 \sin h \left(\frac{\Upsilon(h)}{1 - \Upsilon(h)} \right) \quad (3.86)$$

mit

$$\Upsilon(h) = \frac{1}{1 + 8(\sin h)^{0.7}}$$

Bei bewölktem Himmel verändern sich die Strahlungsverhältnisse, da sich der absolute Energiebetrag verringert und die diffuse Strahlung einen größeren Anteil an der verbleibenden Strahlungsenergie erhält. Der Wolkeneinfluß wird über das Verfahren von Taesler und Anderson (1984) in die Modellrechnung integriert. Für die direkte Komponente ergibt sich hiernach die Beziehung

$$R_{kw,dir}^0(bew.) = R_{kw,dir}^0 \left(1 - \frac{N_{ges}}{8} \right) \quad (3.87)$$

Die Veränderung der diffusen Komponente gestaltet sich komplexer, da hier auch Reflexionen zwischen dem Erdboden und der Wolkenunterseite zu berücksichtigen sind. Hier ergibt sich nach Taesler und Anderson (1984) die Beziehung

$$R_{kw,dif}^0(bew.) = \left(\frac{R_{kw,dir}^0 \sin h}{1 - \Upsilon(h)} \right) \left(\frac{a_s - 1}{a_w a_s - 1} \right) - R_{kw,dir}^0(bew.) \sin h \quad (3.88)$$

Die Albedo der verschiedenen Wolkenschichten a_w wird wie folgt gemittelt:

$$a_w = \frac{0.75N_t + 0.45N_m + 0.40N_h}{N_{ges}}$$

Für die Albedo des Bodens a_s wird ein über das Modellgebiet gemittelter Wert verwendet.

3.4.3 Modifikation der Strahlung durch Vegetation

Der Strahlungsfluß innerhalb und unterhalb von Vegetationsschichten ist durch die Abschwächung der kurzwelligen Strahlung und eine generelle Modifikation des langwelligen Strahlungsflusses charakterisiert. Zu den in diesem Abschnitt behandelten Veränderungen des Strahlungsflusses durch Vegetationselemente addieren sich die im nächsten Abschnitt dargestellten Einflüsse aufgrund von Gebäuden.

Die Veränderung der Strahlung beim Durchqueren von Vegetationsschichten ist ein äußerst komplexer Vorgang. In dieser Modellversion soll zunächst ein sehr einfaches Verfahren Verwendung finden, das später gegen komplexere Methoden (z.B. Rotenberg *et al.*, 1998) ausgetauscht werden kann.

Stellt man sich die Vegetation vereinfacht als ein trübes Medium vor, so kann der Grad der Modifikation σ beim Durchqueren der Vegetationsschichten in Anlehnung an das *Beer'sche Gesetz* über eine exponentielle Funktion dargestellt werden. Dabei ersetzt der durchstrahlte Blattflächenindex LAI die optische Weglänge des gedachten Strahles und der F ist ein von der Blattstellung abhängiger Extinktionskoeffizient (Oke, 1987).

Bei einem unmodifizierten Strahlungsverlauf ist $\sigma = 1$ und nimmt mit zunehmender Abschirmung ab, bis ein Wert von $\sigma = 0$ eine völlige Abschirmung anzeigt. Für die verschiedenen Strahlungsflüsse in einer Höhe z ergeben sich unterschiedliche Faktoren:

$$\text{Kurzwellig direkt:} \quad \sigma_{kw,dir}(z) = \exp(-F \cdot LAI'(z)) \quad (3.89a)$$

$$\text{Langwellig abwärts:} \quad \sigma_{lw}^{\downarrow}(z, z_p) = \exp(-F \cdot LAI(z, z_p)) \quad (3.89b)$$

$$\text{Langwellig aufwärts:} \quad \sigma_{lw}^{\uparrow}(0, z) = \exp(-F \cdot LAI(0, z)) \quad (3.89c)$$

Die Veränderung der diffusen Strahlung durch Vegetation wird nicht berücksichtigt, da hierfür kein einfaches Modell entwickelt werden kann. Ein Teil der direkten kurzwelligen Komponente wird durch Mehrfachreflexionen im Vegetationsbestand in diffuse Strahlung umgewandelt, wodurch ein Teil der abgeschirmten diffusen Himmelsstrahlung ersetzt wird.

Bei der vertikalen Integration der lokalen Blattflächendichten LAD zum Blattflächenindex LAI sind bei den einzelnen Strahlungskomponenten unterschiedliche Integrationsgrenzen zu verwenden. Im Fall der direkten Komponente wird der optische Pfad der Strahlung durch das Modellgebiet über ein später beschriebenes iteratives Verfahren bestimmt. Beim abwärtsgerichteten langwelligen Strahlungsfluß ist der Bereich oberhalb des Untersuchungspunktes z bis zur Höhe der Vegetation $z = z_p$ zu integrieren, während für die aufwärtsgerichtete langwellige Strahlungskomponente der Bereich unterhalb von z bis zur Bodenoberfläche $z = 0$ relevant ist.

Die absoluten Strahlungsflüsse in einer Höhe z können nach Bestimmung der Modifikationsfaktoren wie folgt berechnet werden:

$$R_{kw,dir}(z) = \sigma_{kw,dir}(z)R_{kw,dir}^0 \quad (3.90a)$$

$$R_{kw,dif}(z) = R_{kw,dif}^0 \quad (3.90b)$$

$$R_{lw}^\downarrow(z) = \sigma_{lw}^\downarrow(z, z_p)R_{lw}^{\downarrow,0} + \left(1 - \sigma_{lw}^\downarrow(z, z_p)\right) \varepsilon_f \sigma \bar{T}_{f+}^4 \quad (3.90c)$$

$$R_{lw}^\uparrow(z) = \sigma_{lw}^\uparrow(0, z)\varepsilon_s \sigma T_0^4 + \left(1 - \sigma_{lw}^\uparrow(0, z)\right) \varepsilon_f \sigma \bar{T}_{f-}^4 \quad (3.90d)$$

Die Referenzwerte $R_{kw,dir}^0$, $R_{kw,dif}^0$ und $R_{lw}^{\downarrow,0}$ beziehen sich auf die nach Abschnitt 3.4.1 und 3.4.2 bestimmten Referenzwerte der Strahlungskomponenten am Modelloberrand. \bar{T}_{f+} und \bar{T}_{f-} sind die mittleren Temperaturen der nach oben (+) und nach unten (-) anschließenden Vegetationsschichten, T_0 ist die Temperatur der Bodenoberfläche.

Der Faktor F ist abhängig von der Ausrichtung der Blätter und kann für zufällig orientierte Blätter gleich 0.5 gesetzt werden (Watanabe, 1994).

Der durchstrahlte Blattflächenindex LAI und LAI' ist eine Funktion der lokalen Blattflächendichte in den einzelnen von der Strahlung durchquerten Gitterboxen. Bei der langwelligen Strahlung wird davon ausgegangen, daß die Strahlung zunächst nur eine vertikale Abhängigkeit zeigt, so daß sich der Blattflächenindex aus dem vertikalen Integral der Blattflächendichten zwischen den Höhen z und z^* ergibt:

$$LAI(z, z^*) = \int_z^{z^*} LAD(z') dz'$$

Der abschirmende Einfluß von Vegetation seitlich des Untersuchungspunktes in Bezug auf die langwellige Strahlung bleibt hierbei unberücksichtigt, da das Verfahren sonst eine unangemessene Komplexität erreichen würde.

Bei der direkten Komponente hingegen wird der optische Weg und somit der relevante Blattflächenindex in Abhängigkeit von der Einfallsrichtung der direkten Sonnenstrahlen bestimmt. Hierdurch variieren die vom Strahl durchquerten Gitterboxen und der zu berücksichtigende Blattflächenindex mit dem Sonnenstand. Der von einem theoretischen Sonnenstrahl durchquerte Blattflächenindex läßt sich als Weg zwischen dem Anfangspunkt $a(x, y, z)$ und einem Endpunkt $A(x, y, z)$ mit der Länge l darstellen:

$$LAI'(a) = \int_a^A LAD(x', y', z') dl' \quad (3.91)$$

Der Anfangspunkt a entspricht hierbei dem Modellgitterpunkt, für den die Strahlung bestimmt werden soll. In einem dreidimensionalen Modell mit beliebiger Verteilung der Vegetation kann der durchstrahlte Blattflächenindex

LAI' für die direkte Strahlung nur mit einem geometrischen Verfahren bestimmt werden. Ausgehend vom Startpunkt a wird hierzu ein Vektor in Richtung der Sonne konstruiert, der den Verlauf eines Sonnenstrahls repräsentiert (Strahlvektor). Dieser Vektor wird in n -finite Teilstücke mit einer vorgegebenen Höhenänderung Δz zerlegt. Die Endkoordinaten des n -ten Teilstückes dieses Vektors sind durch folgende Zuordnungen gegeben:

$$\begin{aligned} z_n &= z + \Delta z \cdot n \\ x_n &= x + \Delta x \cdot n \\ y_n &= y + \Delta y \cdot n \end{aligned}$$

Die Positionsänderung des Ende des Strahls in der horizontalen Projektion pro Höhenänderung Δz ist eine Funktion des Sonnenazimuts Ψ und der Sonnenhöhe h :

$$\begin{aligned} \Delta x &= \sin \Psi \Delta xy \\ \Delta y &= \cos \Psi \Delta xy \\ \text{mit } \Delta xy &= \frac{\Delta z}{\tan h} \end{aligned}$$

Wie man erkennen kann, ist dieses Verfahren empfindlich gegenüber sehr niedrigen Sonnenständen. Um hier keine Gitterpunkt zu überspringen, muß Δz hier recht klein gewählt werden. Ein Wert von $\Delta z = 0.1$ m hat sich hierbei als hinreichend genau erwiesen.

Das Blattflächenintegral in (3.91) kann nun durch die Teilstücke des Strahlvektors dargestellt werden und somit numerisch gelöst werden:

$$\int_a^A LAD(x', y', z') dl' = \sum_{n=1}^N LAD(x_n, y_n, z_n) \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \quad (3.92)$$

Der letzte Term auf der rechten Seite entspricht der Länge l' des Vektorsegmentes im Raum. Zur Ermittlung der lokalen Blattflächendichte LAD wird der aktuelle Endpunkt x_n, y_n, z_n dem zugehörigen Gitterpunkt zugeordnet und die Blattflächendichte, soweit dort vorhanden, ausgelesen. Ausgehend vom Untersuchungspunkt wird der Strahlvektor in jedem Rechenschritt um ein Segment verlängert. Der Endpunkt A ist nach N Strahlverlängerungen erreicht, wenn keine weitere Modifikation der direkten Komponente mehr eintreten kann, das Strahlende also oberhalb des höchsten Vegetationselementes liegt oder das Modellgebiet seitlich verlassen hat.

Eine Besonderheit im Rahmen dieses Verfahrens stellen die Gebäude dar, die im folgenden Abschnitt noch gesondert betrachtet werden. Trifft der Strahlvektor bei seiner Durchquerung des Modellgebietes auf ein festes (also

undurchstrahlbares) Hindernis, so wird $\sigma_{kw,dir}$ sofort auf Null gesetzt, da der betreffende Ausgangspunkt im Schatten liegt.

Abschließend sei bemerkt, daß dieses Verfahren in der eindimensionalen Betrachtungsweise in den von Watanabe (1994) vorgeschlagenen Ansatz

$$\sigma_{kw} = \exp(-F \cdot LAI(z) \cdot \cos^{-1}(90 - h))$$

übergeht.

3.4.4 Modifikation der Strahlung durch Gebäude

Die Modifikation der kurzwelligen und langwelligen Strahlung durch Gebäude hat in Städten einen erheblichen Einfluß auf die lokale Energiebilanz. Die Abschattung der kurzwelligen direkten Strahlung wurde bereits im vorangehenden Abschnitt kurz angesprochen: Wird bei der Analyse des Modellgebiets ein Schnittpunkt des Strahlvektors mit einem Gebäude gefunden, so wird die direkte Strahlungskomponente auf Null gesetzt. Dieses Verfahren liefert somit automatisch auch die Modifikationsfaktoren für die kurzwellige direkte Strahlung im Bezug auf Gebäude.

Bei den übrigen Strahlungskomponenten wird zur Beschreibung des Verhältnisses zwischen Flächenabschirmung und freier Himmelssicht für jeden Modellgitterpunkt zunächst der Himmelssichtfaktor (*Sky-View-Faktor* σ_{svf}) ermittelt. Hierzu wird das schon im vorangehenden Abschnitt verwandte geometrische Verfahren in leicht modifizierter Form verwandt, um die maximalen Abschirmungswinkel α in der Raumrichtung π zu ermitteln. Der Himmelssichtfaktor ergibt sich dann aus dem gemittelten Abschirmungswinkel aus allen Teilrichtungen:

$$\sigma_{svf} = \frac{1}{360} \sum_{\pi=0}^{360} \cos \alpha(\pi) \quad (3.93)$$

Geht man vereinfachend davon aus, daß sich die diffuse Strahlung isotrop über den Himmel verteilt, so ergibt sich für die Reduzierung der kurzwelligen diffusen Strahlung aufgrund der Horizontabschirmung die Beziehung

$$R_{kw,dif}(z) = \sigma_{svf}(z) R_{kw,dif}^0 \quad (3.94)$$

Durch die Horizont einschränkung wird jedoch ein Teil der direkten Strahlung im System durch Reflexion „gefangen“. Hierdurch erhöht sich die diffuse Komponente je nach den Reflexionseigenschaften der Umgebung zum Teil erheblich. Dieser Effekt kann durch die erweiterte Beziehung

$$R_{kw,dif}(z) = \sigma_{svf}(z) R_{kw,dif}^0 + (1 - \sigma_{svf}) R_{kw,dir}^0 \cdot \bar{a} \quad (3.95)$$

berücksichtigt werden. Die Umgebungsalbedo \bar{a} wird als mittlerer Wert über alle im Modell vorkommenden Gebäudewände und den Bodenoberflächen ermittelt.

Die Berechnung der langwelligen Strahlungsflüsse in der Nähe von Gebäuden gestaltet sich kompliziert, da hier nicht mehr vereinfacht von eindimensionalen Verhältnissen ausgegangen werden kann. Je nach Konstellation der Gebäude und in Abhängigkeit von den Oberflächentemperaturen stellt sich ein komplexes dreidimensionales System aus Emission, Absorption und Reflexion der langwelligen Strahlung ein.

Zur Berücksichtigung der Wärmestrahlung der Gebäude wird vereinfachend ein zusätzlicher horizontaler Strahlungsfluß in Abhängigkeit von der mittleren Fassadenoberflächentemperatur \bar{T}_w definiert:

$$R_{lw}^{\leftrightarrow}(z) = (1 - \sigma_{svf}(z)) \varepsilon_w \sigma_B \bar{T}_w^4 \quad (3.96)$$

In diesem Ansatz wird der Himmelsichtfaktor nicht nach Teilsektoren differenziert, so daß es keinen Unterschied macht, ob ein Punkt von einer kühlen Nordfassade oder einer heißen Südfassade abgeschirmt wird. Da die Reflexion der langwelligen Strahlung in diesem Ansatz nicht berücksichtigt wurde, wird zur Berechnung der langwelligen Strahlungsbilanz an der Bodenoberfläche und an Fassaden ein modifiziertes Verfahren verwendet, das diesen Aspekt berücksichtigt.

4 Das Boden- und Grenzflächenmodell

Das Bodenmodell beschreibt die hydrologischen und thermodynamischen Prozesse in den Bodenschichten von $z = 0$ m bis zur Tiefe $z = -1.75$ m. In dieser Tiefe kann davon ausgegangen werden, daß die tageszeitlichen Schwankungen der Temperatur und Feuchte vernachlässigbar klein sind. Für jeden Gitterpunkt kann eine eigene Bodenart bzw. ein eigenes Versiegelungsmaterial gewählt werden, wodurch diverse Bodenstrukturen im Modell nachgebildet werden.

Im Boden wird ein eindimensionales nicht-äquidistantes Rechengitter mit 14 vertikalen Rechenpunkten verwendet. Die Auflösung beträgt $\Delta z = 0.015$ m an der Oberfläche und weitet sich bis zu einer Gitterweite von $\Delta z = 0.5$ m in den tiefen Bodenschichten auf. Zur Glättung der Oberflächentemperaturen wird der Wärmeaustausch am ersten Gitterpunkt des Bodenmodells unterhalb der Oberfläche dreidimensional berechnet.

Die Aufgabe des Grenzflächenmodells besteht in der Bestimmung der aktuellen Oberflächenfeuchte und -temperatur des Bodens, der Gebäudewände sowie der Dächer. Das Grenzflächenmodell stellt somit die im Atmosphärenmodell benötigten thermodynamischen und hydrologischen Randbedingungen zur Verfügung.

4.1 Hydrologischer Komplex des Bodenmodells

Das hydrologische Teilmodell simuliert den volumetrischen Wassergehalt η in einer Gitterbox als eine Funktion hydrologischer Ausgleichsprozesse. Die Hauptaufgabe des Hydrologiemodells im Bezug auf das Gesamtmodell besteht in der Bereitstellung der Feuchte der obersten Gitterbox zur Bestimmung der Grenzflächenfeuchte sowie der Bilanzierung des pflanzenverfügbaren Bodenwassers.

4.1.1 Die Grundgleichungen

Der vertikale Wasserfluß $j_{w,s}^s$ in einem wassergesättigten Boden unter dem Einfluß der Gravitation läßt sich über das *Gesetz von Darcy* beschreiben:

$$j_{w,s}^s = -\rho_w K_{\eta,s} \nabla \Psi_s - \rho_w K_{\eta,s} \vec{Z} - S_\eta \quad (4.1)$$

Hierbei ist $K_{\eta,s}$ die hydrologische Leitfähigkeit und Ψ_s ist das Matrixpotential eines wassergesättigten Bodens. \vec{Z} ist der Einheitsvektor in entgegengesetzter Richtung zur Gravitation und S_η ein lokaler Senkterm zur Berücksichtigung des Wasserverlustes durch Pflanzenwurzeln, der vom Pflanzenmodell (siehe Kapitel 5, S.77 ff.) bereitgestellt wird. Der mittlere

Term auf der linken Seite beschreibt gravitationsbedingte Veränderungen im Wasserhaushalt eines Bodensegmentes hervorgerufen durch unterschiedliche Durchlässigkeiten der nach oben und unten anschließenden Bodenschichten und den damit verbundenen Wasserverlust bzw. das Aufstauen von Sickerwasser in den Bodenschichten.

Zur Lösung der Gleichung wird als abgeleitete Kenngröße die hydrologische Diffusität des Bodens definiert als:

$$D_\eta = K_\eta \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \quad (4.2)$$

Im nicht-wassergesättigten Bereich lassen sich die benötigten Werte für Ψ , K_η und D_η aus empirischen Formeln herleiten (Clapp und Hornberger, 1978):

$$\Psi = \Psi_s \left(\frac{\eta_s}{\eta} \right)^b \quad (4.3)$$

$$K_\eta = K_{\eta,s} \left(\frac{\eta}{\eta_s} \right)^{2b+3} \quad (4.4)$$

$$D_\eta = -\frac{b \cdot K_{\eta,s} \Psi_s}{\eta} \left(\frac{\eta}{\eta_s} \right)^{b+3} \quad (4.5)$$

Die Modellkonstante b und die Werte für η_s , Ψ_s und $K_{\eta,s}$ sind für unterschiedliche Bodenarten aus den Tabellen von Clapp und Hornberger (1978) zu entnehmen (siehe Tabelle 3). Innerhalb von Versiegelungsschichten gilt $\eta = \Psi = 0$.

An der Übergangsstelle zwischen natürlichen Böden und Versiegelungsschichten kann ebenfalls kein Wassertransport stattfinden, deswegen gilt hier $D_\eta = K_\eta = 0$. Hierdurch wird festgelegt, daß sich über Versiegelungsschichten das unter Graviationskraft aus höherliegenden Schichten abfließende Wasser komplett staut.

Der instationäre lokale Wasserfluß j_w^s an einem Punkt leitet sich aus (4.1) unter Verwendung der hydrologischen Diffusität D_η nach (4.5) her:

$$j_w^s = -\rho_w D_\eta \nabla \eta - \rho_w K_\eta \vec{Z} - \rho_w S_\eta \quad (4.6)$$

Die benötigte prognostische Gleichung für den volumetrischen Wassergehalt ergibt sich nun aus der Raum-Zeit Ableitung von (4.6):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla j_w^s = D_\eta \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} K_\eta - S_\eta \quad (4.7)$$

Tabelle 3: *Hydrologische und thermodynamische Parameter verschiedener natürlicher Böden und Versiegelungsmaterialien. Zusammengestellt nach Clapp und Hornberger (1978) und Kuchling (1991).*

η_s = Sättigungsfeuchte, η_{fc} =Feldkapazität, η_{wilt} =permanenten Welkpunkt, Ψ_s =Matrixpotential bei Sättigung $K_{\eta,s}$ = Hydrologische Leitfähigkeit bei Sättigung, b =Clapp und Hornberger Konstante, $\rho_i c_i$ =Volumenwärme des Materials (ohne Wasser), λ = Wärmeleitfähigkeit (soweit konstant)

	η_s	η_{fc}	η_{wilt}	Ψ_s	$K_{\eta,s}$	b	$\rho_i c_i$	λ
Natürliche Materialien								
Sand	0.385	0.135	0.0068	-0.121	176.0	4.05	1.463	
lehmiger Sand	0.410	0.150	0.075	-0.090	156.3	4.38	1.404	
sandiger Lehm	0.435	0.195	0.114	-0.218	34.1	4.90	1.320	
schlammiger Lehm	0.485	0.255	0.179	-0.786	7.2	5.30	1.271	
Lehm	0.451	0.240	0.155	-0.478	7.0	5.39	1.212	
sandig-lehmiger Ton	0.420	0.255	0.175	-0.299	6.3	7.12	1.175	
schlammig-lehm. Ton	0.477	0.322	0.218	-0.356	1.7	7.75	1.317	
lehmiger Ton	0.476	0.325	0.250	-0.630	2.5	8.52	1.225	
sandiger Ton	0.426	0.310	0.219	-0.153	2.2	10.40	1.175	
schlammiger Ton	0.492	0.370	0.283	-0.490	1.0	10.40	1.150	
Ton	0.482	0.367	0.286	-0.405	1.3	11.40	1.089	
Torf	0.863		0.395	-0.356	8.0	7.75	0.836	
Versiegelungsmaterialien								
Zementbeton							2.083	1.63
Mineralbeton							1.750	2.33
Asphalt mit Kies							2.214	1.16
Asphalt mit Basalt							2.251	0.90
Granit							2.345	4.61
Basalt							2.386	1.73

Einheiten: $[\eta_s], [\eta_{fc}], [\eta_{wilt}] = m^3 m^{-3}, [\Psi_s] = m, [K_{\eta,s}] = 10^{-6} m s^{-1}, [\rho_i c_i] = 10^6 J m^{-3} K^{-1}, [\lambda] = W m^{-1} K^{-1}$

Da die hydrologischen Ausgleichs- und Sickerprozesse in den oberen Bodenschichten fast ausschließlich in vertikaler Richtung verlaufen, muß das hydrologische Modell nur eindimensional ausgelegt werden. Es gilt somit:

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} \equiv \frac{\partial \eta}{\partial y} \equiv 0$$

Verwendet man außerdem anstelle der absoluten Tiefe z die in den Boden gerichtete Normalkoordinate n mit $n = -z$, so erhält man aus (4.7) die eindimensionale Prognosegleichung für den Bodenwassergehalt im ungesättigten Bereich:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = D_\eta \frac{\partial^2 \eta}{\partial n^2} - \frac{\partial}{\partial n} K_\eta - S_\eta \quad (4.8)$$

4.1.2 Randbedingungen des hydrologischen Teilmodells

Der Wassergehalt und der Gradient der hydrologischen Leitfähigkeit am unteren Modellrand bei $z = -T$ wird über die Bedingungen

$$\left. \frac{\partial \eta}{\partial t} \right|_{z=-T} = -f(\eta(Z = -T)) \quad \text{und} \quad \left. \frac{\partial K_\eta}{\partial z} \right|_{z=-T} = 0$$

beschrieben. Hierbei ist f eine extern vorzugebene Funktion, die den Wasserverlust der untersten Bodenschicht durch Drainagevorgänge beschreibt. In den meisten Fällen ist die einfache Beziehung $f = 0$ hinreichend genau.

Am oberen Modellrand wird eine Null-Gradient Bedingung für das Feuchtefeld angenommen

$$\left. \frac{\partial \eta}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$$

Die an der Grenzfläche berechneten Wasser- und Wasserdampf Flüsse $j_{v,0}^{ges}$ setzen sich aus den Verdunstungs- bzw. Kondensationsflüssen an der Bodenoberfläche $J_{v,0}$ und dem eventuell von überliegender Vegetation abfließenden Tropfwasser P^\downarrow zusammen:

$$j_{v,0}^{ges} = -\rho J_{v,0} + P^\downarrow \quad (4.9)$$

Diese werden über einen zusätzlichen Quell-/Senkterm $Q_{\eta,0}$ in das Bodemodell integriert:

$$Q_{\eta,0} = \frac{1}{\rho_w} j_{v,0}^{ges} \frac{1}{\Delta z_{k=-1}} \quad (4.10)$$

Dieser Term wird zu gleichen Teilen auf die obersten beiden Bodenschichten verteilt. Hierdurch wird berücksichtigt, daß die Bodenoberfläche uneben ist

und somit nicht nur die oberste Bodenschicht an der Verdunstung beteiligt ist. Auf diese Weise wird verhindert, daß die oberste Schicht unrealistisch schnell austrocknet.

Die Oberfläche selber tritt aufgrund ihrer fehlenden räumlichen Ausdehnung in der Wasserbilanz nicht in Erscheinung, so daß hier angenommen wird:

$$K_\eta(z = 0) = D_\eta(z = 0) = 0$$

Sind Gitterboxen mit Versiegelungsmaterialien belegt, so entfällt in diesen Zellen die Bestimmung des Wassergehaltes und für die angrenzenden nicht-versiegelten Gitterzellen wird eine Nullgradientbedingung verwendet. Ist auch die Oberfläche versiegelt, so entfällt der zusätzliche Grenzflächenquellterm, da keine hydrologischen Austauschprozesse an der versiegelten Grenzfläche stattfinden können. Der Spezialfall, daß von der Vegetation abtropfendes Wasser sich auf versiegeltem Boden sammelt wird in dieser Modellversion nicht weiter behandelt.

4.1.3 Initialisierung

Am Modellstart wird die relative Bodenfeuchte $f_{rel,s}$ für alle Bodenschichten als einheitlich angenommen und muß explizit vorgegeben werden. Der volumetrische Wassergehalt in einer Schicht z kann dann über den bodenspezifischen Sättigungswert η_s berechnet werden:

$$\eta(z) = f_{rel,s} \cdot \eta_s(z) \quad (4.11)$$

4.2 Thermodynamischer Komplex des Bodenmodells

4.2.1 Die Grundgleichungen

Die thermodynamischen Eigenschaften des Bodens sind eng mit den hydrologischen Verhältnissen in den einzelnen Bodenschichten gekoppelt. In diesem Modell wird vereinfachend davon ausgegangen, daß sich Wärme wie eine skalare Größe verhält, die je nach den aktuellen Bodeneigenschaften mehr oder minder schnell transportiert werden kann. Hierdurch werden Effekte wie Wärmetransporte durch erwärmtes Wasser oder Wasserdampf sowie Phasenumwandlungen nicht berücksichtigt. Die Beschreibung einer umfassenderen kombinierten Methode findet man beispielsweise in Asaeda und Thanh Ca (1993).

Die Lösung der Gleichungen des hydrologischen und thermischen Komplexes erfolgt nacheinander. Die prognostizierten hydrologischen Größen dienen

hierbei als Eingangswerte für die Berechnung der thermodynamischen Parameter des gleichen Zeitschrittes. Aufgrund der sehr langsam ablaufenden Vorgänge handelt es sich hierbei um ein numerisch stabiles System, so daß durch die Aufspaltung der Rechenschritte hinsichtlich der erlaubten Zeitschritte bei der Simulation keine relevanten Einschränkungen entstehen.

Zur Berechnung der Temperaturentauschvorgänge ist zunächst die spezifische Wärmekapazität und Dichte (Volumenwärme) $\rho_s c_s$ eines Bodensegmentes zu bestimmen, die sich aus der Volumenwärme des eigentlichen Bodenmaterials $\rho_i c_i$ (vgl. Tabelle 3) und des in den Bodenporen eingelagerten Wassers $\rho_w c_w$ zusammensetzt:

$$\rho_s c_s = (1 - \eta_s) \rho_i c_i + \eta \cdot \rho_w c_w \quad (4.12)$$

Hierbei ist für η der aktuelle volumetrische Wassergehalt in der betrachteten Gitterbox einzusetzen. Innerhalb von Versiegelungsschichten ist $\eta = 0$ und die resultierende Volumenwärme des Versiegelungsmaterials wird explizit vorgegeben.

Die Wärmeleitfähigkeit λ_s des Boden-Wasser-Gemisches kann über das aktuelle Matrixpotential Ψ^{cm} in cm ($=100\Psi_i$) nach Tjernström (1989) wie folgt parameterisiert werden:

$$\lambda_s = \begin{cases} 419 \exp - [(\log |\Psi_i^{cm}| + 2.7)] & ; \text{wenn } \log |\Psi_i^{cm}| \leq 5.1 \\ 0.172 & ; \text{wenn } \log |\Psi_i^{cm}| > 5.1 \end{cases} \quad (4.13)$$

Innerhalb von Versiegelungsschichten kann die Wärmeleitfähigkeit wiederum direkt aus den entsprechenden Tabellen entnommen werden.

Die Temperaturleitfähigkeit κ_s ergibt sich aus dem Quotienten aus Volumenwärme $\rho_s c_s$ und Wärmeleitfähigkeit λ_s :

$$\kappa_s = \frac{\lambda_s}{\rho_s c_s} \quad (4.14)$$

Der molekulare Wärmestrom j_h^s im Boden ohne interne Wärmequellen kann mit der Fourier-Gleichung beschrieben werden:

$$j_h^s = -\lambda_s \nabla T \quad (4.15)$$

Wie beim hydrologischen Teilmodell, so wird auch beim Wärmeaustausch davon ausgegangen, daß die horizontalen Wärmeflüsse im Allgemeinen vernachlässigt werden können:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \equiv \frac{\partial T}{\partial y} \equiv 0$$

Hierdurch erhält man aus (4.15) und mit $-z = n$ als eindimensionale prognostische Gleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_b c_b} \frac{\partial}{\partial z} j_h^s = \kappa_s \frac{\partial^2 T}{\partial n^2} \quad (4.16)$$

Um eine realistischere räumliche Verteilungen der Oberflächentemperaturen zu erreichen, werden die Austauschvorgänge am ersten Gitterpunkt unter der Oberfläche dreidimensional berechnet. Hierdurch wird gewährleistet, daß zu große Temperaturgradienten zwischen benachbarten Oberflächen ausgeglichen werden.

4.2.2 Randbedingungen des thermodynamischen Komplexes

Am Oberrand $z = 0$ ist das Bodenmodell über die Grenzfläche mit dem Atmosphärenmodell gekoppelt. Hier gilt die berechnete Grenzflächentemperatur T_0 als gemeinsame Randbedingung für beide Systeme. Am Modellunterrand $z = -T$ wird die Temperatur auf dem Anfangswert T_{-T} zeitlich festgehalten.

Zusammengefaßt ergeben sich als Randbedingungen:

$$\begin{aligned} T(z = 0) &= T_0 \\ T(z = -T) &= T_{-T} = const \end{aligned}$$

An der Grenze zwischen natürlichen Böden und Versiegelungsmaterialien ist keine gesonderte Behandlung der Temperatureaustauschprozesse notwendig. Die Temperaturleitfähigkeit an der gemeinsamen Zellfläche wird durch Interpolation zwischen den beiden angrenzenden Temperaturleitfähigkeiten gewonnen.

4.2.3 Initialisierung

Zu Beginn der Modellrechnung wird die Temperatur in allen Bodenschichten auf den Anfangswert $T_{start,s}$ gesetzt:

$$T(z) = T_{start,s} \quad (4.17)$$

4.3 Bestimmung von Temperatur und Feuchte an Boden- und Gebäudeoberflächen

Zur Lösung der prognostischen Modellgleichungen werden die Temperatur und die Feuchte an der Bodenoberfläche sowie an den Wand- und Dachflächen der Gebäude benötigt. Die Bestimmung der Grenzflächenzustände erfolgt explizit getrennt von den übrigen Modellgleichungen. Die prognostizierten Oberflächenwerte werden jeweils solange als konstant angesehen, bis eine neue Bestimmung erfolgt.

4.3.1 Temperatur der Bodenoberfläche

Die aktuelle Oberflächentemperatur T_0 ergibt sich aus der Bilanzierung der turbulenten und molekularen Grenzflächenströme sowie der Strahlungsflüsse an der Grenzfläche:

$$0 = R_{kw,net} + R_{lw,net}(T_0) - G(T_0) - H(T_0) - LE(T_0, q_0) \quad (4.18)$$

$R_{kw,net}$ ist die eintreffende kurzwellige Nettostrahlung, $R_{lw,net}$ die langwellige Strahlungsbilanz, G der Bodenwärmestrom, H der sensible und LE der latente Wärmefluß in die Atmosphäre. Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß im Modell ENVI-met, abweichend von anderen Modellen, unter der Grenzfläche nur der reine Boden, nicht aber etwaiger Pflanzenbewuchs verstanden wird.

Die kurzwellige Nettostrahlung $R_{kw,net}$ berechnet sich mit

$$R_{kw,net} = \{\cos \beta^* \cdot R_{kw,dir}(z = 0) + R_{kw,dif}(z = 0)\} (1 - a_s) \quad (4.19)$$

$R_{kw,dir}$ und $R_{kw,dif}$ sind die aktuellen direkten und diffusen Anteile der kurzwelligen Strahlung an der Oberfläche (siehe Abschnitt 3.4 S. 53 ff.). β^* ist der Winkel zwischen der einfallenden direkten Sonnenstrahlung und der Oberflächennormalen (*Lambertsches Cosinusgesetz*).

Die Albedo der Oberfläche (a_s) wird für Versiegelungsmaterialien aus Tabelle 3 vorgegeben. Für natürliche Böden kann sie nach Idso *et al.* (1975) aus dem Zenitwinkel der Sonne Z und dem Wassergehalt der obersten Bodenschicht $\eta_{z=1}$ und der Sättigungsfeuchte η_s bestimmt werden:

$$a_s = a_z + a_w \quad (4.20)$$

$$a_z = [\exp(0.003286 \cdot Z^{1.5}) - 1] / 100$$

$$a_w = \begin{cases} 0.31 - 0.34 \frac{\eta(z=-1)}{\eta_s} & ; \text{wenn } \frac{\eta(z=-1)}{\eta_s} \leq 0.5 \\ 0.14 & ; \text{wenn } \frac{\eta(z=-1)}{\eta_s} > 0.5 \end{cases}$$

Die Berechnung der langwelligen Strahlungsbilanz der Oberfläche gestaltet sich komplex, da hier potentielle Einflüsse von überliegenden Vegetationsschichten und abschirmenden Gebäuden berücksichtigt werden müssen. Die Gesamtbilanz des langwelligen Bereichs wird hierzu in zwei Komponenten gesplittet:

$$R_{lw,net}(T_0) = \sigma_{svf} R_{lw,net}^{frei}(T_0) + (1 - \sigma_{svf}) R_{lw,net}^{abgesch}(T_0) \quad (4.21)$$

$R_{lw,net}^{frei}$ ist die Strahlungsbilanz für den nicht von Gebäuden abgeschirmten Anteil des Himmels und $R_{lw,net}^{abgesch}$ die Bilanz für den abgeschirmten Himmelsteil. Die hier verwendeten Modifikationsfaktoren σ_{svf} und σ_{lw}^\downarrow wurden bei der Berechnung der Strahlungsflüsse in den Abschnitten 3.4.3 und 3.4.4, S.58 ff. eingeführt. Für die Komponenten der Strahlungsbilanz ergibt sich:

$$R_{lw,net}^{frei}(T_0) = \sigma_{lw}^\downarrow(0, z_p)(R_{lw}^{\downarrow,0} - \varepsilon_s \sigma T_0^4) + (1 - \sigma_{lw}^\downarrow(0, z_p)) \frac{\varepsilon_f \varepsilon_s}{\varepsilon_f + \varepsilon_s - \varepsilon_f \varepsilon_s} (\sigma \bar{T}_f^4 - \sigma T_0^4) \quad (4.22a)$$

$$R_{lw,net}^{abgesch}(T_0) = \frac{\varepsilon_w \varepsilon_s}{\varepsilon_w + \varepsilon_s - \varepsilon_w \varepsilon_s} (\max(\sigma \bar{T}_w^4, \sigma T_0^4) - \sigma T_0^4) \quad (4.22b)$$

Bei der Berechnung der Strahlungsbilanz des nicht abgeschirmten Teils (4.22a) ist zu berücksichtigen, daß sich über der Fläche Vegetationsschichten befinden können, die den Himmel abschirmen und die langwellige Strahlungsbilanz maßgeblich beeinflussen. Dieser Teil der Bilanz ist dem nicht-abgeschirmten Bereich zuzuordnen, da der Sky-View-Faktor in der hier verwendeten Form nur die Abschirmung durch Gebäude berücksichtigt.

Der Strahlungsaustausch zwischen der Oberfläche und den Vegetationsschichten ist kompliziert, da es hier zu Reflektionen zwischen beiden Elementen kommt. Die in (4.22a) verwendete Formulierung wurde von Deardorff (1978) übernommen und berücksichtigt unter anderem die Tatsache, daß die Pflanzen und die Oberfläche einen unterschiedlichen Emissionsgrad aufweisen können (ε_f und ε_s). Der Abschirmungsfaktor σ_{lw}^\downarrow wird als Wichtungsfaktor zwischen der atmosphärischen Gegenstrahlung und der Wärmestrahlung von Vegetationsschichten verwendet.

Ähnlich ist das Vorgehen bei der Bestimmung der Strahlungsbilanz für den von Gebäuden abgeschirmten Teil der Oberfläche (4.22b). Hier ist der Strahlungsaustausch zwischen der Oberfläche und den Wänden der Gebäude zu berechnen. Für die Wandtemperatur \bar{T}_w wird ein über das gesamte Modellgebiet gemittelter Wert verwendet. Es muß sichergestellt werden, daß die verwendete Wandtemperatur nicht unterhalb der aktuellen Oberflächentemperatur liegt. Ist dieses der Fall, so tritt die Reflektion der Wärmestrahlung an den Wänden als maßgeblicher Faktor in den Vordergrund, wodurch ein Teil der langwelligen Strahlung im System gefangen wird. In beiden Gleichungen wird wiederum der Ansatz von Deardorff

(1978) zur Berücksichtigung unterschiedlicher Emissionsgrade vom Boden und Wandflächen (ε_s und ε_w) angewandt.

Die turbulenten und molekularen Energieströme an der Grenzfläche sind

$$G(T_0) = j_{h,0}^s \quad (4.23)$$

$$H(T_0) = \rho c_p \cdot J_{h,0} \quad (4.24)$$

$$LE(T_0, q_0) = L(T_0)\rho \cdot J_{v,0} \quad (4.25)$$

Die turbulenten Ströme von sensibler Wärme und Wasserdampf ($J_{h,0}$ und $J_{v,0}$) ergeben sich aus dem im letzten Zeitschritt prognostizierten Zustand der Atmosphäre am ersten Prognosepunkt über der Grenzfläche ($\theta_{k=1}, q_{k=1}$) und den turbulenten Austauschkoeffizienten $K_{h/v}^0$ an der Grenzfläche:

$$J_{h,0} = -K_h^0 \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = K_h^0 \frac{T_0 - \theta_{k=1}}{0.5\Delta z_{k=1}} \quad (4.26)$$

$$J_{v,0} = -K_v^0 \left. \frac{\partial q}{\partial z} \right|_{z=0} = K_v^0 \frac{q_0 - q_{k=1}}{0.5\Delta z_{k=1}} \quad (4.27)$$

Die zur Verdunstung benötigte Energie L berechnet sich nach

$$L(T_0) = (2.501 - 0.00237(T_0 - 273.13)) 10^6$$

Der Bodenwärmestrom $j_{h,0}^s$ ergibt sich analog aus der Differenz zwischen der Grenzflächentemperatur und der Bodentemperatur am ersten Bodengitterpunkt $T_{k=-1}$:

$$j_{h,0}^s = \lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \lambda_s (k = -1) \frac{T_0 - T_{k=-1}}{0.5\Delta z_{k=-1}} \quad (4.28)$$

Zur Bestimmung der Grenzflächentemperatur wird das sogenannte *Regula-Falsi-Verfahren* verwendet, bei dem die Temperatur und die abhängigen Energieströme solange iterativ variiert werden, bis die Energiebilanzgleichung (4.18) erfüllt ist.

4.3.2 Temperatur der Dach- und Wandflächen

Als zusätzliche Randbedingungen für die Temperaturprognose in der Atmosphäre wird die Temperatur der Dach- und Wandflächen der Gebäude benötigt. Sie ergeben sich wiederum aus der Energiebilanz der jeweiligen Oberfläche, wobei in dieser Modellversion die Wärmespeicherung im Mauerwerk nicht berücksichtigt wird.

Die Energiebilanz einer Dach- oder Wandoberfläche ist:

$$0 = R_{kw,net} + R_{lw,net}(T_w) - H_w(T_w) - Q_w(T_w) \quad (4.29)$$

Die Berechnung der kurzwelligen Strahlungsströme gestaltet sich analog zu (4.19), wobei anstelle von $z = 0$ durch die Höhe der Oberfläche z_w einzusetzen ist. Damit unterschiedliche Dach- und Wandmaterialien und Farben simuliert werden können, ist es möglich, die Werte für die Albedo a_w frei zu wählen.

Aufgrund der komplexen Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Oberflächen im langwelligen Strahlungsbereich unterscheidet sich die Berechnung der langwelligen Strahlungsbilanz bei Dach- und Wandflächen.

Da in der beschriebenen Modellversion Dachflächen ausschließlich horizontal ausgerichtet sind, entspricht die Strahlungsbilanz des Daches der Formulierung (4.21). Vereinfachend wurde hier das Verhältnis der verschiedenen Emissivitäten vernachlässigt und der Tatsache Rechnung getragen, daß oberhalb der Dachfläche keine Vegetation in der gleichen Gittersäule mehr vorkommen kann. Hierdurch ergibt sich für die langwellige Strahlungsbilanz die Formulierung

$$R_{lw,net}(T_w) = \sigma_{svf} R_{lw}^{\downarrow,0} + (1 - \sigma_{svf}) \varepsilon_w \sigma \bar{T}_w^4 - \varepsilon_w \sigma T_w^4 \quad (4.30)$$

Für senkrechte Häuserwände hingegen stellt sich die Situation etwas anders dar: Aufgrund der vertikalen Ausrichtung empfängt die Fläche zusätzlich einen Teil der Wärmestrahlung des Bodens. Da bei der Ermittlung der Himmelslichtfaktoren die Flächenneigung sowie der Boden nicht mit berücksichtigt wird, werden für Fassadenoberflächen folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

1. aus den unabgeschirmten Himmelssektoren empfangene langwellige Strahlung setzt sich jeweils zur Hälfte aus der Himmelstrahlung und der mittleren Wärmestrahlung der Bodenoberflächen zusammen
2. aus den abgeschirmten Sektoren empfangene Wärmestrahlung besteht zu 2/3 aus der Wärmestrahlung anderer Fassadenflächen und zu 1/3 aus der mittleren Wärmestrahlung des Bodens. Diese Annahme soll berücksichtigen, daß die Wärmestrahlung des oft wärmeren Bodens an den Fassaden reflektiert wird.

Die langwellige Strahlungsbilanz der Wandoberfläche kann wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
R_{lw,net}(T_w) &= \sigma_{svf} \left(0.5 \cdot \varepsilon_s \sigma \bar{T}_0^4 + 0.5 \cdot R_{lw}^{\downarrow,0} \right) \\
&\quad + (1 - \sigma_{svf}) \left(0.33 \cdot \varepsilon_s \sigma \bar{T}_0^4 + 0.67 \cdot \varepsilon_w \sigma \bar{T}_w^4 \right) - \varepsilon_w \sigma T_w^4
\end{aligned} \tag{4.31}$$

Zur Berechnung der Wärmestrahlung des Bodens ($\varepsilon_s \sigma \bar{T}_0^4$) und der umgebenden Wände ($\varepsilon_w \sigma \bar{T}_w^4$) werden jeweils über alle Gitterflächen gemittelte Werte verwendet, da der Himmelssichtfaktor keine Informationen über die Richtung aus der die Abschirmung kommt liefert. Eine Erweiterung des Konzeptes auf richtungsabhängige Sichtfaktoren ist durchaus möglich, wurde aber aus Speicherplatzgründen in dieser Version nicht realisiert.

Die horizontale Wärmeabstrahlung von Vegetationsschichten wird nicht berücksichtigt, so daß für Dächer und Wände die unmodifizierte langwellige Gegenstrahlung $R_{lw}^{\downarrow,0}$ als Referenzwert für die abwärtsgerichtete Strahlung zu verwenden ist.

Der sensible Wärmeübergang H_w zwischen der Oberfläche und der Umgebungsluft kann aus dem Austauschkoeffizienten an der Oberfläche K_h^w (siehe Abschnitt 3.3.5, S.44), dem Gradienten zwischen der Oberflächentemperatur und der Lufttemperatur θ_{w+1} am nächsten Prognosepunkt in Richtung i der Flächenexposition (siehe Abbildung 2, S.51) bestimmt werden

$$H_w = c_p \rho K_h^w \left. \frac{\partial T}{\partial x_i} \right|_w = K_h^w \frac{T_w - T_{w+1}}{\Delta^w} \tag{4.32}$$

Aufgrund der geringen vertikalen Erstreckung des Kernmodells kann auch für Flächen mit $z \neq 0$ die absolute Temperatur T parallel zur potentiellen Temperatur θ verwendet werden.

Der in (4.29) benötigte Wärmefluß Q_w durch die Wand bzw. durch das Dach berechnet sich aus:

$$Q_w = \lambda_w / d (T_w - T_{w,i}) \tag{4.33}$$

Hierbei ist λ_w die Wärmeleitfähigkeit und d die Dicke der Wand bzw. des Daches. Die Temperatur auf der Innenseite der Wand $T_{w,i}$ ergibt sich aus der stationären Energiebilanzgleichung ohne Wärmespeicherung im Mauerwerk:

$$0 = \lambda_w / d (T_w - T_{w,i}) + \alpha_i (T_{a,i} - T_{w,i}) \tag{4.34}$$

$T_{a,i}$ ist die Lufttemperatur im Inneren des Gebäudes und α_i ist der sensible Wärmeübergang an der Wandinnenseite. Da der Wärmefluß durch die Wand nicht simuliert werden soll, braucht $T_{w,i}$ nicht gesondert bestimmt werden. Anstelle der Wärmeleitfähigkeit wird zur Berechnung von Q_w der

Wärmedurchgangskoeffizient oder k -Wert verwendet, der neben der reinen Wärmeleitung durch die Wand auch den sensiblen Wärmeaustausch mit der Luft an der Wandinnenseite (α_i) und an der Wandaußenseite (α_a) berücksichtigt:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_a} + \frac{1}{\alpha_i} + \frac{d}{\lambda_w}$$

Der Wärmefluß W kann dann direkt aus der Oberflächentemperatur und der Gebäudeinnentemperatur bestimmt werden:

$$W = k(T_w - T_{a,i}) \quad (4.35)$$

Der im k -Wert implizit enthaltene Wärmeübergang α_a auf der Außenseite der Wand wird in dieser Formulierung allerdings nicht benötigt, so daß der Wärmeübergangskoeffizient etwas höher zu veranschlagen ist, als in Tabellen angegeben. Einige Werte sind exemplarisch in Tabelle 4 zusammengestellt. Das Modell unterscheidet in der vorliegenden Version zwischen dem Wärmedurchgang bei Wänden und bei Dächern, es können jedoch nicht für verschiedene Gitterpunkte bzw. Wandsegmente unterschiedliche k -Werte vorgegeben werden. Dieses kann in späteren Versionen jedoch problemlos integriert werden.

4.3.3 Feuchte an der Bodenoberfläche

Die Bestimmung der Grenzflächenfeuchte q_0 erfolgt über einen sogenannten β -Ansatz nach Deardorff (1978), der bei geringem Rechenaufwand eine gute Übereinstimmung mit gemessenen Werten liefert (Mihailović und Rajković, 1994). Für die Oberflächenfeuchte gilt:

$$q_0 = \beta' q^*(T_0) + (1 - \beta') q_{k=1} \quad (4.36)$$

Hierbei ist q^* die Sättigungsfuchte bei einer gegebenen Grenzflächentemperatur T_0 und $q_{k=1}$ die spezifische Feuchte am ersten Prognosepunkt in der Atmosphäre.

Der β' -Faktor ergibt sich aus der aktuellen Bodenfeuchte am ersten Prognosepunkt im Boden $\eta_{k=-1}$ und der Bodenfeuchte bei Feldkapazität η_{fc} (siehe Tabelle 3, S.65):

$$\beta' = \min \left(1, \frac{\eta_{k=-1}}{\eta_{fc}} \right)$$

Besteht die oberste Bodenschicht aus einem wasserundurchlässigen Versiegelungsmaterial, so ist $q_0 = 0$ und die Berechnung des latenten Wärmestroms entfällt.

Tabelle 4: Wärmedurchgangskoeffizienten k für verschiedene Materialien in $Wm^{-2}K^{-1}$ nach Kuchling (1991)

Wände	Wanddicke d (cm)			
	24	30	39	49
Vollziegel	2.00	1.78	1.45	1.22
Kalksand-Lochsteine	1.85	1.57	1.37	1.10
Kalksand-Vollsteine	2.28	1.97	1.74	1.43
Gasbeton-Steine				
$\rho = 600 \text{ kgm}^{-3}$	1.12	0.94	0.80	0.62
$\rho = 1000 \text{ kgm}^{-3}$	1.38	1.17	1.01	0.79
Leichtbeton-Vollsteine				
$\rho = 1200 \text{ kgm}^{-3}$	1.50	1.30	1.10	0.87
$\rho = 1400 \text{ kgm}^{-3}$	1.72	1.48	1.29	1.02
$\rho = 1600 \text{ kgm}^{-3}$	1.97	1.71	1.50	1.21
Leichtbeton-Hohlblocksteine				
$\rho = 1400 \text{ kgm}^{-3}$	1.45	1.27		
$\rho = 1600 \text{ kgm}^{-3}$	1.59	1.38		
	0.3	1		
Glas	5.8	5.6		
Dächer				
Ziegeldach ohne Fugendichtung	12			
Ziegeldach mit Fugendichtung	6			

4.3.4 Bestimmung der Feuchte an den Dach- und Wandflächen der Gebäude

Da mit der vorliegenden Modellversion keine Dach- oder Fassadenbegrünungen simuliert werden können, entspricht die Feuchte an den Gebäudewänden und Dächern immer der Feuchte der Luft am nächsten Prognosepunkt über der Fläche, so daß kein Wasserdampffluß stattfinden kann:

$$q_w = q_{w+1} \quad (4.37)$$

5 Das Vegetationsmodell

Die Integration von Vegetation in mikroskalige Gitterpunktsmodelle wie ENVI-met erfordert einige Erweiterungen des Modellkonzepts. Im Gegensatz zu den bisher definierten Oberflächen, bei denen im wesentlichen die lokalen atmosphärischen Rahmenbedingungen den Zustand der Oberfläche und die Austauschprozesse mit der Umgebung steuern, ist bei Pflanzen das biologische Verhalten des Organismus ein zusätzlicher Steuermechanismus. Es ist deswegen nicht möglich, die einzelnen Gitterboxen mit Vegetation getrennt voneinander zu betrachten, sondern es muß der Bezug zur jeweiligen Pflanze als Individuum erhalten bleiben.

Neben den Schnittstellen, die alle Objekte in ENVI-met mit der Umgebung besitzen stellt das Vegetationsmodell folgende Informationen zur Verfügung:

- Temperatur der Blattflächen
- Turbulenter Austausch sensibler Wärme zwischen Atmosphäre und Blattoberfläche
- Wasserdampffluß (Transpiration und Evaporation bzw. Kondensation) an der Blattoberfläche
- Wasserbedarf der Pflanze (entspricht der Wasseraufnahme im Wurzelbereich)
- Interzeption von flüssigem Wasser im Blattwerk sowie Abtropfen von überschüssigem Wasser auf die Bodenoberfläche

5.1 Vegetationsparameterisierung im mikroskaligen Modell

Das entwickelte Vegetationsmodul abstrahiert eine Pflanze als eine eindimensionale Säule mit normierter Höhe bzw. Tiefe an. Der Bereich von $z/z_p = [0, +1]$ beschreibt hierbei den oberirdischen Teil der Pflanze, während der Bereich $z/z_r = [-1, 0]$ unterhalb der Erde liegt. Die wichtigste Kenngröße zur Beschreibung der realen Pflanzengestalt ist neben der absoluten Pflanzenhöhe z_p und der Wurzeltiefe $-z_r$ die Dichteverteilung der Blätter, bzw. die Dichteverteilung der Wurzeln im Boden. Die Blattverteilung wird über die Blattflächendichte (*Leaf Area Density LAD* [m^2 Blattoberfläche pro m^3]) dargestellt. Im Boden wurde dieses Konzept analog übernommen, so daß hier die Wurzeloberflächendichte (*Root Area Density RAD*) als Definitionsgröße zum Einsatz kommt. Die Dichtekennwerte sind an je 10 Stützpunkten $z/z_p = 0.1, 0.2..1.0$ und $z/z_t = -0.1, -0.2.. -1.0$ innerhalb der Pflanzensäule definiert und werden unter Berücksichtigung der in der Konfigurationsdatei vorgegebenen tatsächlichen Pflanzenhöhe und

Verwurzelungstiefe auf die korrespondierenden Gitterboxen im Modell verteilt. Bei großen Pflanzen wie z.B. Bäumen wird so ein Datenpunkt im normierten Pflanzenprofil mehreren Modellgitterpunkten zugeordnet, bei sehr kleinen Pflanzen wie z.B. Gras fallen mehrere Datenpunkte auf eine Gitterbox und die dort zugeordneten LAD-Werte werden gemittelt. Um die Auflösung kleiner Pflanzen zu verbessern wird die unterste Gitterbox des Atmosphärenmodells in 5 Teilboxen mit $\Delta z_s = 0.2\Delta z$ aufgesplittet. Durch dieses Verfahren ist es möglich, sowohl sehr kleine als auch große Pflanzen mit einem einheitlichen Modellschema zu behandeln.

Neben der generellen Pflanzengeometrie müssen für jeden verwendeten Pflanzentyp eine Reihe von physiologischen Parametern angegeben werden.

Hierzu zählen:

- minimaler Stomata-Widerstand $r_{s,min}$
- Art der Pflanze (Laubbaum, Nadelbaum, Gras) zur Bestimmung der Blattgeometrie
- Albedo der Blätter im kurzwelligen Bereich a_f

Andere Faktoren, wie die Emissivität der Blätter und der Anteil der durch das Blatt transmittierten Strahlung wird konstant gesetzt. Alle pflanzenbezogenen Parameter sind in einer Datenbank zusammengestellt und werden beim Start der Simulation mit der vorgegebenen Untersuchungskonfiguration verbunden. Tabelle 5 zeigt eine Auswahl verschiedener Vegetationsarten: Bäume (T1–T7), Hecke (H) und Grass (G). Die Daten wurden den Arbeiten von Groß (1991) und Mix *et. al.* (1994) entnommen oder geschätzt. Das Profil der Wurzelfächendichte wird in der Datenbank mangels besserer Informationen bei allen Pflanzen in allen Tiefen auf 0.1 gesetzt. Wie bereits angedeutet, enthalten diese Daten noch keine Information über die Höhe der jeweiligen Pflanze. Die absolute Höhe wird für die verschiedenen Pflanzen als zusätzliche Information in der Datenbank gespeichert.

5.2 Bestimmung der turbulenten Flüsse an der Blattoberfläche

5.2.1 Turbulenter Impulsaustausch

Der Impulsverlust an Blättern wurde bereits im Strömungsmodell durch zusätzliche Senkterme berücksichtigt. Auf der Seite des Vegetationsmodells ist keine weitere Behandlung des Impulsflusses notwendig.

Tabelle 5: Zusammenstellung verschiedener im Modell verwendeter Vegetationstypen. Verändert nach Groß (1991) und Mix et al. (1994).

ID	z/z_p										Art	D	K/S
	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0			
T1	0.04	0.06	0.07	0.11	0.13	0.15	0.14	0.13	0.10	0.00	LB	m	○
T2	0.10	0.14	0.18	0.27	0.33	0.37	0.36	0.33	0.25	0.00	LB	d	○
T3	0.08	0.08	0.08	0.08	0.25	1.15	1.06	1.05	0.92	0.00	LB	d	●
T4	0.15	0.15	0.15	0.15	0.65	2.15	2.18	2.05	1.72	0.00	LB	sd	●
T5	0.00	0.00	0.15	0.15	0.65	2.15	2.18	2.05	1.72	0.00	LB	sd	●
T6	0.40	0.60	0.55	0.50	0.45	0.40	0.25	0.20	0.15	0.10	NB	m	○
T7	0.00	0.00	0.01	0.08	0.25	1.15	1.06	1.05	0.92	0.00	LB	d	●
H	1.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	L	sd	
G	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	G	m	

Art: LB=Laubbaum, NB=Nadelbaum, L=Laubgehölz, G=Gras, D: m=mitteldicht, d=dicht, sd=sehr dicht, K/S: ○=keine Differenzierung in Stamm- u. Kronenraum, ●= Differenzierter Kronenraum

5.2.2 Turbulenter Austausch sensibler Wärme

Der Temperaturfluß zwischen der Blattoberfläche und der umgebenden Luft ist eine Funktion der Temperaturdifferenz und des aerodynamischen Widerstandes der Blattoberfläche r_a . Dieses Konzept entspricht dem in Abschnitt 3.3.5 S.44 verwendeten Ansatz nach Monin-Obhukov. Zwischen dem aerodynamischen Widerstand r_a und den Dragkoeffizienten besteht die lineare Beziehung:

$$r_a = \frac{1}{c_d \cdot \mathbf{u}_{w+1}} \quad (5.1)$$

Bei einer gegebenen Blattoberflächentemperatur T_f erhält man für den turbulenten Fluß sensibler Wärme die Formulierung:

$$J_{f,h} = 1.1r_a^{-1}(T_f - T_a) \quad (5.2)$$

Der Widerstand r_a läßt sich nach Braden (1982) als eine Funktion der Windgeschwindigkeit W_f an der Blattoberfläche und zweier vegetationspezifischer Kennwerte A und D darstellen:

$$r_a = A \sqrt{\frac{D}{\max(W_f, 0.05)}} \quad (5.3)$$

Für Laubbäume und Gräser ist für $A=87 \sqrt{sm^{-1}}$, bei Nadelblättern $A=200 \sqrt{sm^{-1}}$ anzusetzen, D steht für einen durchschnittlichen Blattdurchmesser und ist 0.02 m bei Nadelgehölzen und Gräsern sowie 0.15 m bei Laubbäumen (Schilling, 1990; Naot und Mahrer, 1989).

Bei Windstille ist r_a nicht definiert, so daß die minimale Windgeschwindigkeit auf 0.05 ms^{-1} festgesetzt wird. Eine Formulierung für freie Konvektion an Vegetationselementen ist zur Zeit nicht verfügbar.

5.2.3 Turbulenter Wasserdampffluß

Die Berechnung des Wasserdampfaustausches zwischen Blattoberfläche und der Luft gestaltet sich wesentlich komplexer als die Bestimmung des Wärmeüberganges, da sich der Wasserdampffluß in einen Verdunstungsterm $J_{f,evap}$ und einen Transpirationsterm $J_{f,trans}$ aufsplittet:

$$J_{f,v} = J_{f,evap} + J_{f,trans}$$

Hiervon ist ersterer nur von der Feuchtedifferenz zwischen der Blattoberfläche und der Umgebungsluft abhängig, während letzterer zudem durch komplexe pflanzenphysiologische Vorgänge beeinflusst wird.

Beide Terme lassen sich wiederum über Transferwiderstände parameterisieren. Für die Evaporation bzw. Kondensation ergibt sich der Ausdruck

$$J_{f,evap} = r_a^{-1} \begin{cases} f_w \Delta q & ; \text{wenn } \Delta q \geq 0 \text{ (Verdunstung)} \\ \Delta q & ; \text{wenn } \Delta q < 0 \text{ (Kondensation)} \end{cases} \quad (5.4)$$

Der hier verwendete aerodynamische Widerstand r_a entspricht dem nach (5.3) berechneten Widerstandswert.

Der Transpirationsfluß wird zusätzlich durch die Blattstomata reguliert. Hier ergibt sich die Formel:

$$J_{f,trans} = \begin{cases} (r_a + r_s)^{-1} (1 - f_w) \Delta q & ; \text{wenn } \Delta q \geq 0 \text{ (Transpiration)} \\ 0 & ; \text{wenn } \Delta q < 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

In beiden Fällen ist die Feuchtedifferenz Δq zwischen der Sättigungfeuchte q_* bei gegebener Blattemperatur T_f und der Feuchte der Umgebungsluft q_a zu berechnen:

$$\Delta q = q_*(T_f) - q_a$$

Der Anteil der feuchten Blattflächen (f_w) an der Gesamtblattfläche wird, Deardorff (1978) folgend, berechnet nach:

$$f_w = \left(\frac{W_{dew}}{W_{dew,max}} \right)^{2/3} \quad (5.6)$$

Diese Funktion berücksichtigt, daß sich auf den Blattoberflächen vorhandenes Wasser W_{dew} aufgrund von Tröpfchenbildung nicht gleichmäßig auf der zur Verfügung stehenden Oberfläche verteilt, sondern daß sich unterhalb der Sättigungsfeuchte $W_{dew,max}$ ($\approx LAD\Delta z \cdot 0.2 \text{ kgm}^{-2}$) sowohl benetzte als auch trockene Stellen bilden. Die Verwendung von f_w in (5.5) sorgt dafür, daß Verdunstung nur von dem feuchten Anteil der Blattoberflächen erfolgt, während Transpiration nur beim trockenen Teil eintreten kann.

Der stomatare Widerstand r_s beschreibt den regulierenden Einfluß der Schließzellen auf den Wasserdampfaustausch mit der Luft. Der tatsächliche Wert von r_s zu einem bestimmten Zeitpunkt ist eine komplexe Funktion aus verschiedenen Einflußgrößen wie Sonnenstrahlung, Wasserangebot, der Zusammensetzung der Luft oder dem allgemeinen physiologischen Zustand der Pflanze (vergl. Mihailović und Rajković, 1994).

Im Vegetationsmodell wird dieses Einflußspektrum vereinfachend auf drei Faktoren begrenzt: die aktuelle kurzwellige Sonnenstrahlung, das Wasserangebot im Boden und den generellen Grundzustand der Pflanze. In späteren Versionen wird dieses Teilmodul gegen komplexere Ansätze ausgetauscht, die das Verhalten der Stomata genauer beschreiben können (Jones, 1992).

Der aktuelle stomatare Widerstand kann wie folgt berechnet werden (siehe z.B. Deardorff, 1978):

$$r_s = r_{s,min} \left[\frac{R_{kw,max}}{0.03R_{kw,max} + R_{kw}} + f_s + f_{wilt} \right] \quad (5.7)$$

Hierbei ist $r_{s,min}$ ist der minimale stomatare Widerstand, der von Pflanze zu Pflanze und von Jahreszeit zu Jahreszeit variiert. In Tabelle 6 sind exemplarisch einige Widerstandswerte für verschiedene Vegetationsarten zusammengestellt. Im Vegetationsmodell wird angenommen, daß $r_{s,min}$ nur von der Pflanzenart abhängt und keine jahreszeitliche Schwankung besitzt.

5.2.3.1 Einfluß der Strahlung auf r_s Die maximal verfügbare kurzwellige Einstrahlung $R_{kw,max}$ ist im Modell definiert als jene Strahlung, die

Tabelle 6: Albedo und minimaler Stomatawiderstand verschiedener Vegetationstypen (nach Tjernström, 1989)

Vegetation	Albedo a_f	$r_{s,min}$
Getreide (jung)	0.30	200
Getreide (alt)	0.25	400
Zuckerrohr	0.2	200 bis 400
Nadelwald	0.15	600
Laubwald	0.25	400
Grass allgem.	0.2	200
Sumpf	0.2	200

zur Mittagszeit auf ein unbeschattetes, zufällig orientiertes Blatt einfällt. R_{kw} ist die zum jeweiligen Zeitpunkt tatsächlich auf das Blatt einfallende kurzwellige Strahlung und somit abhängig von Sonnenstand und Schattenwurf.

Diese Strahlungsparameterisierung kann nur das ungefähre Verhalten der Blattschließzellen wiedergeben. Speziell bei Blättern, die immer im Schatten liegen oder aber extremer Sonnenstrahlung ausgesetzt sind, werden die Schließzellen in der Realität ein anderes Verhalten zeigen.

5.2.3.2 Einfluß der Jahreszeit auf r_s Der Faktor f_s beschreibt grob, ob die Blätter noch aktiv am Wasseraustausch teilnehmen oder aufgrund des allgemeinen Zustandes der Pflanze nicht mehr transpirieren. Während der Wachstumszeit ist $f_s=0$, im Herbst bzw. bei Gräsern im Spätsommer wird f_s gleich 1 gesetzt.

5.2.4 Einfluß des pflanzenverfügbaren Bodenwassers auf r_s

Einen weiteren wichtigen Einfluß auf die Transpiration der Pflanze übt das im Verwurzelungsbereich verfügbare Wasser aus (f_{wilt}). Nähert sich der Wassergehalt des Bodens dem permanenten Welkepunkt, so wird es für die Pflanze immer schwieriger, dem Boden durch osmotischen Saugdruck Wasser zu entziehen, so daß die Transpiration mangels Wassernachschub verringert werden muß. Die Parameterisierung dieses Zusammenhangs erfolgt über das Verhältnis aus dem aktuellen Bodenwassergehalt η und dem permanenten Welkepunkt η_{wilt} .

Hierbei wird ein gewichtetes Mittel über die gesamte Verwurzelungszone berechnet:

$$f_{wilt} = \frac{1}{N} \sum \left[\frac{RAD(n)\Delta z(n)}{RAI} \cdot \left(\frac{\eta_{wilt}(n)}{\eta(n)} \right)^2 \right] \quad (5.8)$$

Als Wichtungsfaktor wird hierbei der Anteil der Wurzeloberfläche im Layer n an der Gesamtwurzeloberfläche der Pflanze verwendet. N ist die Zahl der Bodenschichten innerhalb der Wurzelzone und RAI ist der Wurzelflächenindex mit

$$RAI = \int_{-z_r}^0 RAD(z') dz'$$

Da Pflanzen nur als vertikale Säulen interpretiert werden, ist es auch zulässig, Vegetation über versiegelten Oberflächen zu definieren. Hierdurch können beispielsweise ausladende Baumkronen simuliert werden. In diesen Fällen wird die Verwurzelungszone unterhalb der Versiegelungsschicht angesetzt und entsprechend verschoben.

5.2.4.1 Verteilung des flüssigen Wassers auf der Pflanze Die in (5.6) benötigte aktuelle Wassermenge W_{dew} auf den Blattoberflächen kann sich im Laufe der Simulationszeit durch Abtrocknen, Taubenetzung oder Abtropfen von Wasser verändern. Es ist somit nötig, den Anteil des flüssigen Wassers auf den Blattoberflächen in regelmäßigen Abständen zu aktualisieren.

Der Wasserhaushalt einer eindimensionalen Pflanzenschicht mit der Dicke Δz ergibt sich aus der Bilanz aus dem Wassergewinn durch Wasserdampfkondensation und zugeführtes Tropfwasser P^\downarrow (Regenwasser oder ablaufendes Wasser aus höheren Vegetationsschichten) abzüglich des Wasserverlustes durch Verdunstung oder in tiefere Schichten ablaufendes Tropfwasser P_\downarrow .

$$\frac{\partial W_{dew}}{\partial t} = -\rho \int_z^{z+\Delta z} LAD(z') J_{f,evapo} dz' + P^\downarrow - P_\downarrow \quad (5.9)$$

Übersteigt der Wasseranteil auf den Blättern einer Box den Maximalwert $W_{dew,max}$, so wird $W_{dew} = W_{dew,max}$ gesetzt und das überschüssige Wasser wird über den Tropfwasserterm P_\downarrow an die tiefer liegenden Vegetationsschichten weitergeleitet. In der untersten Vegetationsschicht wird der verbleibende Wasserrest der Bodenoberfläche zugeführt.

5.3 Bestimmung der Blattoberflächentemperatur

Die Energiebilanz eines einzelnen Blattes läßt sich schreiben als

$$0 = R_{kw,net} + R_{lw,net} - H_f - LE_f + Q_s \quad (5.10)$$

Der sensible und latente Wärmefluß an der Blattoberfläche ergibt sich aus (5.2) sowie (5.4) und (5.5):

$$H_f = c_p \rho J_{f,h} \quad (5.11)$$

$$LE_f = \rho L(T_f) (J_{f,trans} + J_{f,evap}) \quad (5.12)$$

Zur Bestimmung der Energiebilanz des Blattes müssen zunächst die kurzwelligen Strahlungsflüsse in einer Höhe z wie in Kapitel 3.4 S. 53 ff. beschrieben ermittelt werden.

Die an der Blattoberfläche absorbierte kurzwellige Strahlung $R_{kw,net}$ ist:

$$R_{kw,net}(z) = (F \cdot R_{kw,dir}(z) + R_{kw,dif}(z)) (1 - a_f - tr_f) \quad (5.13)$$

wobei tr_f der Strahlungsanteil ist, der durch das Blatt transmittiert wird. Nach Oke (1984) kann hier 0.3 als gemittelter Wert über alle Wellenlängen angesetzt werden. Der Faktor F beschreibt den Einfluß der Blattausrichtung auf die Menge der absorbierten Strahlung und wird für zufällig ausgerichtete Blätter gleich 0.5 gesetzt. Die langwellige Strahlungsbilanz des Blattes ist:

$$R_{lw,net}(z, T_f) = \varepsilon_f R_{lw}^\downarrow(z) + \varepsilon_f R_{lw}^\uparrow(z) - 2\varepsilon_f \sigma T_f^4 + \varepsilon_f (R_{lw}^{\leftrightarrow}(z) - (1 - \sigma_{svf}) \sigma T_f^4) \quad (5.14)$$

Die verschiedenen Komponenten der langwelligen Strahlung wurden bereits in den Abschnitten 3.4.3 und 3.4.4 eingeführt und berücksichtigen, je nach Situation, auch den Strahlungsaustausch mit nach oben und unten anschließenden Vegetationsschichten und/ oder abschirmenden Gebäuden.

Die Emissivität der Blätter ε_f wird mit einem mittleren Wert von 0.96 (Pielke, 1984) konstant gehalten. Die Albedo a_f der Blätter variiert von Pflanze zu Pflanze und wird aus der Datenbank ausgelesen (siehe Tabelle 6).

Als letzter unbekannter Term in (5.10) verbleibt die interne Energiespeicherung im Blattkormus Q_s . Inclán *et al.* (1996) stellen fest, daß die interne Wärmespeicherung des Blattes je nach Pflanzenart vor allem beim Sonnenauf- und untergang eine wichtige Komponente der Energiebilanz ist. Allerdings existieren hierfür noch keine geeigneten Parameterisierungen und der Einfluß auf das Gesamtergebnis erscheint gering, so daß vereinfachend

$$Q_s = const = 0$$

angenommen wird.

Numerische Studien am Modell haben gezeigt, daß die Berechnung der Blattoberflächentemperatur sensibel auf unterschiedliche Strahlungsparameterisierungen reagiert. Vor allem die Berechnung der langwelligen Austauschprozesse zwischen Gebäuden, der Vegetation und der Atmosphäre während der Nacht hat sich als sehr anfällig gegenüber marginalen Veränderungen gezeigt, so daß letztendlich hier jene Parameterisierungen vorgestellt wurden, mit denen die plausibelsten Ergebnisse produziert worden sind.

5.4 Koppelung mit dem Atmosphärenmodell

Der Wärme- und Feuchtefluß an der Blattoberfläche wird über die Quellterme Q_θ und Q_q mit den prognostischen Gleichungen des Atmosphärenmodells gekoppelt.

Für die prognostische Temperaturgleichung ergibt sich:

$$Q_\theta(x, y, z) = LAD(z) \cdot J_{f,h} = LAD(z) \cdot 1.1r_a^{-1} (T_f - \theta(x, y, z)) \quad (5.15)$$

Der Quellterm für den Wasserdampffluß ist

$$Q_q(x, y, z) = LAD(z) \cdot (J_{f,trans} + J_{f,evap}) \quad (5.16)$$

bzw.

$$Q_q(x, y, z) = LAD(z) \cdot \begin{cases} \left\{ (1 - f_w) (r_a + r_s)^{-1} + f_w r_a^{-1} \right\} \Delta q & ; \text{wenn } \Delta q \geq 0 \\ \Delta q & ; \text{wenn } \Delta q < 0 \end{cases}$$

5.5 Koppelung mit dem Bodenmodell

Das von der Pflanze transpirierte Wasser muß dem Boden entzogen werden. Hierzu verfügt der hydrologische Teil des Bodenmodells über die lokalen Senkterme S_η . Die Gesamtmenge des von der Pflanze transpirierten Wassers ergibt sich aus dem vertikalen Integral der in den verschiedenen Vegetationslayern prognostizierten Transpirationsflüsse

$$j_{f,trans}^{ges} = \rho \int_0^{z_p} LAD(z) J_{f,trans}(z) dz \quad (5.17)$$

Nach Hillel (1980) wird maximal 1% des transportierten Wassers innerhalb der Pflanze eingelagert, so daß davon ausgegangen wird, daß ein Gleichgewicht zwischen dem transpirierten Wasser und der Wasseraufnahme durch

die Wurzeln besteht. Der Wasserentzug im Boden wird wie schon in (5.8) mit der jeweiligen Wurzeloberfläche in der Tiefe $-z$ gewichtet. Als zusätzlicher Wichtungsfaktor wird nach Pielke (1984) die hydrologische Diffusität des Bodens D_η in der jeweiligen Tiefe berücksichtigt. Der gesuchte Wasserentzug S_η in der Tiefe $-z$ ist dann:

$$S_\eta(-z) = \frac{j_{f,trans}^{ges}}{\rho_w} \left(\frac{RAD(-z)D_\eta(-z)\Delta z}{\int_{-z_r}^0 RAD(-z)D_\eta(-z)dz} \right) \frac{1}{\Delta z} \quad (5.18)$$

6 Numerische Verfahren in ENVI-met

Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt in der Darstellung der verwendeten Lösungsverfahren für die verschiedenen im Modell verwendeten Differentialgleichungen. Aufgrund der zahlreichen unterschiedlichen Gleichungen beschränkt sich dieser Teil auf die Darstellung der allgemeinen Lösungsschritte und, soweit nötig, die Erläuterung der Vorgehensweise bei einigen speziellen Termen.

Die universelle Ausgangsform der zu lösenden Differentialgleichungen für eine Größe ϕ lautet:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \langle \partial \phi \rangle_x + \langle \partial \phi \rangle_y + \langle \partial \phi \rangle_z + f(\phi) + R_\phi$$

Hierbei stehen die Operatoren $\langle \partial \phi \rangle_{i=x,y,z}$ für die advektiven und diffusiven Teilterme der Differentialgleichung in der Raumrichtung i :

$$\langle \partial \phi \rangle_i = -u_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{x_i} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)$$

Da in diesem Kapitel die bisher verwendete allgemeine Schreibweise in der Einstein-Summation ($u_i = u, v, w$ mit $i = 1, 2, 3$) parallel zu den Koordinatenindizes i, j, k verwendet wird, steht im Folgenden in den Differenzgleichungen das hochgestellte i für eine der drei Raumrichtungen x, y und z , während ein tiefgestelltes i die Koordinate der x -Richtung bezeichnet.

Der Ausdruck $f(\phi)$ steht stellvertretend für einen von ϕ -abhängigen Term oder eine Funktion, die implizit in das Gleichungssystem integriert werden soll, also vom gesuchten ϕ abhängig ist (*implizites Adjustment* oder *impliziter Rest*).

Der Term R_ϕ beinhaltet die restlichen Teile der Gleichung, die explizit bekannt sind (*explizites Adjustent* oder *expliziter Rest*). Dieses sind im Wesentlichen die lokalen Senk- und Quellterme von ϕ sowie die verschiedenen Randbedingungen, die explizit in das Gleichungssystem eingearbeitet werden. Für den Austauschkoefizienten K ist der für die betrachtete Größe jeweils zuständige Koeffizient also z.B. K_m für Impuls oder K_h für Wärme einzusetzen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden diese Koeffizienten im Folgenden nicht mehr unterschieden.

6.1 Diskretisierung der Differentialgleichungen

Zur Lösung der Differentialgleichungen ist es notwendig, sie in Zeit und Raum an definierten Punkten zu diskretisieren. Hierzu wird im Raum

ein rechtwinkliges Gitternetz konstruiert, in dem alle Berechnungsgrößen an eindeutigen Punkten definiert sind. Jeder Rechenpunkt ist somit repräsentativ für den mittleren Zustand des von den Gitterlinien (=Zellflächen) begrenzten Volumenelementes. Aufgrund des unterschiedlichen physikalischen Charakters der Prognosegrößen sind diese an verschiedenen Stellen im Rechengitter definiert (*gestaffeltes Rechengitter*), wodurch bei Berechnungen zwischen den Größen stets das zugrundeliegende räumliche Konzept berücksichtigt werden muß.

6.1.1 Aufbau des Rechengitters und Bezeichnungen im Gitter

6.1.1.1 Struktur des Rechengitters Fast alle Modellvariablen sind im geometrischen Mittelpunkt der dreidimensionalen Gittervolumina definiert, lediglich die drei Strömungskomponenten sind an der jeweils zum Koordinatenursprung gerichteten linken (u), vorderen (v) und unteren (w) Zellwand definiert. Die Temperaturen der Hindernisoberflächen T_w^x, T_w^y und T_w^z sind ebenfalls auf den Zellflächen definiert, gehen jedoch nur explizit als Randbedingung in die Lösung der Differentialgleichungen ein, so daß sie hier nicht weiter betrachtet werden müssen.

Damit die Diffusions- und Advektionsgleichungen numerisch einheitlich gelöst werden können, ist es erforderlich, daß die betrachtete Größe **zentriert** im Rechengitter vorliegt. Dieses ist für die im Gitter zentriert liegenden Größen automatisch gegeben, die im folgenden zusammenfassend mit dem Symbol χ dargestellt sind. Bei den Strömungskomponenten ist es hingegen notwendig, Hilfsgitter zu konstruieren, deren Geometrie sich aus dem Hauptgitter des Modells ableiten. Die so entstehenden Rechengitter sind gegenüber dem Hauptgitter um einen halben Gitterpunkt in der Richtung der Normalen der Strömungskomponente verschoben. Aufgrund des nicht immer äquidistanten Abstandes der Prognosepunkte muß die Größe der einzelnen Hilfsgitterzellen aus der Größe der jeweils beteiligten Hauptgitterboxen ermittelt werden. Die Hilfsgitter treten im Modell explizit nicht mehr in Erscheinung, erleichtern aber die Transparenz der in diesem Kapitel zum Teil sehr weit abstrahierten Rechenmethoden. Hierdurch wird eine symbolische Herleitung der Rechenverfahren möglich, die alle notwendigen Informationen enthält, sich aber dennoch kompakt darstellen läßt.

In Abbildung 3 ist am Beispiel der Strömungskomponente u die Lage der verschiedenen Gitterkenngrößen zueinander dargestellt.

Als weiteres Symbol wird die Variable a im weiteren Verlauf für diejenige Komponente der dreidimensionalen Gitterpunktkoordinaten i, j, k verwendet, die variabel in der betrachteten Raumrichtung i ist. Für $i = x$ steht a somit für die Koordinatenkomponente „ i “, bei $i = y$ für „ j “ und für $i = z$ für „ k “.

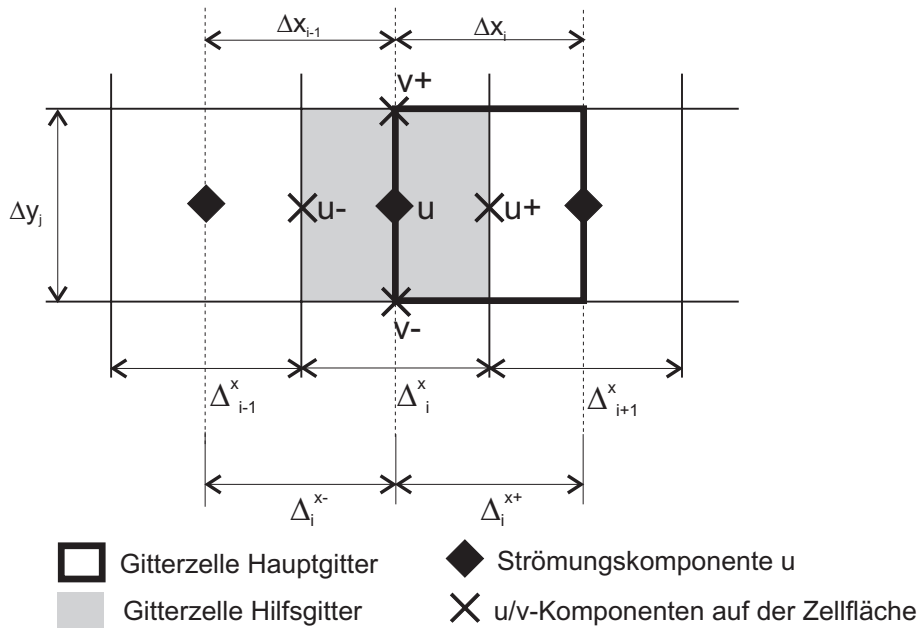


Abbildung 3: Lage und Aufbau des Hilfsgitters bei nicht-zentrierten Prognosegrößen. Beispiel u im $x - y$ -Schnitt.

$$a = \begin{cases} \text{„}i\text{“} & ; \text{ wenn } \langle \rangle_{i=x} \\ \text{„}j\text{“} & ; \text{ wenn } \langle \rangle_{i=y} \\ \text{„}k\text{“} & ; \text{ wenn } \langle \rangle_{i=z} \end{cases}$$

Unter Verwendung der definierten Symbole lassen sich die Gitterweiten im Rechengitter wie folgt definieren:

- Δ_a^i = zentrierte Differenz, Größe der Gitterbox a , in der die Prognosegröße in der Raumrichtung i zentriert liegt
- Δ_a^{i+} = Vorwärtsdifferenz zwischen a und $a + 1$ in Richtung i
- Δ_a^{i-} = Rückwärtsdifferenz zwischen $a - 1$ und a in Richtung i

Bei der Behandlung der Gleichungen und der Definition der Differenzen muß berücksichtigt werden, daß Gitterzellen von undurchströmbaren Hindernissen belegt sein können oder möglicherweise von Hinderniszellen begrenzt werden. Neben Hinderniszellen verringert sich die Strecke, über die zu differenzieren ist, um den vom Hindernis belegten Zellanteil, während innerhalb von Hinderniszellen oder auf Hinderniswänden die Bestimmung der Prognosegröße innerhalb des Differenzialverfahrens entfällt, da sie entweder nicht benötigt werden oder explizit bekannt sind.

6.1.1.2 Definition der Hinderniskenngrößen Zur effizienten Behandlung von inneren Hindernissen ist es üblich, zellflächenorientierte Hinderniskenngrößen zu verwenden (vgl. Griebel *et al.*, 1995; Sievers, 1995; Eichhorn, 1989). Hierzu wird eine Kenngröße δ eingeführt, die Zellteile auf Hinderniswänden oder innerhalb von Hindernissen kennzeichnet. Ist eine Gitterzelle i, j, k von einem undurchströmbaren Hindernis belegt, so werden alle sechs Zellflächen (δ^ψ mit $\psi \in \{„x“, „y“, „z“\}$) und der Zellmittelpunkt ($\psi = „c“$) dem Hindernis zugeordnet. Konventionsgemäß werden dabei die in Richtung des Koordinatenursprungs orientierten Flächen der Hinderniszelle i, j, k zugeordnet, während Flächen auf der abgewandten Seite bereits zu der in jeweiliger Raumrichtung anschließenden Zelle gehören. Ein nicht durchströmbares Hindernis in der Zelle i, j, k liefert somit folgende Kenngrößen:

$$\begin{aligned}\delta_{i,j,k}^c &= 0 \\ \delta_{i,j,k}^x &= \delta_{i+1,j,k}^x = 0 \\ \delta_{i,j,k}^y &= \delta_{i,j+1,k}^y = 0 \\ \delta_{i,j,k}^z &= \delta_{i,j,k+1}^z = 0\end{aligned}$$

Für freie Zellflächen werden die Kenngrößen gleich Eins gesetzt, wodurch die jeweilige Differenzstrecke unmodifiziert in das Gleichungssystem eingeht.

Abbildung 4 veranschaulicht die Situation in der Nähe von Hindernissen am Beispiel der v -Komponente differenziert in x -Richtung: Die Vorwärtsdifferenz Δ_i^{x+} für $v_{i,j,k}$ verkürzt sich auf den im Freien liegenden Anteil, da der nächste v -Wert bereits an der Hinderniswand definiert ist. Da die v -Komponente auf der y -Zellfläche ($\psi = „y“$) definiert ist, ist als relevante Hinderniskenngröße $\delta_{i+1,j,k}^y$ zu verwenden. Gleiches gilt für die Rückwärtsdifferenz Δ_{i+2}^{x-} für $v_{i+2,j,k}$. Die Werte auf der Hinderniswand $v_{i+1,j,k}$ werden nicht prognostiziert, da sie aufgrund der festgelegten Haftbedingung definitionsgemäß zu jeder Zeit gleich Null sind.

6.1.1.3 Definition der Vegetationskenngrößen Als weiterer Modifikationsfaktor ist die Vegetation als poröses Hindernis im Gleichungssystem zu berücksichtigen. Da diese Hindernisse frei durchströmt werden können, ist keine gesonderte Grenzflächenbehandlung notwendig. Die Lage der Prognosegrößen im Gitter ändert sich nicht und die Kontinuität der Differentialgleichungen bleibt erhalten. Die Vegetationskenngrößen werden analog zu den Hinderniskenngrößen definiert, wobei der Porositätsgrad, dargestellt durch die lokale Blattflächendichte LAD , über den Grad der Modifikation entscheidet. Eine Porositätskennzahl $P = 0$ entspricht keiner Vegetation.

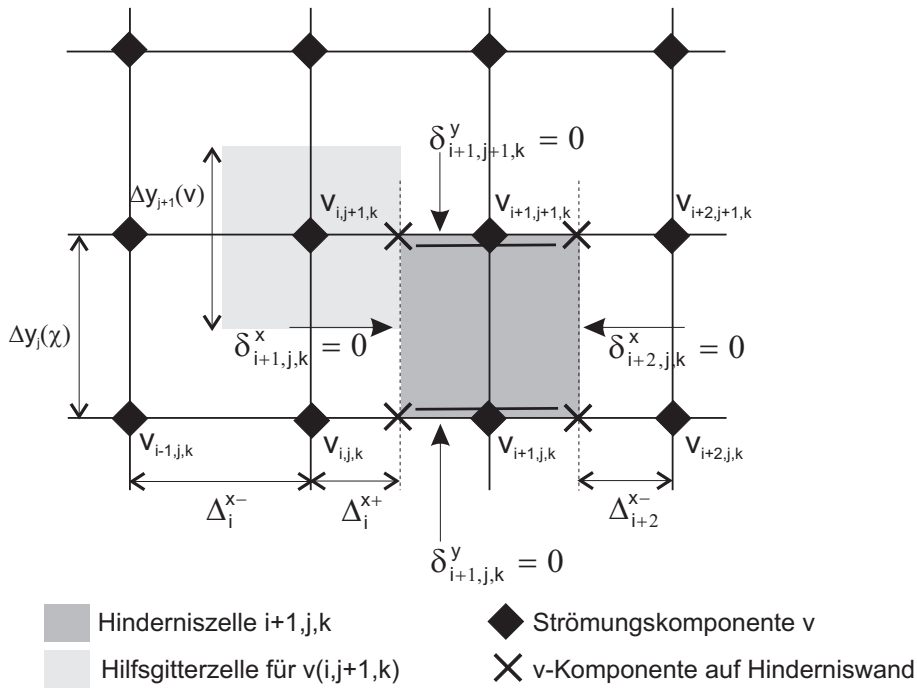


Abbildung 4: Differenzenbildung neben Hinderniszellen. Beispiel $\partial v / \partial x$ im $x - y$ Schnitt.

Liegt eine Zellfläche zwischen zwei Gitterbox mit unterschiedlichem Porositätsgrad, so wird der größere der beiden Werte verwendet. Für die Vegetationskenngrößen ergibt sich somit

$$\begin{aligned}
 P_{i,j,k}^c &= LAD_{i,j,k} \\
 P_{i,j,k}^x &= \max(LAD_{i,j,k}, LAD_{i-1,j,k}) \\
 P_{i,j,k}^y &= \max(LAD_{i,j,k}, LAD_{i,j-1,k}) \\
 P_{i,j,k}^z &= \max(LAD_{i,j,k}, LAD_{i,j,k-1})
 \end{aligned}$$

6.1.1.4 Bestimmung der Zellgrößen Bei den zentriert vorliegenden Prognosegrößen χ entsprechen die Zellabmessungen den Gittergrößen des Hauptgitters. Hier ergeben sich die Vorwärts- und Rückwärtsdifferenzen direkt aus den Abmessungen des Hauptgitters unter Berücksichtigung der Hinderniskenngrößen für die jeweilige Zellfläche:

$$\begin{aligned}
\chi\text{-Zelle:} \quad \Delta_{i,j,k}^x(\chi) &= \Delta x_i \\
\Delta_{i,j,k}^{x-}(\chi) &= 0.5 (\delta_{i-1,j,k}^c \Delta x_{i-1} + \Delta x_i) \\
\Delta_{i,j,k}^{x+}(\chi) &= 0.5 (\Delta x_i + \delta_{i+1,j,k}^c \Delta x_{i+1}) \\
\\
\Delta_{i,j,k}^y(\chi) &= \Delta y_j \\
\Delta_{i,j,k}^{y-}(\chi) &= 0.5 (\delta_{i,j-1,k}^c \Delta y_{j-1} + \Delta y_j) \\
\Delta_{i,j,k}^{y+}(\chi) &= 0.5 (\Delta y_j + \delta_{i,j+1,k}^c \Delta y_{j+1}) \\
\\
\Delta_{i,j,k}^z(\chi) &= \Delta z_k \\
\Delta_{i,j,k}^{z-}(\chi) &= 0.5 (\delta_{i,j,k-1}^c \Delta z_{k-1} + \Delta z_k) \\
\Delta_{i,j,k}^{z+}(\chi) &= 0.5 (\Delta z_k + \delta_{i,j,k+1}^c \Delta z_{k+1})
\end{aligned}$$

Für die Strömungskomponenten ist zusätzlich die Verschiebung des Hilfgitters gegenüber dem Hauptgitter zu berücksichtigen.

Für die Prognosegröße u ergeben sich exemplarisch folgende Zuweisungen:

$$\begin{aligned}
u\text{-Zelle:} \quad \Delta_{i,j,k}^x(u) &= 0.5 (\Delta x_i + \Delta x_{i-1}) \\
\Delta_{i,j,k}^{x-}(u) &= \Delta x_{i-1} \\
\Delta_{i,j,k}^{x+}(u) &= \Delta x_i \\
\\
\Delta_{i,j,k}^y(u) &= \Delta y_j \\
\Delta_{i,j,k}^{y-}(u) &= 0.5 (\delta_{i,j-1,k}^x \Delta y_{j-1} + \Delta y_j) \\
\Delta_{i,j,k}^{y+}(u) &= 0.5 (\Delta y_j + \delta_{i,j+1,k}^x \Delta y_{j+1}) \\
\\
\Delta_{i,j,k}^z(u) &= \Delta z_k \\
\Delta_{i,j,k}^{z-}(u) &= 0.5 (\delta_{i,j,k-1}^x \Delta z_{k-1} + \Delta z_k) \\
\Delta_{i,j,k}^{z+}(u) &= 0.5 (\Delta z_k + \delta_{i,j,k+1}^x \Delta z_{k+1})
\end{aligned}$$

Die nicht aufgelisteten Differenzen für die v - und w - Zellen ergeben sich analog zur u -Zelle und sind im Anhang zusammengestellt. Bei der Prognose der jeweiligen Strömungskomponente in Richtung ihrer Normalen (u in x -, v in y - und w in z -Richtung) entfällt die Behandlung der Hindernisgrößen, da sich durch den geschachtelten Gitteraufbau auch durch Hinderniswände keine Lageveränderungen der Prognosegrößen ergeben. Die Berechnungspunkte befinden sich entweder auf Hinderniswänden oder aber die Differenzierstrecke liegt vollständig im Freien.

6.1.2 Diskretisierung der Zeitableitung

Die Differentialgleichung wird implizit vorwärts in der Zeit diskretisiert, wobei die bekannten Werte aus dem vorangehenden Zeitschritt t^n generell mit ϕ^n und die gesuchten Werte zum Zeitpunkt t^{n+1} mit ϕ^{n+1} bezeichnet werden sollen. Bei Verwendung der Gleichungen im ADI-Verfahren (siehe Abschnitt 6.2.2) treten außerdem die dort benötigten Zwischenlösungen ϕ^* und ϕ^{**} auf.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \rightarrow \frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} \quad (6.3)$$

Hierbei ist Δt der Zeitschritt, für den das Gleichungssystem gelöst wird und variiert von Prognosegröße zu Prognosegröße. Die Zeitschritte sind definiert als

$$t^{n+1} = t^n + \Delta t$$

6.1.3 Diskretisierung des Diffusionsterms

Der Diffusionsterm in Raumrichtung x_i wird für nicht-äquidistante Gitterweiten über zentrierte Differenzen mit einer Genauigkeit zweiter Ordnung in Raum und Zeit wie folgt diskretisiert:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{x_i} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \rightarrow \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} \left(\delta_{a+1}^c K_a^{i+} \frac{\phi_{a+1}^{n+1} - \phi_a^{n+1}}{\Delta_a^{i+}} - \delta_{a-1}^c K_a^{i-} \frac{\phi_a^{n+1} - \phi_{a-1}^{n+1}}{\Delta_a^{i-}} \right) \quad (6.4)$$

Die Hinderniskenngröße δ^ψ unterbindet die Berechnung des Diffusionsflusses, falls sich an der Definitionsstelle der Größe ($\psi = x$ -Fläche für u , $\psi = y$ -Fläche für v , $\psi = z$ -Fläche für w und $\psi = c$ für zentrierte Größen χ) ein Hindernis oder eine Hinderniswand befindet.

Die zusätzliche Kenngröße δ^c ist nur bei zentrierten Größen relevant, da hier der Massenfluß zwischen der Hinderniswand und der Atmosphäre gesondert behandelt werden muß.

Die Austauschkoeffizienten K^{i-} und K^{i+} sind auf den Flächen zwischen der betrachteten Zelle und den in Raumrichtung i benachbarten Zellen definiert und müssen durch räumliche Interpolation aus den im Hauptgitter zentriert liegenden Austauschkoeffizienten gewonnen werden:

$$\begin{aligned}
K_{i,j,k}^{x-}(\chi_{i,j,k}) &= \frac{\Delta x_i K_{i-1,j,k} + \Delta x_{i-1} K_{i,j,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \\
K_{i,j,k}^{x+}(\chi_{i,j,k}) &= \frac{\Delta x_i K_{i+1,j,k} + \Delta x_{i+1} K_{i,j,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} \\
K_{i,j,k}^{y-}(\chi_{i,j,k}) &= \frac{\Delta y_j K_{i,j-1,k} + \Delta y_{j-1} K_{i,j,k}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \\
K_{i,j,k}^{y+}(\chi_{i,j,k}) &= \frac{\Delta y_j K_{i,j+1,k} + \Delta y_{j+1} K_{i,j,k}}{\Delta y_j + \Delta y_{j+1}} \\
K_{i,j,k}^{z-}(\chi_{i,j,k}) &= \frac{\Delta z_k K_{i,j,k-1} + \Delta z_{k-1} K_{i,j,k}}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} \\
K_{i,j,k}^{z+}(\chi_{i,j,k}) &= \frac{\Delta z_k K_{i,j,k+1} + \Delta z_{k+1} K_{i,j,k}}{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}}
\end{aligned}$$

Durch den geschachtelten Gitteraufbau ergeben sich für die Strömungskomponenten wiederum abweichende Formulierungen. Für die Austauschkoefizienten auf den Zellflächen der u -Gitterzelle erhält man beispielsweise:

$$\begin{aligned}
K_{i,j,k}^{x-}(u_{i,j,k}) &= K_{i-1,j,k} \\
K_{i,j,k}^{x+}(u_{i,j,k}) &= K_{i,j,k} \\
K_{i,j,k}^{y-}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j-1,k} \Delta y_j + K_{i-1,j,k} \Delta y_{j-1}) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j-1,k} \Delta y_j + K_{i,j,k} \Delta y_{j-1}) \Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{y+}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta y_j + \Delta y_{j+1})} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k} \Delta y_{j+1} + K_{i-1,j+1,k} \Delta y_j) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k} \Delta y_{j+1} + K_{i,j+1,k} \Delta y_j) \Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{z-}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k-1} \Delta z_k + K_{i-1,j,k} \Delta z_{k-1}) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k-1} \Delta z_k + K_{i,j,k} \Delta z_{k-1}) \Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{z+}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta z_k + \Delta z_{k+1})} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k} \Delta z_{k+1} + K_{i-1,j,k+1} \Delta z_k) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k} \Delta z_{k+1} + K_{i,j,k+1} \Delta z_k) \Delta x_{i-1}]
\end{aligned}$$

Die Berechnung der übrigen Größen gestaltet sich analog hierzu und ist im Anhang nochmals komplett zusammengestellt.

Bei zentriert liegenden Größen χ ist weiterhin zu beachten, daß in eine oder mehrere Richtungen Hinderniswände vorhanden sein können. In diesem Fall darf der Austauschkoefizient nicht durch einfache Interpolation gewonnen werden, da an festen Oberflächen spezielle Randbedingungen gelten. Der benötigte Austauschkoefizient K_w wird dann in Abhängigkeit von der Flächenorientierung, der tangentialen Überströmungsgeschwindigkeit sowie der thermischen Schichtung über die Ähnlichkeitstheorie von Monin-Obhukov, wie in Abschnitt 3.3.5 S.44 ff. dargestellt, berechnet:

$$K_a^{i\pm} = K^w(\dots)$$

Neben der veränderten Berechnung des Austauschkoefizienten muß in diesen Fällen auch die Diskretisierung des Diffusionsterms verändert werden. Durch die Verwendung der Hinderniskenngrößen fällt der Differenzterm in Richtung der Hinderniswand automatisch aus der Differenzgleichung heraus. Die Austauschvorgänge an der Hindernisoberfläche müssen somit explizit wieder in das Gleichungssystem integriert werden, wobei als Randbedingung der vorbestimmte Grenzfächenwert ϕ_w der jeweiligen Größe zu verwenden ist. Bei den Strömungskomponenten vereinfacht sich das Verfahren etwas, da hier die Grenzfächenwerte immer gleich Null sind.

Für die Rückwärts- bzw. Vorwärtsdiffusionsterme neben Hindernissen ergeben sich somit folgende Formulierungen:

$$-K^w \frac{\phi_a^{n+1} - \phi_w}{\Delta_a^i (\Delta w)^i} \text{ bzw. } K^w \frac{\phi_w - \phi_a^{n+1}}{\Delta_a^w (\Delta w)^i} = \quad (6.5)$$

$$-\phi_a^{n+1} \frac{K^w}{\Delta_a^i (\Delta w)^i} + K^w \frac{\phi_w}{\Delta_a^i (\Delta w)^i}$$

Für den Abstand $(\Delta w)^i$ zur in Richtung i liegenden Hinderniswand ist die halbe Gitterweite der Untersuchungszelle in der betrachteten Raumrichtung einzusetzen. Durch die Verwendung der Hinderniskenngrößen bei der Bestimmung der Zellgrößen entspricht Δ^w automatisch der Vorwärts- bzw. Rückwärtsdifferenz zur jeweiligen Hinderniszelle. Der erste Term auf der rechten Seite von (6.5) wird implizit bestimmt, während der zweite Term über den Integrationszeitschritt konstant gehalten wird und in den expliziten Restterm aufgenommen wird. Es ist ebenfalls numerisch zulässig, den gesamten Ausdruck explizit auszuwerten und dem Restterm hinzuzufügen. Grenzt eine Gitterzelle in mehrere Richtungen an Hindernisse, so ist der Restterm die Summe aller explizit bestimmten Diffusionsanteile.

Für die Strömungskomponenten ist eine gesonderte Behandlung neben Hindernissen nicht erforderlich, da dort, wie bereits erwähnt wurde, die Prognosepunkte mit den Hindernisflächen zusammenfallen.

6.1.4 Diskretisierung des Advektionsterms

Durch die eingeführte Gitterstruktur ist sichergestellt, daß jede Größe ϕ immer im Mittelpunkt der Gitterzellen definiert ist. Durch die Zellflächen kann durch das transportierende Strömungsfeld ein advektiver Massenstrom stattfinden, der zu einer Änderung der Konzentration der betrachteten Größe führt. Die Diskretisierung dieser Transporte erfolgt über das sogenannte *Upstream-Differencing* oder *Upwind-Verfahren*. Hierbei wird zur Berechnung des advektiven Flusses der jeweils stromaufwärts liegende Datenpunkt herangezogen (einseitige Differenzen):

$$-u_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \rightarrow -\frac{u_+^i \phi_+ - u_-^i \phi_-}{\Delta x^i} \quad (6.6)$$

$$\phi_+ = \begin{cases} \phi_a^{n+1} & ; \text{wenn } u_+^i > 0 \\ \phi_{a+1}^{n+1} & ; \text{wenn } u_+^i < 0 \end{cases} \quad \phi_- = \begin{cases} \phi_{a-1}^{n+1} & ; \text{wenn } u_-^i > 0 \\ \phi_a^{n+1} & ; \text{wenn } u_-^i < 0 \end{cases} \quad (6.7)$$

Hierbei ist u_i die in Raumrichtung i transportierende Komponente des Strömungsfeldes. Die Größe u_-^i steht für die Transportgeschwindigkeit an der linken (bzw. vorderen oder unteren) Zellwand und u_+^i für die Transportgeschwindigkeit am rechten (bzw. hinteren oder oberen) Zellrand (siehe auch 3, S. 89).

Während für zentrierte Größen χ die Transportgeschwindigkeiten bereits auf den Zellflächen vorliegen, müssen sie für die Strömungskomponenten durch Interpolation aus den Geschwindigkeitskomponenten der jeweils beteiligten Zellen ermittelt werden. Hierbei geht der Gitterabstand des Hauptgitters als Wichtungsfaktor in die Mittelung ein (*Inverse-Distance-Interpolation*).

Für die u -Komponente ergeben sich folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} u_-(u)_{i,j,k} &= 0.5 (u_{i-1,j,k} + u_{i,j,k}) \\ u_+(u)_{i,j,k} &= 0.5 (u_{i,j,k} + u_{i+1,j,k}) \\ v_-(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i v_{i-1,j,k} + \Delta x_{i-1} v_{i,j,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \\ v_+(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i v_{i-1,j+1,k} + \Delta x_{i-1} v_{i,j+1,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \\ w_-(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i w_{i-1,j,k} + \Delta x_{i-1} w_{i,j,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \\ w_+(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i w_{i-1,j,k+1} + \Delta x_{i-1} w_{i,j,k+1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \end{aligned}$$

Auch hier sind die fehlenden Komponenten nach dem gleichen Schema zu bestimmen. Die Koordinatenindizes sowie die Bezugsgrößen werden im folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mehr dargestellt, da sie aus dem Kontext eindeutig hervorgehen.

Um die in (6.7) enthaltenen Fallentscheidungen im Modell zu vermeiden, ist es üblich, die verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten über Beträge zu formulieren, wobei die nicht benötigten Komponenten durch Multiplikation mit Null herausfallen (vgl. Griebel *et al.*, 1995; Roache, 1984; Eichhorn, 1989).

Liegt eine der beiden Geschwindigkeitskomponenten auf einer Hinderniswand ($u_i^w = 0$), so ergibt sich bei den Strömungskomponenten als Advektionsgeschwindigkeit bei äquidistanten Gittern automatisch die Hälfte der Geschwindigkeit des freiliegenden Punktes. Ist das Gitter nicht äquidistant, so treten die Gitterweiten als lineare Interpolationsgewichte auf. Da die Geschwindigkeit nahe der Gebäudekanten jedoch nicht linear abnimmt, sollte um Ungenauigkeiten zu vermeiden, in der Nähe von Hindernissen ein äquidistantes Gitter verwendet werden. Das verwendete Upstream-Verfahren erzeugt durch die Genauigkeit erster Ordnung jedoch ohnehin für eine Glättung aller Gradienten, so daß der hier gegebenenfalls verursachte Fehler nicht signifikant ist. Bei zentrierten Größen ist durch das Upstream-Verfahren automatisch sichergestellt, daß durch Hinderniswände wegen $u_i^w = 0$ kein Massenfluß stattfinden kann.

In allgemeiner Form kann die Diskretisierung der Advektionsgleichung wie folgt geschrieben werden:

$$-u_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \rightarrow -\frac{\delta_a^\psi}{2\Delta_a^i} \left\{ (u_+^i + |u_+^i|) \phi_{a+1}^{n+1} + (u_+^i - |u_+^i|) \phi_{a+1}^{n+1} \right. \\ \left. - (u_-^i + |u_-^i|) \phi_{a-1}^{n+1} - (u_-^i - |u_-^i|) \phi_{a-1}^{n+1} \right\}$$

Die Größe Δ_a^i steht auch hier für die Zellgröße des Hilfsgitters in Raumrichtung i , also dem Abstand zwischen den beiden Zellwänden, durch die der advektive Transport stattfindet. Die Kenngröße δ_a^ψ unterbindet wie im Falle der Diffusionsgleichung die Prognose für Punkte in Hindernissen und auf Hinderniswänden.

Für die Advektion von v im v -Feld ergibt sich so beispielsweise durch Einsetzen der entsprechenden Zellgröße in y -Richtung $\Delta_a^i = \Delta_{i,j,k}^y(v) = 0.5(\Delta y_j + \Delta y_{j-1})$ und Prognosefläche $\psi = „y“$ folgende Diskretisierung:

$$-v \frac{\partial v}{\partial y} \rightarrow -\frac{\delta_{i,j,k}^y}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \left\{ (v_+ + |v_+|) v_{i,j,k}^{n+1} + (v_+ - |v_+|) v_{i,j+1,k}^{n+1} \right. \\ \left. - (v_- + |v_-|) v_{i,j-1,k}^{n+1} - (v_- - |v_-|) v_{i,j,k}^{n+1} \right\} \quad (6.8)$$

Durch die Bildung einseitiger Differenzen besitzt das Upwind-Verfahren nur eine Genauigkeit erster Ordnung in Raum und Zeit. Der hierdurch verursachte numerische Fehler wird als *numerische Diffusion* bezeichnet und führt zu einer Glättung der ϕ -Verteilung, wodurch vor allem im Bereich starker Gradienten ein gewisser Fehler verursacht wird. Andere Advektionsverfahren wie beispielsweise die *Lagrange*- und *Semi-Lagrange* Verfahren (Staniforth und Côté, 1991) oder das *Korrekturverfahren nach Smolarkiewicz* (Smolarkiewicz, 1984) verringern diese Diffusion, sind jedoch nur explizit anwendbar. Die in ENVI-met erforderlichen großen Zeitschritte würden mit diesen Verfahren eine unangemessen große Zahl von Advektionsteilschritten erfordern, die mit der momentan zur Verfügung stehenden Rechenleistung nicht bewältigt werden kann. Ein weiterer Vorteil des Upstream-Verfahrens ist, daß es ein positives Verfahren ist und durch die Filterwirkung hochfrequente Wellen eliminiert. Dieses ist vor allem, wie in Abschnitt 3.3.3, S. 38 ff. dargestellt, bei der Prognose der Turbulenzkenngrößen E und ϵ wünschenswert.

6.1.5 Diskretisierung der übrigen Terme

Neben den Advektions- und Diffusionstermen kommen in den Modellgleichungen eine Reihe weiterer Terme vor, deren Diskretisierung hier kurz angesprochen werden soll.

Generell ist die Annahme einer linearen Abhängigkeit zwischen den betrachteten Prozessen innerhalb eines Rechenschrittes die Grundlage für die Lösung der verwendeten Differentialgleichungen. Bei explizit berechneten Prozessen ist diese Linearität automatisch gegeben, nicht jedoch notwendigerweise beim impliziten Adjustment, wie es beispielsweise bei der ϵ -Gleichung in der Turbulenzprognose vorkommt. Die implizite Adjustmentfunktion f kann nur dann in das Gleichungssystem eingebaut werden, wenn sie als von ϕ_a^{n+1} linear abhängig darstellbar ist:

$$\frac{\phi_a^{n+1} - \phi_a^n}{\Delta t} = f \cdot \phi_a^{n+1}$$

Diese lineare Abhängigkeit kann durch eine Linearisierung in der Zeit leicht hergestellt werden. Dieses ist in den meisten Fällen ohne Stabilitätsverluste des numerischen Verfahrens durchführbar und wurde für alle nicht-linearen Terme im Modell angewandt. Hierbei werden alle nicht-linearen Zusammenhänge über die bekannten Variablenwerte aus der vergangenen Zeitschicht ausgedrückt.

6.1.5.1 Bewegungsgleichungen Bei den Bewegungsgleichungen ist der Einfluß poröser Hindernisse auf das Strömungsfeld in Form lokaler Senkterme in die Gleichung zu integrieren. Hier lautet die Beziehung wie im Strömungsmodul (Kapitel 3.1, S. 13) hergeleitet :

$$S_{u^i} = LAD(z) \cdot c_{d,p} \cdot W^n \cdot (u^i)^{n+1} \quad (6.9)$$

Die mittlere Windgeschwindigkeit W wird aus dem Windfeld des vorhergehenden Zeitschrittes berechnet, so daß nur die jeweils neu zu prognostizierende Geschwindigkeitskomponente implizit übrig bleibt und somit Linearität gegeben ist. Unter Verwendung der eingeführten Porositätskenngrößen ergeben sich folgende implizite Restterme:

$$f_{i,j,k}(u) = -P_{i,j,k}^x \cdot c_{d,p} \cdot W^n \quad (6.10a)$$

$$f_{i,j,k}(v) = -P_{i,j,k}^y \cdot c_{d,p} \cdot W^n \quad (6.10b)$$

$$f_{i,j,k}(w) = -P_{i,j,k}^z \cdot c_{d,p} \cdot W^n \quad (6.10c)$$

Existiert an der Untersuchungsfläche kein poröses Hindernis, so ist $f = 0$, da hier $P_{i,j,k}^\psi = 0$ ist.

In der w -Bewegungsgleichung ist zudem der aus der Boussinesq-Approximation resultierende Thermikterm zu diskretisieren. Hierbei ist die im Zellmittelpunkt definierte potentielle Temperatur θ auf die untere Zellfläche $k - 1/2$ umzurechnen:

$$g \frac{\theta'}{\hat{\theta}} \rightarrow g \frac{\theta_{i,j,k-1/2} - \hat{\theta}_{k-1/2}}{\hat{\theta}_{k-1/2}} = g \left(\frac{\theta_{i,j,k-1} \Delta z_k + \theta_{i,j,k} \Delta z_{k-1}}{\hat{\theta}_{k-1} \Delta z_k + \hat{\theta}_k \Delta z_{k-1}} - 1 \right) \quad (6.11)$$

Als Referenztemperatur dient die Temperatur $\hat{\theta}$ des eindimensionalen Randmodelles in der entsprechenden Höhe z .

6.1.5.2 Turbulenzgleichungen Die Struktur der prognostischen Gleichungen für die turbulente kinetische Energie und deren Dissipation führt zu recht komplizierten Adjustmentstermen.

Für die **kinetische Energie** sind außerhalb des Advektions-Diffusionsteils der Gleichung der mechanische Produktionsterm T_P , der Thermikterm T_T sowie der Quellterm an Vegetationselementen Q_E zu diskretisieren (siehe Abschnitt 3.3, S. 30 ff.).

Für den mechanischen Produktionsterm sind die drei Strömungskomponenten nach allen drei Raumrichtungen zu differenzieren.

Stellvertretend für die übrigen Komponenten wird hier die Diskretisierung für die Strömungskomponente u dargestellt. Die Herleitung der anderen Komponenten und des kompletten Produktionsterms ist hierzu analog und wird nicht gesondert dargestellt.

Für Punkte, die nicht von Hindernissen begrenzt werden, lauten die Diskretisierungen:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} &\rightarrow \frac{u_{i+1,j,k} - u_{i,j,k}}{\Delta x_i} \\ \frac{\partial u}{\partial y} &\rightarrow \frac{0.5 \left(u_{i,j+1,k}^c + u_{i,j,k}^c \right) - 0.5 \left(u_{i,j,k}^c + u_{i,j-1,k}^c \right)}{\Delta y_j} \\ \frac{\partial u}{\partial z} &\rightarrow \frac{0.5 \left(u_{i,j,k+1}^c + u_{i,j,k}^c \right) - 0.5 \left(u_{i,j,k}^c + u_{i,j,k-1}^c \right)}{\Delta z_k}\end{aligned}$$

Sind benachbarte Gitterzellen von Hindernissen belegt, so werden die entsprechenden tangentialen Windscherungen über die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* ermittelt. Die Diskretisierung dieser Randbedingungen wurde bereits in Abschnitt 3.3.6.3 S. 49 f. dargestellt.

Die Diskretisierung des Thermiktherms lautet:

$$\frac{g}{\hat{\theta}} K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \rightarrow \frac{g}{\hat{\theta}_k} K_{i,j,k} \left(\frac{0.5 (\theta_{i,j,k+1} + \theta_{i,j,k}) - 0.5 (\theta_{i,j,k} + \theta_{i,j,k-1})}{\Delta z_k} \right) \quad (6.12)$$

Ist die nach oben oder unten anschließende Zelle von einem Hindernis belegt, so ist anstelle der Temperatur im Zellmittelpunkt die Oberflächentemperatur θ_w des Hindernisses zu verwenden. Die Referenztemperatur $\hat{\theta}$ entspricht auch hier der im eindimensionalen Randmodell am Einströmrand prognostizierten Temperatur.

Der Quellterm Q_E wird, wie alle anderen Komponenten des Turbulenzsystems, explizit bestimmt und kann über den Restterm in die Gleichung integriert werden.

$$Q_E = c_{d,p} LAD(z) \cdot W^3 - 4c_{d,f} LAD(z) \cdot |W^n| \cdot E^n \quad (6.13)$$

Die Struktur der prognostischen **Gleichung für die Energiedissipation** ϵ entspricht prinzipiell der Struktur der E -Gleichung. Allerdings treten hier vor jedem Term Koeffizienten der Form

$$c_x \frac{\epsilon}{E}$$

in Erscheinung. Eine implizite Integration in das Gleichungssystem ist numerisch möglich aber nicht sinnvoll. Numerische Experimente haben gezeigt, daß das $E - \epsilon - K$ System hierdurch sehr instabil wird und zum Teil nicht konvergiert. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Lösung der Dissipationsgleichung explizit mit der Lösung der E -Gleichung des gleichen Zeitschrittes gekoppelt ist, wobei das in den Koeffizienten maßgebende Verhältnis ϵ/E sehr empfindlich gegen Oszillationen einer der Größen ist. Das Verfahren wird wesentlich stabiler, wenn zur Berechnung der Koeffizienten die Prognosegrößen aus dem gleichen Zeitschritt verwendet werden. Da die Energie-dissipation den Betrag der kinetischen Energie limitiert, ist die ϵ -Gleichung immer vor der E -Gleichung zu lösen, wodurch nur eine Diskretisation mit den ϵ -Werten des letzten Zeitschrittes möglich ist:

$$c_x \frac{\epsilon}{E} \rightarrow c_x \frac{\epsilon^n}{E^n}$$

6.1.6 Besonderheiten im Rahmen des Bodenmodells

Die Gleichungen für die Temperatur- und Feuchteverteilung im Boden werden eindimensional in der vertikalen Richtung gelöst. Um unrealistische horizontale Temperaturgradienten zwischen benachbarten Oberflächen zu vermeiden, erfolgt die Temperaturprognose am ersten Gitterpunkt des Bodenmodells unter der Oberfläche dreidimensional. Da hier der Einfluß der Oberflächentemperatur noch sehr stark ist, kann durch die dreidimensionale Berechnung eine realistische Glättung der Temperaturverteilung ohne übermäßigen Rechenaufwand erreicht werden.

Die Temperaturprognose in der x - und y -Raumrichtung erfolgt explizit, während die Berechnung in z -Richtung im Rahmen der üblichen Prognoseroutine implizit durchgeführt wird.

Die zur Berechnung des Temperaturflusses in x - und y -Richtung benötigten Zusatzterme können somit über den expliziten Restterm in das Gleichungssystem integriert werden:

$$R = \frac{\delta_{i,j,1}^c}{\Delta x_i} \left(\delta_{i+1,j,1}^c \kappa_{i,j,k}^s \frac{T_{i+1,j,-1}^n - T_{i,j,-1}^n}{0.5(\Delta x_i + \Delta x_{i+1})} - \delta_{i-1,j,1}^c \kappa_{i,j,k}^s \frac{T_{i,j,-1}^n - T_{i-1,j,-1}^n}{0.5(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)} \right) + \frac{\delta_{i,j,1}^c}{\Delta y_j} \left(\delta_{i,j+1,1}^c \kappa_{i,j,k}^s \frac{T_{i,j+1,-1}^n - T_{i,j,-1}^n}{0.5(\Delta y_j + \Delta y_{j+1})} - \delta_{i,j-1,1}^c \kappa_{i,j,k}^s \frac{T_{i,j,-1}^n - T_{i,j-1,-1}^n}{0.5(\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)} \right) \quad (6.14)$$

Hierbei ist κ^s die Temperaturleitfähigkeit des Bodenmaterials. Unterhalb von Gebäuden entfällt die Bestimmung der Bodentemperatur, ebenso wird

neben Gebäuden der Austausch mit Gitterpunkten unter Gebäuden unterdrückt.

6.2 Numerische Lösung der prognostischen Gleichungen

Zur Lösung der im Modell verwendeten mehrdimensionalen Differentialgleichungen bietet sich das sogenannte *Alternating Direction Implicit* (ADI) Verfahren auf Basis der Arbeiten von Peacemen und Rachford (1955), Douglas (1955, 1962) und Douglas und Rachford (1956) an.

Das ADI-Verfahren weist die für ein implizites Verfahren typische numerische Stabilität bei großen Zeitschritten Δt auf und besitzt für äquidistante und nicht-äquidistante Rechengitter eine Genauigkeit erster Ordnung im Raum und zweiter Ordnung in der Zeit (Douglas 1955, 1957).

Bei dem ADI-Verfahren wird die ursprüngliche Differentialgleichung in Teilgleichungen aufgesplittet, von denen jede die Austauschvorgänge in einer der zu untersuchenden Raumrichtungen implizit berechnet. Diese Teilgleichungen werden nacheinander gelöst, wobei immer nur in einer Raumrichtung implizit gerechnet wird. Hierdurch muß in jedem Rechenschritt nur ein tri-diagonales Matrixsystem berechnet werden, wofür numerisch effiziente Algorithmen zur Verfügung stehen.

Die Lösung der mehrdimensionalen Gleichungen mit dem ADI-Verfahren gliedert sich für n Raumrichtungen in n Teilschritte, wovon jeder Teilschritt eine Zwischenlösung des Gesamtproblems liefert. Für $n = 3$ Raumrichtungen erhält man folgendes ADI-Verfahren:

$$(I) : \frac{\phi^* - \phi^n}{\Delta t} = \langle \partial \phi^* \rangle_x + \langle \partial \phi^n \rangle_y + \langle \partial \phi^n \rangle_z + f \phi^* + R_\phi \quad (6.15a)$$

$$(II) : \frac{\phi^{**} - \phi^*}{\Delta t} = \langle \partial \phi^{**} \rangle_y - \langle \partial \phi^n \rangle_y \quad (6.15b)$$

$$(III) : \frac{\phi^{n+1} - \phi^{**}}{\Delta t} = \langle \partial \phi^{n+1} \rangle_z - \langle \partial \phi^n \rangle_z \quad (6.15c)$$

Die Diskretisierung erfolgt vorwärts in der Zeit, wobei n die bekannte aktuelle und $n + 1$ die gesuchte zukünftige Zeitschicht ist. ϕ^* und ϕ^{**} sind Zwischenlösungen des ADI-Verfahrens und werden nach dem Verfahren nicht mehr benötigt.

Die Lösung der Gleichungen im Bodenmodell sowie im eindimensionalen Randmodell erfolgt implizit eindimensional und entspricht somit dem ersten Schritt des ADI-Verfahrens abzüglich der mehrdimensionalen Teilterme und wird nicht weiter gesondert erläutert.

6.2.1 Faktorisierung der Gleichungen

Damit die Gleichungen in einem Matrix-Verfahren gelöst werden können, müssen die einzelnen Terme nach den unterschiedlichen Prognosevariablen aufgelöst werden. Für die verschiedenen Teilterme ergeben sich die im folgenden zusammengestellten Ausdrücke:

Diffusionsterm:

$$\begin{aligned}
& \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} \left(\delta_{a+1}^c K_a^{i+} \frac{\phi_{a+1}^{n+1} - \phi_a^{n+1}}{\Delta_a^{i+}} - \delta_{a-1}^c K_a^{i-} \frac{\phi_a^{n+1} - \phi_{a-1}^{n+1}}{\Delta_a^{i-}} \right) \quad (6.16) \\
& = \delta_a^\psi \delta_{a+1}^c \frac{K_a^{i+}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i+}} (\phi_{a+1}^{n+1} - \phi_a^{n+1}) - \delta_a^\psi \delta_{a-1}^c \frac{K_a^{i-}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i-}} (\phi_a^{n+1} - \phi_{a-1}^{n+1}) \\
& = \delta_a^\psi \delta_{a-1}^c \frac{K_a^{i-}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i-}} \phi_{a-1}^{n+1} - \left(\delta_a^\psi \delta_{a-1}^c \frac{K_a^{i-}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i-}} + \delta_a^\psi \delta_{a+1}^c \frac{K_a^{i+}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i+}} \right) \phi_a^{n+1} \\
& \quad + \delta_a^\psi \delta_{a+1}^c \frac{K_a^{i+}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i+}} \phi_{a+1}^{n+1}
\end{aligned}$$

Advektionsterm:

Ausgehend von der Upstream-Formulierung

$$\begin{aligned}
& -\frac{\delta_a^\psi}{2\Delta_a^i} \{ (u_+^i + |u_+^i|) \phi_a^{n+1} + (u_+^i - |u_+^i|) \phi_{a+1}^{n+1} - (u_-^i + |u_-^i|) \phi_{a-1}^{n+1} \\
& \quad - (u_-^i - |u_-^i|) \phi_a^{n+1} \}
\end{aligned}$$

bzw.

$$\begin{aligned}
& -\frac{\delta_a^\psi}{2\Delta_a^i} \{ - (u_-^i + |u_-^i|) \phi_{a-1}^{n+1} + [(u_+^i + |u_+^i|) - (u_-^i - |u_-^i|)] \phi_a^{n+1} \\
& \quad + (u_+^i - |u_+^i|) \phi_{a+1}^{n+1} \}
\end{aligned}$$

werden die Advektionsgeschwindigkeiten definiert als:

$$\begin{aligned}
advA_a^i & = \frac{u_-^i + |u_-^i|}{2} \\
advB_a^i & = \frac{(u_+^i + |u_+^i|) - (u_-^i - |u_-^i|)}{2} \\
advC_a^i & = \frac{u_+^i - |u_+^i|}{2}
\end{aligned}$$

Hiermit ergibt sich für die Advektionsanteile der Differenzgleichung:

$$\frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} (advA_a^i \phi_{a-1}^{n+1} - advB_a^i \phi_a^{n+1} - advC_a^i \phi_{a+1}^{n+1}) \quad (6.17)$$

Die komplette implizite Differenzgleichung für die Raumrichtung i läßt sich nun vereinfacht als Koeffizientengleichung schreiben:

$$\langle \partial \phi^{n+1} \rangle_i \rightarrow \frac{\phi_a^{n+1} - \phi_a^n}{\Delta t} = A_a^i \phi_{a-1}^{n+1} + B_a^i \phi_a^{n+1} + C_a^i \phi_{a+1}^{n+1} \quad (6.18)$$

Die Koeffizienten A_a^i , B_a^i und C_a^i entsprechen den jeweiligen Koeffizienten im umgeformten Diffusionsterm (6.16) und Advektionsterm (6.17). Entfällt das Adjustment, so verkürzt sich die Gleichung entsprechend.

Faßt man die Advektions- und Diffusionsteile zusammen, so ergeben sich für die Koeffizienten folgende Zuweisungen:

$$A_a^i = advA_a^i \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} + \delta_{a-1}^c \delta_a^\psi \frac{K_a^{i-}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i-}} \quad (6.19a)$$

$$= \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} \left(advA_a^i + \delta_{a-1}^c \frac{K_a^{i-}}{\Delta_a^{i-}} \right)$$

$$B_a^i = -advB_a^i \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} - \delta_{a-1}^c \delta_a^\psi \frac{K_a^{i-}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i-}} - \delta_{a+1}^c \delta_a^\psi \frac{K_a^{i+}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i+}} \quad (6.19b)$$

$$= -\frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} advB_a^i - \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} \left(\delta_{a-1}^c \frac{K_a^{i-}}{\Delta_a^{i-}} + \delta_{a+1}^c \frac{K_a^{i+}}{\Delta_a^{i+}} \right)$$

$$C_a^i = -advC_a^i \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} + \delta_{a+1}^c \delta_a^\psi \frac{K_a^{i+}}{\Delta_a^i \Delta_a^{i+}} \quad (6.19c)$$

$$= \frac{\delta_a^\psi}{\Delta_a^i} \left(-advC_a^i + \delta_{a+1}^c \frac{K_a^{i+}}{\Delta_a^{i+}} \right)$$

Nach Umstellen von (6.18) erhält man

$$\frac{1}{\Delta t} \phi_a^n = (-A_a^i) \phi_{a-1}^{n+1} + \left(-B_a^i + \frac{1}{\Delta t} \right) \phi_a^{n+1} + (-C_a^i) \phi_{a+1}^{n+1} \quad (6.20)$$

Hierbei stehen die bekannten Größen ϕ^n auf der linken Gleichungsseite und die gesuchten Werte ϕ^{n+1} auf der rechten Seite. Wie aus der Gleichung hervorgeht, führt die implizite Berechnung der Differentialgleichung in eine Raumrichtung i nur zu einem tridiagonalen Gleichungssystem.

Liegt eine Prognosegröße auf bzw. innerhalb einer undurchströmbaren Hinderniszelle, so ergibt sich wegen $\delta^\psi = 0$ auch $A^i = B^i = C^i = 0$ wodurch die prognostizierte Größe an dieser Stelle unmodifiziert bleibt: $\phi^{n+1} = \phi^n$.

Die hier dargestellte Faktorisierung gilt selbstverständlich auch für die explizite Formulierung der Differentialgleichung $\langle \partial \phi^n \rangle_i$, wie sie im ADI-Verfahren zur Berechnung der Zwischenlösungen benötigt wird. In diesem Fall kann die Gleichung direkt durch Multiplikation der bekannten Ausgangswerte mit den jeweiligen Koeffizienten ermittelt werden.

6.2.2 Formulierung der Gleichungen im ADI-Verfahren

Mit Hilfe der Grundgleichung (6.20) lassen sich die Teilschritte (I) bis (III) des ADI-Verfahrens (6.15a) bis (6.15c) einfach in die Koeffizientenschreibweise überführen. Die für die Matrixinversion benötigten Koeffizienten sind der besseren Übersicht halber in Klammern gesetzt. Das Adjustment wurde hierbei dem ersten Schritt des Verfahrens hinzugefügt, da die beiden hinteren Schritte als Korrekturschritte für die im ersten Schritt vorgenommene explizite Lösung der Gleichung in y - und z -Richtung zu interpretieren sind.

$$\begin{aligned}
 \text{(I)} \quad \frac{\phi_{i,j,k}^* - \phi_{i,j,k}^n}{\Delta t} &= \langle \partial \phi^* \rangle_x + \langle \partial \phi^n \rangle_y + \langle \partial \phi^n \rangle_z + f \phi^* + R_\phi & (6.21a) \\
 &= (A_{i,j,k}^x) \phi_{i-1,j,k}^* + (B_{i,j,k}^x) \phi_{i,j,k}^* + (C_{i,j,k}^x) \phi_{i+1,j,k}^* \\
 &\quad + (A_{i,j,k}^y) \phi_{i,j-1,k}^n + (B_{i,j,k}^y) \phi_{i,j,k}^n + (C_{i,j,k}^y) \phi_{i,j+1,k}^n \\
 &\quad + (A_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k-1}^n + (B_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k}^n + (C_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k+1}^n \\
 &\quad + f \cdot \phi_{i,j,k}^* + R_\phi
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{(II)} \quad \frac{\phi_{i,j,k}^{**} - \phi_{i,j,k}^*}{\Delta t} &= \langle \partial \phi^{**} \rangle_y - \langle \partial \phi^n \rangle_y & (6.21b) \\
 &= (A_{i,j,k}^y) \phi_{i,j-1,k}^{**} + (B_{i,j,k}^y) \phi_{i,j,k}^{**} + (C_{i,j,k}^y) \phi_{i,j+1,k}^{**} \\
 &\quad - (A_{i,j,k}^y) \phi_{i,j-1,k}^n - (B_{i,j,k}^y) \phi_{i,j,k}^n - (C_{i,j,k}^y) \phi_{i,j+1,k}^n
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{(III)} \quad \frac{\phi_{i,j,k}^{n+1} - \phi_{i,j,k}^{**}}{\Delta t} &= \langle \partial \phi^{n+1} \rangle_z - \langle \partial \phi^n \rangle_z & (6.21c) \\
 &= (A_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k-1}^{n+1} + (B_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k}^{n+1} + (C_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k+1}^{n+1} \\
 &\quad - (A_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k-1}^n - (B_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k}^n - (C_{i,j,k}^z) \phi_{i,j,k+1}^n
 \end{aligned}$$

Durch Umsortieren wie in (6.20) ergeben sich hieraus die benötigten Eingangsgleichungen für das Matrixsystem. Hierbei stehen wiederum die vor der jeweiligen Rechnung bekannten Größen auf der linken Gleichungsseite.

$$(I) \quad \left(A_{i,j,k}^y \right) \phi_{i,j-1,k}^n + \left(A_{i,j,k}^z \right) \phi_{i,j,k-1}^n + \left(B_{i,j,k}^y + B_{i,j,k}^z + \frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,j,k}^n \quad (6.22a)$$

$$+ \left(C_{i,j,k}^y \right) \phi_{i,j+1,k}^n + \left(C_{i,j,k}^z \right) \phi_{i,j,k+1}^n + R_\phi$$

$$= \left(-A_{i,j,k}^x \right) \phi_{i-1,j,k}^* + \left(-B_{i,j,k}^x - f + \frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,j,k}^* + \left(-C_{i,j,k}^x \right) \phi_{i+1,j,k}^*$$

$$(II) \quad \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,j,k}^* - \left(A_{i,j,k}^y \right) \phi_{i,j-1,k}^n - \left(B_{i,j,k}^y \right) \phi_{i,j,k}^n - \left(C_{i,j,k}^y \right) \phi_{i,j+1,k}^n \quad (6.22b)$$

$$= \left(-A_{i,j,k}^y \right) \phi_{i,j-1,k}^{**} + \left(-B_{i,j,k}^y + \frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,j,k}^{**} + \left(-C_{i,j,k}^y \right) \phi_{i,j+1,k}^{**}$$

$$(III) \quad \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,j,k}^{**} - \left(A_{i,j,k}^z \right) \phi_{i,j,k-1}^n - \left(B_{i,j,k}^z \right) \phi_{i,j,k}^n - \left(C_{i,j,k}^z \right) \phi_{i,j,k+1}^n \quad (6.22c)$$

$$= \left(-A_{i,j,k}^z \right) \phi_{i,j,k-1}^{n+1} + \left(-B_{i,j,k}^z + \frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,j,k}^{n+1} + \left(-C_{i,j,k}^z \right) \phi_{i,j,k+1}^{n+1}$$

6.2.3 Korrektur der Advektionsgleichung im nicht-divergenzfreien Windfeld

Die numerische Lösung der Advektionsgleichung in der massenerhaltenden Form, wie sie in diesem Modell Verwendung findet, ist theoretisch nur in einem vollständig divergenzfreien Strömungsfeld zulässig. Existiert in einer Gitterzelle eine Differenz zwischen eintretendem und austretendem Massenstrom, kommt es notwendigerweise zu einer unrealistischen Änderung der transportierten Größe in der betreffenden Zelle. So macht sich eine negative Divergenz (mehr Massenstrom in die Zelle hinein als heraus) in einer physikalisch unbegründeten Akkumulation der betrachteten Größe in der Zelle bemerkbar, während umgekehrt eine positive Divergenz zu einem Abbau führt.

Es wurde bereits in Abschnitt 3.1 erläutert, daß das die im Rahmen dieses Modellverfahrens erzeugten Strömungsfelder meist nur *divergenzarm*, nicht aber *divergenzfrei* sind. Je nach Gitterstruktur und Hinderniskonstellation verbleibt vor allem in der Nähe von Hinderniskanten und im Zentrum von Wirbeln eine nicht zu eliminierende Restdivergenz, die zu Fehlern im Advektionsverfahren führt. Um eine langfristig stabile Lösung der Advektionsgleichung zu erhalten, wird die Differenzgleichung um einen impliziten

Korrekturterm erweitert, der den divergenzverursachten Massenverlust korrigiert.

Im ersten Schritt des ADI Verfahrens werden implizit alle Gitterpunkte in x -Richtung korrigiert:

$$C_{i,j,k}^I = \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k} \cdot \phi_{i,j,k}^*$$

In den ADI-Schritten (II) und (III) erfolgt nochmals eine Korrektur implizit in y - und z - Richtung, wobei hier nur die innerhalb des ADI-Verfahrens berechneten Korrekturen der ϕ - Konzentration berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} C_{i,j,k}^{II} &= \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k} \cdot (\phi_{i,j,k}^{**} - \phi_{i,j,k}^*) \\ C_{i,j,k}^{III} &= \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k} \cdot (\phi_{i,j,k}^{n+1} - \phi_{i,j,k}^{**}) \end{aligned}$$

mit $\operatorname{div} \mathbf{u} = \partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z$.

Die Korrekturterme werden als zusätzliche implizite und explizite Restterme in das ADI-Verfahren eingearbeitet. Die Diskretisierung für den impliziten Anteil lautet für alle drei ADI-Schritte

$$C_{i,j,k}^{I,II,III} \rightarrow f_{i,j,k}^{korr} = \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k} \quad (6.24)$$

Für den expliziten Anteil ergeben sich die Formulierungen

$$R_{i,j,k}^{II} = - \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k} \phi_{i,j,k}^* \quad (6.25a)$$

$$R_{i,j,k}^{III} = - \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k} \phi_{i,j,k}^{**} \quad (6.25b)$$

Da im Upstream-Verfahren der advective Massenfluß zwischen zwei benachbarten Zellen bestimmt wird, kann eine numerisch stabile Korrektur nur für alle Zellen synchron, also implizit erfolgen. Innerhalb des ADI-Verfahrens ist es jedoch notwendig, im ersten Schritt in y - und z -Richtung explizit zu rechnen. Hierdurch gehen die in diese Richtung liegenden Zellen unkorrigiert in die Berechnung ein. Die nachfolgenden Korrekturschritte des Verfahrens können zwar den hierdurch verursachten Fehler bezüglich des Differentialverfahrens korrigieren, nicht aber hinsichtlich der Divergenz-Korrektur.

Die auf den ersten Blick logische Folgerung, die Divergenzkorrektur erst nach dem letzten ADI-Schritt durchzuführen, scheitert, da der lokal verursachte Massenfehler im dritten ADI-Teilschritt sich durch Advektion und Diffusion

bereits auf andere Gitterzellen verteilt hat und nicht mehr reproduzierbar ist.

Durch diese gewissermaßen explizite Korrektur kann der Berechnungsschritt nicht mehr völlig frei gewählt werden. Numerische Experimente haben gezeigt, daß dieses Verfahren bei Zeitschritten $\Delta t \leq 10$ s numerisch stabil bleibt. Der erlaubte Zeitschritt liegt somit trotz dieser Einschränkungen etwa um den Faktor 100 über den erlaubten Zeitschritten eines expliziten Advektionsverfahrens und erscheint, vor allem in Ermangelung eines besseren Ansatzes, als gangbarer Weg, um in der Praxis größere Zeitabschnitte numerisch stabil zu simulieren. Für künftige Modellversionen ist es erstrebenswert, ein besseres Verfahren zur Eliminierung der Restdivergenz außerhalb des ADI-Verfahrens zu finden.

6.2.4 Formulierung der Randbedingungen

Die bisher hergeleiteten gekoppelten Gleichungen lassen sich nur lösen, wenn die Werte an den äußeren Punkten des Rechengebietes jederzeit bekannt sind. Das Rechengebiet selber sei in dieser Darstellung durch das dreidimensionale Gebiet $\Omega [1, I] \times [1, J] \times [0, K]$ definiert, wobei die Randpunkte an den Koordinaten $i, j = 1, k = 0, i = I, j = J$ und $k = K$ liegen. In der praktischen Anwendung können die verschiedenen Raumrichtungen hiervon abweichende Randkoordinaten besitzen. So besitzen die Strömungskomponenten aufgrund des geschachtelten Gitteraufbaus in Richtung ihrer Normalen jeweils einen Prognosepunkt mehr. Dieses ist für die Lösung der Gleichung jedoch unerheblich. Verallgemeinert sei hier wiederum die Raumrichtung i verwendet, wodurch die Randwerte in einer Raumrichtung vereinfacht mit $\phi_{a=0}^i$ und $\phi_{a=A}^i$ mit $A = \{I, J, K\}$ bezeichnet werden können.

Zur Bestimmung der Randwerte in Differentialgleichungssystemen kommen für die Modellierung mikroklimatologischer Prozesse zwei Bedingungen in Betracht:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{a=0;A} &= \alpha_{0;A}^i && \text{Dirichlet'sche Bedingung} \\ \left. \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right|_{a=0;A} &= \Lambda_{0;A}^i && \text{Neumann'sche Bedingung} \end{aligned}$$

Bei der Dirichlet'schen Bedingung wird der Wert der äußeren Punkte über eine zeitliche Funktion aus den Randwerten des vorhergehenden Rechenschrittes bestimmt. Üblicherweise ist $\alpha = 0$, wodurch die Randwerte konstant gehalten werden oder vor der Lösung der Differentialgleichung aktualisiert werden. Die Neumann'sche Bedingung drückt die Randwerte als Funktion des benachbarten inneren Rechenpunktes aus. Hier ist die Null-Gradient Bedingung mit $\Lambda = 0$ eine übliche Formulierung, um offene Modellränder zu simulieren.

Zur Lösung der Gleichungen sind die Randbedingungen ebenfalls in die Faktorenschreibweise zu überführen. Für die Dirichlet'sche Bedingung erhält man:

$$\frac{\phi_{a=0;A}^{n+1} - \phi_{a=0;A}^n}{\Delta t} = \alpha_{0;A}^i \iff \phi_{a=0;A}^{n+1} = \phi_{a=0;A}^n + \alpha_{0;A}^i \Delta t$$

Bei Lösung der Neumann'schen Randbedingungen ist zugunsten der numerischen Stabilität die implizite Integration der Randwertvorgaben in das Gleichungssystem zu wählen. Um die Zahl der Prognosepunkte nicht zu erhöhen, wird die Randbedingung über einseitige Differenzen zwischen dem letzten und vorletzten Punkt approximiert. Die Neumann-Bedingung ist somit zwischen den beiden Randpunkten definiert. Diese Formulierung besitzt nur eine Genauigkeit erster Ordnung im Raum, ist jedoch völlig ausreichend, wenn man sich vor Augen hält, daß die Annahme eines konstanten Gradienten am Modellrand eine eher willkürliche Annahme ist. Für den ersten und letzten Gitterpunkt erhält man somit folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \frac{\phi_{a=1}^{n+1} - \phi_{a=0}^{n+1}}{\Delta_{a=1}^{i-}} &= \Lambda_0^i \iff \phi_{a=0}^{n+1} - \phi_{a=1}^{n+1} = -\Lambda_0^i \Delta_{a=1}^{i-} \\ \frac{\phi_{a=A}^{n+1} - \phi_{a=A-1}^{n+1}}{\Delta_{A-1/2}^{i-}} &= \Lambda_A^i \iff -\phi_{a=A-1}^{n+1} + \phi_{a=A}^{n+1} = \Lambda_A^i \Delta_{A-1/2}^{i-} \end{aligned}$$

Zwischen den Modellrändern und dem ersten Hindernis sind mindestens zwei Gitterzellen freizulassen, um eine sinnvolle Formulierung der Randbedingungen zu ermöglichen. Dieses wird durch die Verwendung der Nesting-Zellen am Rand automatisch sichergestellt, so daß eine Behandlung der Kenngrößen δ_a^ψ am Rand nicht erforderlich ist.

6.2.5 Lösung des Gleichungssystem durch Matrixinversion

Zur numerischen Lösung ist das bisher entwickelte Gleichungssystem in die Vektorschreibweise zu überführen:

$$\mathbf{A} \times \mathbf{x} = \mathbf{y}$$

Hierbei ist \mathbf{A} die sogenannte Koeffizientenmatrix, der Vektor \mathbf{y} enthält die vor dem Rechenschritt bekannten Größen von den linken Seiten der Gleichungen. Der Vektor \mathbf{x} ist der gesuchte Lösungsvektor, der nach der Matrixinversion durch Multiplikation von \mathbf{A} mit \mathbf{y} bestimmt werden kann.

Die Koeffizientenmatrix \mathbf{A} besteht aus $A \times A$ Elementen und enthält, je nach ADI-Schritt, die Koeffizienten des implizit zu lösenden Gleichungsteiles

der zugehörigen faktorisierten Gleichungen (Schritt I: $i = x$ mit Gl. 6.22a, Schritt II: $i = y$ mit Gl. 6.22b, Schritt III: $i = z$ mit Gl. 6.22c)

Stellvertretend für den ersten ADI-Teilschritt (implizit in x -Richtung) ergibt sich folgende Matrix für die inneren Punkte $[2, I - 1]$:

$$\mathbf{A}^I = \begin{bmatrix} (\phi_1^*) & (\phi_2^*) & (\phi_3^*) & (\phi_4^*) & \cdots & (\phi_{I-2}^*) & (\phi_{I-1}^*) & (\phi_I^*) \\ -A_2^x & D_2^x & -C_2^x & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -A_3^x & D_3^x & -C_3^x & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & -A_{I-1}^x & D_{I-1}^x & -C_{I-1}^x \end{bmatrix}_{j,k=const}$$

mit $D_a^x = -B_a^x - f - f^{korr} + 1/\Delta t$

Der Übersicht halber wurden die restlichen Koordinatenbezeichnungen (j, k) hier weggelassen, da sie innerhalb einer Matrix konstant bleiben. Die Koeffizientenmatrix für die Raumrichtung y und z ergeben sich analog hierzu. Die Variable f^{korr} steht für den impliziten Zusatzterm, der aus dem Divergenz-Korrekturverfahren stammt (6.24).

Der Vektor \mathbf{y} unterscheidet sich bei den Einzelschritten des ADI-Verfahrens. Es gelten in den einzelnen ADI-Schritten folgende Zuweisungen:

$$\begin{aligned} \mathbf{y}^I(\phi^n) &= \begin{bmatrix} W_{a=2}^I \\ W_{a=3}^I \\ \vdots \\ W_{a=I-1}^I \end{bmatrix}_{j,k=const} \\ \mathbf{y}^{II}(\phi^n, \phi^*) &= \begin{bmatrix} W_{a=2}^{II} \\ W_{a=3}^{II} \\ \vdots \\ W_{a=J-1}^{II} \end{bmatrix}_{i,k=const} \\ \mathbf{y}^{III}(\phi^n, \phi^{**}) &= \begin{bmatrix} W_{a=1}^{III} \\ W_{a=2}^{III} \\ \vdots \\ W_{a=K-1}^{III} \end{bmatrix}_{i,j=const} \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}
W_{a,j,k}^I &= \left(A_{a,j,k}^y \right) \phi_{a,j-1,k}^n + \left(A_{a,j,k}^z \right) \phi_{a,j,k-1}^n + \left(B_{a,j,k}^y + B_{a,j,k}^z + \frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{a,j,k}^n \\
&\quad + \left(C_{a,j,k}^y \right) \phi_{a,j+1,k}^n + \left(C_{a,j,k}^z \right) \phi_{a,j,k+1}^n + R_\phi(a, j, k) \\
W_{i,a,k}^{II} &= \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,a,k}^* - \left(A_{i,a,k}^y \right) \phi_{i,a-1,k}^n - \left(B_{i,a,k}^y \right) \phi_{i,a,k}^n - \left(C_{i,a,k}^y \right) \phi_{i,a+1,k}^n \\
&\quad + R_{i,a,k}^{II} \\
W_{i,j,a}^{III} &= \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \phi_{i,j,a}^{**} - \left(A_{i,j,a}^z \right) \phi_{i,j,a-1}^n - \left(B_{i,j,a}^z \right) \phi_{i,j,a}^n - \left(C_{i,j,a}^z \right) \phi_{i,j,a+1}^n \\
&\quad + R_{i,j,a}^{III}
\end{aligned}$$

Die Terme R^{II} und R^{III} sind die expliziten Restterme des Divergenz-Korrekturverfahrens (6.25a, 6.25b). Die noch fehlende erste und letzte Zeile des Matrix-Vektorsystems ist je nach gewünschter Randbedingung an den Rändern in der untersuchten Raumrichtung zu wählen.

Für Dirichlet'sche Randbedingungen an beiden Modellrändern erhält man beispielsweise für den ersten ADI Schritt ($i = 1$ und $i = I$):

$$\mathbf{A}^I = \begin{bmatrix} (\phi_1^*) & (\phi_2^*) & (\phi_3^*) & (\phi_4^*) & \cdots & (\phi_{I-2}^*) & (\phi_{I-1}^*) & (\phi_I^*) \\ 1 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}_{j,k=const}$$

und

$$\mathbf{y}^I(\phi^n) = \begin{bmatrix} \phi_1^n + \alpha_1^x \Delta t \\ \vdots \\ \phi_I^n + \alpha_I^x \Delta t \end{bmatrix}_{j,k=const}$$

Die Neumann'schen Randbedingungen erzeugen als Matrix-Vektor-System:

$$\mathbf{A}^I = \begin{bmatrix} (\phi_1^*) & (\phi_2^*) & (\phi_3^*) & (\phi_4^*) & \cdots & (\phi_{I-2}^*) & (\phi_{I-1}^*) & (\phi_I^*) \\ 1 & -1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & -1 & 1 \end{bmatrix}_{j,k=const}$$

und

$$\mathbf{y}^I(\phi^n) = \begin{bmatrix} -\Lambda_1^x \Delta_1^{i+} \\ \vdots \\ \Lambda_I^x \Delta_I^{i-} \end{bmatrix}_{j,k=const}$$

Werden verschiedene Randbedingungen verwendet, so ist eine entsprechende Kombination aus beiden Systemen zu verwenden.

Zur Lösung des Gleichungssystems ist die \mathbf{A} -Matrix zu invertieren, welches aufgrund der tridiagonalen Struktur ohne großen Speicherbedarf möglich ist. Im Modell ENVI-met wird das Verfahren der *LU-Decomposition* mit Rückwärtsersetzung (Press *et al.*, 1990) zur Invertierung der Matrix verwendet. Den gesuchten Lösungsvektor \mathbf{x} erhält man nach der Matrixinvertierung durch die Multiplikation der inversen Matrix $\text{inv } \mathbf{A}$ mit \mathbf{y} :

$$\mathbf{x} = \text{inv } \mathbf{A} \times \mathbf{y}$$

Das komplette ADI-Verfahren stellt sich somit wie folgt dar:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}^* &= \text{inv } \mathbf{A}^I \times \mathbf{y}^I(\phi^n) \\ \mathbf{x}^{**} &= \text{inv } \mathbf{A}^{II} \times \mathbf{y}^{II}(\phi^n, \phi^*) \\ \mathbf{x}^{n+1} &= \text{inv } \mathbf{A}^{III} \times \mathbf{y}^{III}(\phi^n, \phi^{**}) \end{aligned}$$

Der Lösungsvektor \mathbf{x} enthält die gesuchten Zwischenergebnisse bzw. nach dem dritten Schritt die Prognosevariablen der gesuchten Zeitschicht $n + 1$

$$\mathbf{x}^{n+1} = \begin{bmatrix} \phi_0^{n+1} \\ \phi_1^{n+1} \\ \phi_2^{n+1} \\ \vdots \\ \phi_a^{n+1} \end{bmatrix}$$

Mit einer Matrixinversion wird die Lösung synchron für alle Gitterpunkte $[0(1), A]$ in der jeweiligen Rechenrichtung mit den Koordinaten $b = \text{const}$ und $c = \text{const}$ ermittelt, wobei b und c jene verbleibenden Raumkoordinaten sind, für die im jeweiligen Schritt *nicht* implizit gerechnet wird. So wird beispielsweise im ersten Schritt des ADI-Verfahrens implizit in der x -Richtung gerechnet, wodurch die Punkte ($i = [1, I]$, $j = \text{const}$, $k = \text{const}$) synchron berechnet werden. Um die erste Zwischenlösung für *alle* inneren Punkte des System zu erhalten, muß diese Matrixinversion für jedes $j = [2, J - 1]$ und jedes $k = [1, K - 1]$ durchgeführt werden.

Bei den übrigen Raumrichtungen in den ADI-Schritten II und III ist hierzu analog zu verfahren. Die an den Rändern nicht berechneten Werte werden nach dem ADI-Verfahren gemäß der jeweils anzuwendenden Randbedingungen ersetzt.

6.3 Lösung der Filterbedingung des Strömungsmodells

Zur Bestimmung des divergenzarmen Windfeldes ist die Filterbedingung

$$\nabla \mathbf{u} = 0$$

zu beachten. Das im Modell ENVI-met verwendete Splitting-Verfahren berechnet das Windfeld zunächst durch prognostische Lösung der verkürzten Bewegungsgleichungen (3.7a) bis (3.7c) mit dem im vorhergehenden Abschnitt dargestellten ADI-Verfahren. Im Anschluß daran ist zur Korrektur des Strömungsfeldes die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 p' = \frac{\rho_0}{\Delta t} \nabla \mathbf{u}^{aux} \quad (6.26)$$

zu lösen. Hierbei ist \mathbf{u}^{aux} das aus der Lösung der verkürzten Bewegungsgleichungen erhaltene vorläufige Windfeld und p' der dynamische Stördruck. Das neue, divergenzfreiere Windfeld \mathbf{u}^* kann nach der Lösung von (6.26) aus der lokalen Divergenz des Stördruckfeldes bestimmt werden:

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^{aux} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \nabla p' \quad (6.27)$$

Die Bezeichnung *divergenzfreier* deutet bereits an, daß das so ermittelte Windfeld zumeist nicht vollständig divergenzfrei ist, sondern lediglich divergenzfreier als das unkorrigierte Windfeld.

Die Lösung der Poisson-Gleichung kann sowohl direkt als auch iterativ erfolgen. Bei der direkten Lösung wird das dreidimensionale Problem durch Fourier-Transformationen auf ein eindimensionales Problem abgebildet und nach der Lösung wieder zum dreidimensionalen Feld zurück transformiert (vgl. Schumann und Sweet, 1976). In diesem Modell wurde ein weniger aufwendiges iteratives Lösungsverfahren verwendet, das zwar zeitintensiver aber dafür numerisch stabiler ist. Bei diesem Verfahren wird das Druckfeld solange variiert, bis das aus der aktuellen Druckverteilung resultierende korrigierte Windfeld \mathbf{u}^* eine gewisse Restdivergenz unterschreitet. Ist diese Bedingung erfüllt, so wird angenommen:

$$\mathbf{u}^{n+1} \simeq \mathbf{u}^* \quad (6.28)$$

6.3.1 Bestimmung des Stördruckes p'

Für ein gegebenes Strömungsfeld \mathbf{u}^{aux} erhält man das korrespondierende Stördruckfeld p' durch Lösung der elliptischen Poisson-Gleichung (6.26). In Komponentenschreibweise überführt ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p'}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial p'}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p'}{\partial z} \right) = \frac{\rho_0}{\Delta t} \operatorname{div} \mathbf{u}^{aux} \quad (6.29)$$

Die Divergenz des Windfeldes in einer Gitterbox ist:

$$\operatorname{div} \mathbf{u}^{aux} = \left(\frac{\partial u^{aux}}{\partial x} + \frac{\partial v^{aux}}{\partial y} + \frac{\partial w^{aux}}{\partial z} \right) \quad (6.30)$$

Wird die Gitterbox von einem undurchströmbaren Hindernis belegt, entfällt die Bestimmung des Stördrucks.

Zur iterativen Lösung von mehrdimensionalen elliptischen Differentialgleichungen ist das *Simultaneous Over-Relaxation Verfahren* (SOR-Verfahren) ein allgemein akzeptiertes und numerisch effizientes Verfahren (vgl. Wang und Takle, 1995; Eichhorn, 1989; Patrinos und Kistler, 1977).

Bei dem SOR-Verfahren handelt es sich um einen iterativen numerischen Algorithmus, bei dem die in den nächsten Iterationsschritt eingehenden Startwerte aus den Ergebnissen der letzten beiden Iterationsschritte gebildet werden, wobei die Resultate der letzten Iteration stärker gewichtet werden (*over-relaxation*). Hierdurch wird die Zahl der notwendigen Rechenschritte im Verfahren drastisch reduziert.

6.3.1.1 Diskretisierung der Stördruckgleichungen mit dem SOR-Verfahren Die Gleichungen (6.29) und (6.30) lauten in der diskretisierten Form:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta x_i} \left\{ \delta_{i+1,j,k}^0 \frac{p_{i+1,j,k}^{it} - p_{i,j,k}^*}{0.5(\Delta x_i + \Delta x_{i+1})} - \delta_{i-1,j,k}^0 \frac{p_{i,j,k}^* - p_{i-1,j,k}^{it+1}}{0.5(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)} \right\} \\ & + \frac{1}{\Delta y_j} \left\{ \delta_{i,j+1,k}^0 \frac{p_{i,j+1,k}^{it} - p_{i,j,k}^*}{0.5(\Delta y_j + \Delta y_{j+1})} - \delta_{i,j-1,k}^0 \frac{p_{i,j,k}^* - p_{i,j-1,k}^{it+1}}{0.5(\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)} \right\} \\ & + \frac{1}{\Delta z_k} \left\{ \delta_{i,j,k+1}^0 \frac{p_{i,j,k+1}^* - p_{i,j,k}^*}{0.5(\Delta z_k + \Delta z_{k+1})} - \delta_{i,j,k-1}^0 \frac{p_{i,j,k}^* - p_{i,j,k-1}^*}{0.5(\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)} \right\} \\ & = \frac{\rho_0}{\Delta t} \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k}^{aux} \end{aligned} \quad (6.31)$$

mit

$$\operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k}^{aux} = \frac{u_{i+1,j,k}^{aux} - u_{i,j,k}^{aux}}{\Delta x_i} + \frac{v_{i,j+1,k}^{aux} - v_{i,j,k}^{aux}}{\Delta y_j} + \frac{w_{i,j,k+1}^{aux} - w_{i,j,k}^{aux}}{\Delta z_k}$$

Das Superskript „ it “ steht hierbei für die Druckwerte aus dem vorhergehenden Iterationsschritt, während „ $it + 1$ “ für bereits berechnete Druckwerte des aktuellen Zeitschrittes steht. Bei Berechnungen in Richtung der aufsteigenden Gitterpunktkoordinaten liegen als bekannte Werte die in die Rückwärtsdifferenzen eingehenden Punkte sowie die Randwerte vor. Das Konvergenzverhalten des Verfahrens verbessert sich zusätzlich, wenn die Neuberechneten Druckwerte verwendet werden, sobald sie zur Verfügung stehen (*sequentielle Iteration*).

Zur Berechnung der Druckverteilung in z -Richtung wurde die auch in MISKAM (Eichhorn, 1989) verwendete implizite Formulierung der Gleichung verwendet, wodurch die Stördruckwerte einer kompletten vertikalen Luftsäule in einem Schritt bestimmt werden. Die so berechneten Druckwerte p^* sind Zwischenlösungen, die noch mit den Druckwerten des letzten Iterationsschrittes gewichtet werden müssen.

6.3.1.2 Lösung der Poisson-Gleichung Zur Lösung wird die Poisson-Gleichung (6.31) so umgestellt, daß sie mittels Matrixinversion gelöst werden kann. Für innere Punkte ergibt sich:

$$A_{i,j,k}^z p_{i,j,k-1}^* + B_{i,j,k}^z p_{i,j,k}^* + C_{i,j,k}^z p_{i,j,k+1}^* = \quad (6.32)$$

$$-A_{i,j,k}^x p_{i-1,j,k}^{it+1} - C_{i,j,k}^x p_{i+1,j,k}^{it} - A_{i,j,k}^y p_{i,j-1,k}^{it+1} - C_{i,j,k}^y p_{i,j+1,k}^{it} + \frac{\rho_0}{\Delta t} \operatorname{div} \mathbf{u}_{i,j,k}$$

Die Koeffizienten sind :

$$A_a^i = \frac{\delta_{a-1}^c}{0.5\Delta_a^i (\Delta_{a-1}^i + \Delta_a^i)}$$

$$C_a^i = \frac{\delta_{a+1}^c}{0.5\Delta_a^i (\Delta_a^i + \Delta_{a+1}^i)}$$

$$B_{i,j,k}^z = - \left(A_{i,j,k}^x + C_{i,j,k}^x + A_{i,j,k}^y + C_{i,j,k}^y + A_{i,j,k}^z + C_{i,j,k}^z \right)$$

Die Lösung des tridiagonalen Gleichungssystems liefert als Zwischenlösung die vertikale Druckverteilung p^* einer Säule [1..K] über dem Punkt i, j und ist für jeden inneren Gitterpunkt $[2, I-1] \times [2, J-1]$ durchzuführen. Die Werte für die Gitterpunkte an den Seitenrändern werden unter Verwendung der in Abschnitt 6.3.1.3 beschriebenen Randbedingungen nach jedem Iterationsschritt dem inneren Druckfeld angepaßt, während des Iterationsverfahrens selber bleiben sie konstant.

Die Näherungslösung p^{it+1} der Poisson-Gleichung erhält man unter Verwendung des SOR-Verfahrens aus der Zwischenlösung p^* der Matrixinversion und dem Ausgangsfeld p^{it} nach der Rechenvorschrift:

$$p^{it+1} = \omega p^* + (1 - \omega) p^{it} \quad (6.33)$$

Hierbei ist ω der sogenannte *Relaxationsparameter*, der beim SOR-Verfahren im Bereich von $1 < \omega < 2$ liegt. Für $\omega = 1$ ergibt sich das klassische *Gauss-Seidel-Verfahren*, bei dem der Druckwert in jeder Zelle bei jedem Iterationsschritt unabhängig vom vorgehenden Schritt neu berechnet wird. Der optimale Wert von ω hängt von der Gittergeometrie und den verwandten Randbedingungen ab. Eine falsche Wahl des Parameters kann dazu führen, daß das SOR-Verfahren nicht konvergiert und eine Restdivergenz nicht abgebaut werden kann. Allerdings ist ein optimaler Relaxationsparameter, der zu einer asymptotischen Annäherung an die Endlösung führt, nicht notwendigerweise ein optimaler Parameter über das gesamte Iterationsverfahren (Press *et al.*, 1990). Vor allem in den ersten Iterationsschritten kann das Verfahren beschleunigt werden, wenn sich dem optimalen Parameter ω langsam genähert wird und die ersten Iterationsschritte die neue Drucknäherung stärker gewichten als die späteren Schritte (*Chebyshev-Beschleunigung*).

Für ein zweidimensionales Gitter mit einer mittleren Gitterweite $\overline{\Delta x}, \overline{\Delta y}$ und der Gesamtzahl der Gitterpunkte I, J ist zunächst der Spektralradius der Gauss-Seidel Iteration ρ_{Gauss} als Maß für das zu erwartende Konvergenzverhalten des Verfahrens zu bestimmen:

$$\rho_{Gauss} = \left(\frac{\cos \frac{\pi}{I} + \left(\frac{\overline{\Delta x}}{\overline{\Delta y}} \right)^2 + \cos \frac{\pi}{J}}{1 + \left(\frac{\overline{\Delta x}}{\overline{\Delta y}} \right)^2} \right)^2 \quad (6.34)$$

Diese Berechnungsvorschrift kann auch im dreidimensionalen Fall angewendet werden, da die wesentlichen Stördruckgradienten horizontal ausgerichtet sind. Der optimale Relaxationsparameter kann aus dem Spektralradius ermittelt werden:

$$\omega_{opt} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \rho_{Gauss}}} \quad (6.35)$$

Für die Chebyshev-Beschleunigung erfolgt die Berechnung von ω innerhalb des Iterationsverfahrens nach folgendem Schema (Press *et al.*, 1990):

$$\begin{aligned} \omega^{it=0} &= 1 \\ \omega^{it=1} &= 1 / (1 - 0.5\rho_{Gauss}) \\ \omega^{it=1+n} &= 1 / (1 - 0.25\rho_{Gauss} \cdot \omega^{it=n}), \quad n = 1, 2, 3... \\ \omega^{it \rightarrow \infty} &\rightarrow \omega_{opt} \end{aligned}$$

Nach jedem Iterationsschritt wird das Windfeld \mathbf{u}^{aux} mit der aktuellen Näherungslösung p^{it+1} neu korrigiert und die nun vorhandene Restdivergenz in den Gitterboxen bestimmt.

6.3.1.3 Initialisierung und Randbedingungen des Stördruckfeldes

Zum Start der Berechnung wird der Stördruck an allen Gitterpunkten auf Null gesetzt. Durch die Lösung der Poisson-Gleichung entwickelt sich das Stördruckfeld von Iterationsschritt zu Iterationsschritt, wobei nicht die absoluten Beträge von Interesse sind, sondern die horizontalen und vertikalen Gradienten.

In (6.31) treten ebenfalls wieder die Hinderniskenngrößen δ in Erscheinung. Sie sorgen dafür, daß neben festen Hinderniszellen der jeweilige Differenzenquotient verschwindet und die festgelegte Randbedingung

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right|_w = 0$$

in das Gleichungssystem integriert wird.

Für Gitterpunkte, die von Hindernissen belegt sind, entfällt die Bestimmung des Stördruckes. Hier kann ein beliebiger Wert, üblicherweise der Vorgabewert 0, eingesetzt werden, da keine numerische Kopplung mit den Nachbarzellen besteht.

Am Modelloberrand $k = K$ und an der Grenzfläche zum Boden $k = 1$ wurde, wie bei den Hinderniswänden ein Nullgradient des Druckes angenommen:

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial z} \right|_{k=1} = \left. \frac{\partial p'}{\partial z} \right|_{k=K} = 0$$

An den lateralen Modellrändern muß die Randbedingung

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right|_{lateral} = \Lambda$$

erfüllt werden. Für Gitterzellen am Einströmrand wird der Gradient Λ immer gleich Null gesetzt. Am Ausströmrand bietet sich, wie bereits bei der Beschreibung des Strömungsmodells in Abschnitt 3.1.5, S.18 ff. dargestellt, die Möglichkeit, durch geeignete Wahl der Randbedingungen einen möglicherweise entstandenen Massenfehler im Modell zu korrigieren.

Bei der Massenbilanzgleichung an den Ein- und Ausströmrandern werden die Integrale durch Summation über die Randzellen diskretisiert:

$$\begin{aligned}
m_{li} &= \rho_0 \int_0^Y \int_0^Z u(0, y, z) dy dz & (6.36a) \\
&= \rho_0 \sum_{j=2}^{J-1} \sum_{k=2}^{K-1} (u_{2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{re} &= \rho_0 \int_0^Y \int_0^Z u(X, y, z) dy dz & (6.36b) \\
&= \rho_0 \sum_{j=2}^{J-1} \sum_{k=2}^{K-1} (u_{I,j,k} \Delta y_j \Delta z_k)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{vo} &= \rho_0 \int_0^X \int_0^Z v(x, 0, z) dx dz & (6.36c) \\
&= \rho_0 \sum_{i=2}^{I-1} \sum_{k=2}^{K-1} (v_{i,2,k} \Delta x_i \Delta z_k)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{hi} &= \rho_0 \int_0^X \int_0^Z v(x, Y, z) dx dz & (6.36d) \\
&= \rho_0 \sum_{i=2}^{I-1} \sum_{k=2}^{K-1} (v_{i,J,k} \Delta x_i \Delta z_k)
\end{aligned}$$

Analog hierzu erfolgt die Berechnung der Gesamtoberfläche aller Ausströmzellen F_{aus}^Σ :

$$\begin{aligned}
F_{aus}^\Sigma &= \int_0^Y \int_0^Z f^{li}(y, z) dy dz + \int_0^Y \int_0^Z f^{re}(y, z) dy dz + \int_0^X \int_0^Z f^{vo}(x, z) dx dz \\
&\quad + \int_0^X \int_0^Z f^{hi}(x, z) dx dz & (6.37) \\
&= \sum_{j=2}^{J-1} \sum_{k=2}^{K-1} (f_{j,k}^{li} \Delta y_j \Delta z_k) + \sum_{j=2}^{J-1} \sum_{k=2}^{K-1} (f_{j,k}^{re} \Delta y_j \Delta z_k) + \sum_{i=2}^{I-1} \sum_{k=2}^{K-1} (f_{i,k}^{vo} \Delta x_i \Delta z_k) \\
&\quad + \sum_{i=2}^{I-1} \sum_{k=2}^{K-1} (f_{i,k}^{hi} \Delta x_i \Delta z_k)
\end{aligned}$$

Die Funktionen f^{li} , f^{re} , f^{vo} und f^{hi} legen die Ein- und Ausströmzellen fest und sind definiert als:

$$\begin{aligned}
f_{j,k}^{li} &= \begin{cases} -1 & ; \text{wenn } u_{2,j,k} < 0 \\ 0 & ; \text{wenn } u_{2,j,k} \geq 0 \end{cases} & f_{j,k}^{re} &= \begin{cases} 1 & ; \text{wenn } u_{I,j,k} \geq 0 \\ 0 & ; \text{wenn } u_{I,j,k} < 0 \end{cases} \\
f_{i,k}^{vo} &= \begin{cases} -1 & ; \text{wenn } v_{i,2,k} < 0 \\ 0 & ; \text{wenn } v_{i,2,k} \geq 0 \end{cases} & f_{i,k}^{hi} &= \begin{cases} 1 & ; \text{wenn } v_{i,J,k} \geq 0 \\ 0 & ; \text{wenn } v_{i,J,k} < 0 \end{cases}
\end{aligned}$$

Die unterschiedlichen Vorzeichen begründen sich durch die Definition der Strömungsrichtung im kartesischen Koordinatensystem.

Nach Bestimmung von F_{aus}^Σ und m_{err} mit

$$m_{err} = m_{re} - m_{li} + m_{hi} - m_{vo}$$

gilt für die gesuchten Druckgradienten:

$$\Lambda = f_{i/j,k}^{(\dots)} \frac{1}{\Delta t} \frac{m_{err}}{F_{aus}^\Sigma} \Phi_{i,j,k} \quad (6.38)$$

Die Wichtungsfunktion Φ ist:

$$\Phi_{i,j,k} = \frac{F_{aus}^\Sigma / n_{aus}}{F_{aus}(i,j,k)} \quad (6.39)$$

Für die Modellränder ergeben sich unter Berücksichtigung des geschachtelten Gitteraufbaus zusammenfassend die Randbedingungen:

$$\begin{aligned} \text{Rechter Rand:} \quad & \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{i=I} = \Lambda \\ & \frac{p'_{I,j,k} - p'_{I-1,j,k}}{\Delta_{I,j,k}^{x-}} = f_{j,k}^{re} \frac{1}{\Delta t} \frac{m_{err}}{F_{aus}^\Sigma} \Phi_{I,j,k} \\ & p'_{I,j,k} = p'_{I-1,j,k} + f_{j,k}^{re} \frac{1}{\Delta t} \frac{m_{err}}{F_{aus}^\Sigma} \Phi_{I,j,k} \cdot \Delta_{I,j,k}^{x-} \\ \text{Linker Rand:} \quad & \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{i=2} = \Lambda \\ & \frac{p'_{2,j,k} - p'_{1,j,k}}{\Delta_{2,j,k}^{x-}} = f_{j,k}^{li} \frac{1}{\Delta t} \frac{m_{err}}{F_{aus}^\Sigma} \Phi_{2,j,k} \\ & p'_{1,j,k} = p'_{2,j,k} - f_{j,k}^{li} \frac{1}{\Delta t} \frac{m_{err}}{F_{aus}^\Sigma} \Phi_{2,j,k} \cdot \Delta_{2,j,k}^{x-} \end{aligned}$$

Die Randbedingungen für den hinteren und vorderen Modellrand ergeben sich analog hierzu.

6.3.2 Anpassen des Windfeldes an das Druckfeld

Nach der Neuberechnung des Druckfeldes läßt sich eine neue Näherungslösung des Windfeldes für die inneren Gitterpunkte nach (6.27) ermitteln:

$$u_{i,j,k}^* = u_{i,j,k}^{aux} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = u_{i,j,k}^{aux} - \delta_{i,j,k}^x \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{p'_{i,j,k} - p'_{i-1,j,k}}{0.5(\Delta x_i + \Delta x_{i-1})} \quad (6.40a)$$

$$v_{i,j,k}^* = v_{i,j,k}^{aux} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} = v_{i,j,k}^{aux} - \delta_{i,j,k}^y \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{p'_{i,j,k} - p'_{i,j-1,k}}{0.5(\Delta y_j + \Delta y_{j-1})} \quad (6.40b)$$

$$w_{i,j,k}^* = w_{i,j,k}^{aux} - \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} = w_{i,j,k}^{aux} - \delta_{i,j,k}^z \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{p'_{i,j,k} - p'_{i,j,k-1}}{0.5(\Delta z_k + \Delta z_{k-1})} \quad (6.40c)$$

Liegen die Berechnungspunkte auf undurchströmbaren Hindernisflächen erfolgt keine Korrektur der Werte, da diese hier konstant Null sind. An den äußeren Gitterpunkten kann aufgrund der fehlenden Druckwerte das Windfeld nicht korrigiert werden, deshalb werden hier nach Beendigung des SOR-Verfahrens die an den benachbarten inneren Zellen berechneten Strömungskomponenten übernommen.

6.3.3 Ablauf der Windfeldberechnung

Die Prognose des dreidimensionalen Strömungsfeldes erfolgt quasi-prognostisch, d.h. nach einem festgelegten Zeitintervall wird das Windfeld solange integriert, bis sich ein stationärer Zustand einstellt. Das so ermittelte Windfeld ist dann bis zur nächsten Aktualisierung gültig.

Die Berechnung gliedert sich in zwei Schleifen: In der äußeren Schleife wird das Windfeld vorwärts in der Zeit prognostiziert, während in der inneren Schleife das SOR-Verfahren solange iterativ durchgeführt wird, bis eine Restdivergenz im Strömungsfeld unterschritten wurde oder keine Verbesserung des Ergebnisses mehr erreicht werden kann.

Der vollständige Algorithmus läuft wie folgt ab:

1. Berechnung des Hilfsströmungsfeldes \mathbf{u}^{aux} aus dem Startfeld \mathbf{u}^n aus den verkürzten Bewegungsgleichungen mit Hilfe des ADI-Verfahrens
2. Iterationsstart: Anpassen des Stördruckfeldes an das neue Strömungsfeld $p^{it} \rightarrow p^{it+1}$ mittels SOR-Verfahren
3. Berechnen eines korrigierten Strömungsfeldes \mathbf{u}^* aus p^{it+1} durch Einsetzen der berechneten Stördruckwerte in (6.40a) bis (6.40c)
4. Berechnung der maximalen Divergenz des Strömungsfeldes $\nabla \mathbf{u}^*$
5. Überprüfen, ob die Iteration abgebrochen werden kann, ansonsten Wiederholen der Schritte ab (2). Die Schleife wird beendet, wenn

- (a) Die maximale Windfelddivergenz einen Grenzwert unterschreitet:
 $\nabla \mathbf{u}^* < \varepsilon$.
 Der Grenzwert ist dynamisch im Bereich von $10^{-4} \geq \varepsilon \geq 10^{-5}$ definiert.
- (b) Die maximale Veränderung der Druckfeldkorrektur zwischen zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten einen Grenzwert unterschreitet, so daß nicht angenommen werden kann, daß weitere Berechnungen das Ergebnis verbessern können:
 $|(|p^{it-1} - p^{it}| - |p^{it-2} - p^{it-1}|)|_{max} < 10^{-8}$
 (Diese Bedingung geht davon aus, daß sich der Betrag der Druckfeldkorrektur in jedem Schritt stetig ändert, was in der Praxis zutrifft)
- (c) Eine festgelegte Zahl an Iterationsschritten überschritten wird. In diesem Fall wird das Grenzwertkriterium für die erlaubte Restdivergenz mit $\varepsilon^{neu} = 1.25\varepsilon$ gelockert, falls ε den festgelegten Maximalwert von 10^{-4} noch nicht erreicht hat.
6. Übernahme des korrigierten Strömungsfeldes als neues Strömungsfeld
 $\mathbf{u}^* \rightarrow \mathbf{u}^{n+1}$
7. Vergleich des neuen Strömungsfeldes \mathbf{u}^{n+1} mit dem Ausgangsfeld aus dem letzten Zeitschritt. Die Lösung wird als stationär angesehen, wenn die maximale Änderung aller Strömungskomponenten den Betrag von 1 % der geostrophischen Windgeschwindigkeit unterschreitet.
 Ist dieses nicht der Fall, so wird $\mathbf{u}^{n+1} \rightarrow \mathbf{u}^n$ und die Prognose wiederholt sich mit Schritt (1).
8. Das Strömungsfeld ist divergenzarm und stationär und wird bis zur nächsten Aktualisierung konstant gehalten.

6.4 Wahl der Zeitschritte im Modell

Durch die implizite Formulierung der Differenzialgleichungen sind diese Lösungsverfahren im Prinzip unempfindlich gegenüber großen Zeitschritten. Dieses trifft jedoch nicht auf das System zur Prognose der Turbulenz und das Verfahren zur Bestimmung des Strömungsfeldes zu, da hier explizite Kopplungen vorgenommen wurden.

6.4.1 Zeitschritte bei der Turbulenzprognose

Das Turbulenzsystem ist in mehrfacher Hinsicht von expliziten Kopplungen betroffen: Zum einen ist der Betrag der Produktionsterme in beiden

Gleichungen wesentlich vom Austauschkoefizienten K_m abhängig, der seinerseits wieder aus dem Turbulenzfeld berechnet wird. Zum Anderen wurde das nicht-lineare gekoppelte $E - \epsilon$ -System in zwei unabhängige Gleichungen gesplittet und linearisiert. Hierbei tritt vor allem das Problem des *wave folding* (siehe Abschnitt 3.3.3, S.38 f.) auf, durch das unrealistische Wellen im Modell erzeugt werden können.

Es ist unmöglich, exakt die Bedingungen zu spezifizieren, mit denen die Wellenerzeugung verhindert werden kann. Hierzu müßte zu jedem Rechenzeitpunkt eine Fourier-Analyse des gesamten Modellfeldes durchgeführt werden, um alle vorhandenen Frequenzen zu ermitteln. Es hat sich gezeigt, daß die Stabilität des Verfahrens in Verbindung mit dem Upstream-Advektionsschema meist gewährleistet ist, wenn die sogenannte *Courant-Zahl* im Bereich von 0.5 liegt (Pielke, 1984). Die Courant-Zahl C ist im dreidimensionalen System definiert als

$$C = \Delta t \left(\left| \frac{u}{\Delta x} \right|_{max} + \left| \frac{v}{\Delta y} \right|_{max} + \left| \frac{w}{\Delta z} \right|_{max} \right)$$

Für den maximalen Zeitschritt Δt_{max} bei $C = 0.5$ ergibt sich also

$$\Delta t_{max} = \frac{0.5}{\left| u/\Delta x \right|_{max} + \left| v/\Delta y \right|_{max} + \left| w/\Delta z \right|_{max}} \quad (6.41)$$

Allerdings ist dieses Kriterium bei schwachen Windgeschwindigkeiten (unter 1.0 m/s in 10 m Höhe) nicht ausreichend, da hier zu große Zeitschritte erlaubt würden. Liegt die vorgegebene Windgeschwindigkeit unter 1.0 m/s, so wird unabhängig von der Gitterauflösung $\Delta t = 0.1$ s verwendet.

Die minimal zulässige Windgeschwindigkeit liegt, abhängig von der Modellkonfiguration, bei etwa 0.7 bis 0.8 m/s. Unterhalb dieser Geschwindigkeit wird das Turbulenzmodell insgesamt ungültig. Bei großen Gitterpunkten ($\Delta x_i > 10$ m) wird der nach diesem Kriterium zulässige Zeitschritt ebenfalls zu groß, so daß im Modell der maximal zulässige Zeitschritt bei der Lösung des Turbulenzsystems relativ willkürlich auf $\Delta t_{max} = 0.6$ s limitiert wurde.

6.4.2 Zeitschritte bei der Windfeldprognose

Die eigentlichen Strömungsgleichungen wurden implizit diskretisiert und sind somit unempfindlich gegen große Zeitschritte. Als spezielles Problem stellt sich jedoch die Tatsache dar, daß hier das transportierende Medium selber transportiert wird, wodurch die Gefahr zufälliger numerischer Effekte

mit wachsender Zeitschrittgröße ebenfalls wächst. Dieses gilt jedoch nicht für das zur Erhaltung der Divergenzfreiheit verwandte Splitting Verfahren. Durch das relativ feine Rechengitter lassen sich mit dem SOR-Verfahren die hochfrequenten Anteile des Druckfeldes gut berechnen, nicht aber niedrigfrequente Druckwellen. Um diese auch bei großen Zeitschritten erfassen zu können, wäre der Einsatz von *Mehrgitterverfahren* erforderlich (vergl. Griebel *et al.*, 1995).

Wie auch bei der Turbulenzprognose kann die Konvergenz jedoch sichergestellt werden, wenn mit einer Courant-Zahl unter $C = 1$ gerechnet wird. Im Modell wird auch bei der Windfeldprognose mit $C = 0.5$ gerechnet, so daß der maximal zulässige Zeitschritt sich analog zu (6.41) ergibt.

7 Überblick über den Ablauf einer Simulation

7.1 Modulstruktur

Der folgende Ablaufplan gibt eine Übersicht über die Struktur einer vollständigen Simulation mit ENVI-met

1. Allgemeine Vorbereitungen

- (a) Einlesen der Konfigurationsdateien
- (b) Aufbau der Gitterstruktur
- (c) Verbinden der Datenbanken mit dem Modellgebiet
- (d) Vorberechnung konstanter Faktoren

2. Initialisierung

- (a) Initialisieren der vertikalen Ausgangsprofile
- (b) Berechnung des stationären eindimensionalen Randmodells
- (c) Umsetzen der vertikalen Profile auf das dreidimensionale Hauptmodell
- (d) Windfelddiastrophie
- (e) Prognose der stationären $E - \epsilon - K$ -Verteilung (I)
- (f) Prognose des stationären Windfeldes (I)
- (g) Prognose der stationären $E - \epsilon - K$ -Verteilung (II)
- (h) Prognose aller anderen Größen bis zur Stationarität

3. Hauptprognose

- (a) Prognose des eindimensionalen Grenzschichtprofils (alle Prognosegrößen) (Zeitschritt Kat. A)
- (b) Prognose des Temperaturfeldes im Atmosphärenmodell (Zeitschritt Kat. A)
- (c) Prognose des Feuchtefeldes im Atmosphärenmodell (Zeitschritt Kat. A)
- (d) Prognose der Bodentemperatur und Bodenfeuchte (Zeitschritt Kat. A)
- (e) Berechnen der Temperatur und Feuchte der Bodenoberfläche sowie der Wand- und Dachflächen Berechnung der Austauschkoefizienten am Boden (Zeitschritt Kat. B)

- (f) Berechnen der Strahlungsflüsse und Schattengrenzen (Zeitschritt Kat. C)
- (g) Neuberechnung der pflanzenphysiologischen Parameter (Blatttemperatur, Transferwiderstände etc.) (Zeitschritt Kat. D)
- (h) Berechnung des stationären Windfeldes und der Turbulenzverteilung (Zeitschritt Kat. E)
- (i) Ausgabe der Ergebnisse (Zeitschritt Kat. F)

4. Ende der Simulation

7.2 Kurzbeschreibung der einzelnen Schritte

7.2.1 Allgemeine Vorbereitungen

- (a) Die verschiedenen Konfigurationsdateien werden eingelesen und die internen Datenbanken aufgebaut:
- | | |
|-------------|---|
| SOILS.DAT | Datenbank mit verschiedenen Bodenarten |
| PROFILS.TAB | Datenbank mit vertikalen Bodenprofilen |
| PLANTS.DAT | Datenbank für verschiedene Pflanzen |
| <Name>.CNF | Basis-Konfigurationsdatei |
| <Name>.IN | Definition der Hindernisse, Pflanzen und Böden |
| SELECT.VAR | Auswahl der Ausgabevariablen im Atmosphärenmodell |
| PMV.CNF | Konfigurationsdatei für PMV-Wert Berechnung |

(b) Anhand der aktuellen Konfiguration wird die Gitterstruktur aufgebaut.

(c) Die in (a) eingelesenen Datenbanken werden mit der real vorliegenden Konfiguration verbunden. Es wird geprüft, ob für alle im Modell verwendeten Bodentypen und Pflanzen Einträge vorliegen.

(d) Zur Beschleunigung der eigentlichen Rechnung werden eine Reihe von Konstanten vorberechnet. Aufgrund des limitierten Speicherplatzes werden jedoch nur solche Variablen vorberechnet, die sehr häufig im Modell Verwendung finden wie beispielsweise die Konstanten im SOR-Verfahren zur Stördruckberechnung.

7.2.2 Initialisierung

(a) Aus den Konfigurationsvorgaben werden einfache lineare bzw. im Fall des Windes logarithmische Ausgangsprofile berechnet.

- (b) Die Ausgangsprofile werden bei konstanten Randbedingungen bis zum quasi-stationären Zustand integriert.
- (c) Die in (b) berechneten vertikalen Profile werden auf das dreidimensionale Modell übertragen.
- (d) Die Windgeschwindigkeit wird an den undurchströmbaren Hindernisflächen in drei Stufen (100%, 50% und 0% der ungestörten Windgeschwindigkeit) abgebremst und ein neues resultierendes Windfeld wird berechnet. Hierdurch ist sichergestellt, daß immer ein divergenzarmes Strömungsfeld zur Verfügung steht. Die Austauschkoeffizienten stammen aus dem eindimensionalen Modell und berücksichtigen noch nicht die reale Hinderniskonfiguration.
- (e) Aus dem ersten stationären Windfeld mit Hindernissen nach (d) wird das erste stationäre Turbulenzfeld mit den zugehörigen Austauschkoeffizienten berechnet.
- (f) Mit den neu berechneten Austauschkoeffizienten wird ein neues stationäres Windfeld berechnet. Hierbei wird das Windfeld über 10 Sekunden Modellzeit integriert, um eine realistische Ausgangsverteilung der Wirbel zu erhalten, die sich meist erst nach einigen Sekunden Simulationszeit entwickeln.
- (g) Anhand des neuen Strömungsfeldes erfolgt eine Neuberechnung der Turbulenzverteilung.
- (h) Alle übrigen Prognosevariablen werden integriert, bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Danach beginnt die eigentliche instationäre Rechnung.

7.2.3 Hauptprognose

Die Berechnungen in der Hauptprognoseschleife des Modells erfolgen in verschiedenen Zeitintervallen. Die kleinste Zeitaufösung im Modell beträgt 10 Sekunden und entspricht der Zeitschrittategorie A. Die übrigen Kategorien B bis F können frei definiert werden, müssen aber ein Vielfaches von 10 Sekunden sein.

- (a) Die Oberflächenwerte für das eindimensionale Randmodell werden aus den zuständigen Randzellen ermittelt und das Grenzschichtprofil aktualisiert.
- (b),(c) und (d) Prognose der Temperatur- und Feuchteverteilung in der Atmosphäre und im Boden unter Verwendung der aktuell gültigen Randbedingungen.

(e) Die Oberflächentemperatur- und feuchte wird an allen Gitterpunkten anhand der aktuellen Rahmenbedingungen berechnet. Hierzu zählen auch die Oberflächentemperaturen der Wand- und Dachflächen im Modell. Die Werte bleiben bis zur erneuten Aktualisierung konstant und werden als Randbedingungen in den weiteren Berechnungen verwendet.

(f) In Abhängigkeit von der Tageszeit werden die Schattengrenzen neu berechnet. Außerdem werden alle globalen Strahlungsflüsse, wie beispielsweise die mittlere langwellige Strahlung von den Fassaden, aktualisiert.

(g) Der Zustand der verschiedenen Pflanzen im Modell wird aktualisiert. Hierzu gehören neben der Neuberechnung der Blattoberflächentemperaturen auch die Bestimmung der aerodynamischen und stomataren Widerstände, auf deren Basis die lokalen Quellen/Senken für Wärme und Wasserdampf berechnet werden.

(h) Die eigentliche Windfeld- und Turbulenzberechnung erfolgt quasi-prognostisch. Das Windfeld wird solange neu berechnet, bis die maximale Änderung zwischen den Zeitschritten weniger als 1 % der geostrophischen Windgeschwindigkeit beträgt. Ebenso wird die Turbulenzverteilung aktualisiert. Wie bereits in den jeweiligen Kapiteln beschrieben wurde, wird bei der Windfeld- und Turbulenzprognose ein wesentlich kleinerer Zeitschritt verwendet als im übrigen Modell.

(i) Der aktuelle Zustand der verschiedenen Teilmodelle wird gespeichert. Für die Atmosphäre kann die Zahl der ausgegebenen Variablen über die Steuerdatei `SELECT.VAR` selektiert werden. Für das Bodenmodell und die Bodengrenzfläche ist aufgrund der wesentlich geringeren Datenmenge diese Option nicht vorgesehen.

ENVI-met erzeugt folgende Dateien

<code><xx>_AT_<Zeit>.EDI/.EDT</code>	Zustand der Atmosphäre
<code><xx>_SO_<Zeit>.EDI/.EDT</code>	Zustand des Bodens
<code><xx>_FX_<Zeit>.EDI/.EDT</code>	Zustand der Bodengrenzfläche, Flüsse
<code><xx>1D.DAT</code>	Protokoll 1D-Randmodell
P <code><x,y> <xx>.1D</code>	Protokoll Überwachungspunkt x,y

`<xx>` steht für die in der Konfigurationsdatei festgelegte Simulationsbezeichnung, `<Zeit>` ist die jeweilige Modellzeit, zu der die Datei erzeugt wurde. Die Protokolldatei für einen Überwachungspunkt wird nur angelegt, wenn diese Option in der Konfigurationsdatei ausgewählt wurde. Eine nähere Beschreibung der Dateien ist in der Online-Dokumentation zum Modell

auf der CD zu finden.

7.2.4 Ende der Simulation

Das Ende der instationären Simulation ist erreicht, wenn der in der Konfigurationsdatei (.CNF) festgelegte Zeitpunkt erreicht wurde. Die während der Modellsimulation ausgegebenen Mitteilungen werden in der Datei <xx>.LOG gespeichert.

8 Darstellung und Diskussion ausgewählter Simulationsergebnisse

In diesem Kapitel sind einige ausgewählte Simulationsergebnisse zusammengestellt. Die Komplexität des Modells läßt eine Betrachtung aller berechneten Modellgrößen und Prozesse nicht zu, so daß sich hier im wesentlichen auf die Parameter Windfeld, Temperatur, Feuchte und Turbulenz beschränkt wurde. Aus der Verteilung dieser Größen können Rückschlüsse auf die Dynamik der übrigen Parameter und der zugrundeliegenden Prozesse gezogen werden.

Ein Vergleich numerischer Modelle untereinander ist nur dann sinnvoll, wenn die zugrundeliegenden physikalischen Gleichungen und vorgenommenen Vereinfachungen vergleichbar sind. Zur Zeit existiert kein anderes numerisches Modell, mit dem das Mikroklima in Städten als gekoppeltes prognostisches System simuliert werden kann, wodurch eine Vergleichbarkeit möglich wäre. Der Modellvergleich muß sich somit auf einen Vergleich der von ENVIMET berechneten Strömungsfelder mit den Windfeldern aus dem mikroskaligen Strömungsmodell MISKAM (Eichhorn, 1989) beschränken. Die weiteren Modellergebnisse können lediglich dahingehend bewertet werden, ob sie plausibel sind und innerhalb des Modells ein konsistentes Verhalten aufweisen.

In diesem Kapitel werden verschiedene Modellergebnisse anhand von vier Fallstudien unterschiedlicher Komplexität vorgestellt:

- A: Modifikation des Wind- und Temperaturfeldes durch ein Einzelgebäude
- B: Auswirkung der Begrünung einer Straßenschlucht auf das Mikro- und Bioklima
- C: Vergleich der Umströmung eines Einzelgebäudes mit Simulationsergebnissen aus dem Modell MISKAM
- D: Veränderung des kleinräumigen Klimas durch die Errichtung einer kleinen Parkanlage innerhalb eines dicht bebauten Stadtteiles

8.1 Allgemeine Vorbemerkungen

In Tabelle 7 sind die Modellrahmenbedingungen zusammengestellt, die in den vier Simulationsbeispielen verwendet wurden.

Um die Interpretation der Ergebnisse zu vereinfachen, wurden nur drei verschiedene Oberflächen- und Bodentypen verwendet: Für unversiegelte Flächen wurde der Typ „*Lehmboden*“ verwendet, bei versiegelten Flächen

Tabelle 7: Eingabeparameter für die Beispielsimulationen

Parameter		Wert
Geographische Position		
	Längengrad	7.50 ° E (Bochum)
	Breitengrad	53.00 ° N
	Bezugsgrad Zeitzone	15.00 ° E
Simulationszeitraum		
	Startdatum	23.06.98
	Startzeit	A: 01:00 MEZ, sonst 06:00 MEZ
	Simulationsdauer	A, B: 48.00 h, C: 10.68 s D: 24.00 h
Aktualisierungsintervalle		
	Oberflächendaten	60 s
	Windfeld	1800 s
	Strahlung / Schatten	900 s
	Pflanzendaten	1800 s
Modellrandbedingungen		
Atmosphäre	Windgeschwindigkeit in 10 m	3 ms^{-1}
	Anströmungsrichtung	verschieden
	Starttemperatur Atmosphäre	293 K
	Potentielle Temperatur in 2500 m	293 K
	Spezifische Feuchte in 2500 m	7 kg^{-1}
	Relative Feuchte in 2m	50 %
	Mesoskaliges z_0 am Einströmrand	0.01 m
	Schließung Einströmrand	$E - \epsilon$ -Modell
Boden	Bodentyp Nestingzellen	A, B und C: Lehm/Lehm D: Lehm/Asphalt
	Starttemperatur Boden	293 K
Gebäude	Startwert relative Feuchte	A: 30 %, sonst: 70 %
	Innentemperatur	293 K
	K-Wert Wände	1.94 $Wm^{-2}K^{-1}$
	K-Wert Dächer	6.0 $Wm^{-2}K^{-1}$
	Albedo Wände	0.2
	Albedo Dächer	0.3
Gitterauflösung		
	Beispiel A,B,C	2 x 2 x 2 m
	Beispiel D	5 x 5 x 5 m

wurde zwischen einer „*Asphaltstraße mit Basalt*“ und den „*Bürgersteigen*“ aus Zementbeton unterschieden. Der genaue Aufbau der Bodenprofile ist in Tabelle 8 zusammengestellt. Alle Zeitangaben beziehen sich auf die Mitteleuropäische Zeitzone (MEZ).

Alle Modelle sind eingenordet, so daß die positive y -Achse nach Norden, und die positive x -Achse nach Osten zeigt. Die 3D-Abbildungen sollen das Modellgebiet visualisieren und sind überhöht dargestellt. Die genauen Abmessungen gehen aus dem Text hervor und sind den zweidimensionalen Schnitten zu entnehmen.

Alle Darstellungen der Modellergebnisse wurden mit der WINDOWS Software LEONARDO erstellt, die vom Autor im Rahmen der Dissertation entwickelt wurde. LEONARDO erlaubt einen interaktiven Zugriff auf die ENVI-met Ergebnisdateien und die Erstellung von komplexen Abbildungen am Bildschirm.

Tabelle 8: In den Beispielen verwendete Bodentypen und -profile

Tiefe (m)	Lehmboden	Asphaltstraße	Bürgersteig
-0.015	sandiger Lehm	Asphalt mit Basalt	Zementbeton
-0.025	↓	↓	↓
-0.035	↓	↓	↓
-0.045	↓	↓	↓
-0.055	↓	↓	Sand
-0.070	↓	↓	Lehm
-0.090	↓	↓	↓
-0.150	↓	↓	↓
-0.250	↓	↓	↓
-0.350	↓	Lehm	↓
-0.450	↓	↓	↓
-0.750	↓	↓	↓
-1.250	↓	↓	↓
-1.750	↓	↓	↓
Rauhigkeitslänge z_0	0.015	0.005	0.005
Albedo a	berechnet	0.20	0.35
Emissivität ε_s	0.90	0.90	0.88

8.2 Beispiel A: Einzelhaus mit Baumreihe

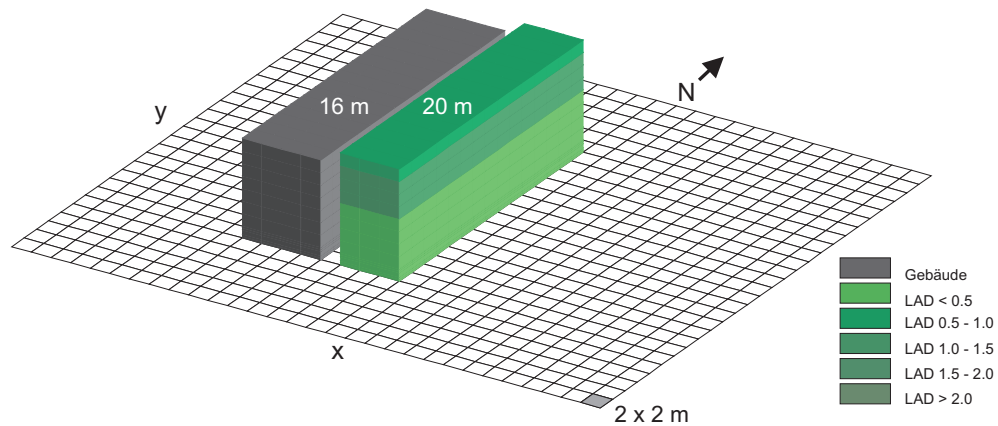


Abbildung 5: 3D-Ansicht der Modellkonfiguration für Beispiel A. Angabe der Blattflächendichten LAD in m^2m^{-3}

Anhand eines relativ einfachen Beispiels (siehe Abbildung 5) soll zunächst die grundsätzliche Modelldynamik von ENVI-met dargestellt werden.

Die Ausgangskonfiguration besteht aus einem äquidistanten Gitter mit $30 \times 27 \times 25$ Zellen bei einer Gittergröße von $2 \times 2 \times 2$ m. An den Modellrändern wurden jeweils 3 Reihen Nesting-Zellen mit den nach außen zunehmenden Gitterweiten $\Delta xy = 4, 6$ und 8 m eingerichtet, zudem wurde die unterste Gitterzelle von ENVI-met automatisch in fünf Teilzellen mit $\Delta z_s = 0.4$ m unterteilt. Hieraus resultieren insgesamt $36 \times 33 \times 29$ Gitterzellen. Die Höhe des Gebäudes beträgt 16 m, die Höhe der Bäume 20 m. Als Baumtyp wurde „Dichter Laubbaum mit klar abgegrenztem Kronendach“ (Typ „T3“, vgl. Tabelle 5, S. 79) verwendet.

Um die Zahl der beeinflussenden Faktoren zu reduzieren, wurde in diesem Beispiel ausschließlich ein unversiegelter Lehmboden verwendet. Die Bodenfeuchte wurde mit 30% recht gering angesetzt, wodurch der latente Wärmestrom von der Bodenoberfläche gering bleibt und sich die Unterschiede zwischen besonnten und beschatteten Oberflächen stärker ausbilden können.

Tafel 1 zeigt die Verteilung der Oberflächen- und Lufttemperaturen sowie die Struktur des Windfeldes zu verschiedenen Tageszeiten (09:00, 13:00, 17:00 und 03:00 Uhr).

Die Temperaturen sind als Differenz zur Referenztemperatur des eindimensionalen Randmodells am Einströmrand in der entsprechenden Höhe dargestellt: positive Werte bedeuten höhere Temperaturen als im ungestörten Zustand, negative Werte zeigen eine geringere Temperatur an. Durch diese

Darstellungsform wird die für den ungestörten Einströmrand angenommene vertikale Temperaturschichtung aus Modelldaten entfernt, so daß die verbleibenden Temperaturdifferenzen ausschließlich durch die im Modellgebiet entstandenen Störungen verursacht werden.

Das Modellgebiet wurde von der rechten Seite (Osten, 90°) angeströmt, so daß sich Um- und Überströmungseffekte gut ausbilden können.

8.2.1 Struktur des Strömungsfeldes

Die Struktur des Strömungsfeldes wird durch die Um- und Überströmung des Gebäudes bestimmt. Im Horizontalschnitt sind die beiden symmetrischen, in entgegengesetzter Richtung rotierenden Leewirbel zu erkennen, die den Rückströmungsbereich vom Gebäude bis zum linken Modellrand bestimmen. Im Vertikalschnitt erkennt man in diesem Bereich den korrespondierenden vertikalen Nachlaufwirbel mit einer aufwärtsgerichteten Vertikalkomponente an der westlichen Häuserfassade und einer entgegengesetzten horizontalen u -Strömungskomponente. Der Punkt, an dem die Strömung wieder die ursprüngliche horizontale Richtung annimmt (sich „*wiederanlegt*“) liegt außerhalb des dargestellten Modellgebietes.

Im Luvbereich ist der typische Fußwirbel am Gebäude mit seiner abwärtsgerichteten Vertikalkomponente zu erkennen. Ungefähr in halber Gebäudehöhe befindet sich der Staupunkt, oberhalb dessen das Gebäude überströmt wird.

An den Gebäudekanten kommt es zu einer lokalen Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit, während der luvseitige gebäudenaher Bereich (ca. 10 m), bedingt durch den entstehenden Staudruck, durch eine stark reduzierte Wingschwindigkeit charakterisiert ist.

Die aktuelle Version von ENVI-met läßt keine Veränderungen der Randwerte der Windgeschwindigkeit während des Simulationslaufes zu. Die Unterschiede zwischen dem Windfeld während des Tages und in der Nacht werden somit ausschließlich durch die unterschiedlichen thermischen Verhältnisse bestimmt und sind bei der vorherrschenden turbulenten Strömung sehr gering und in den Abbildungen nicht erkennbar.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Struktur des Strömungsfeldes alle wesentlichen Merkmale aufweist, die bei der Umströmung eines Einzelgebäudes zu erwarten sind (vergl. z.B. Plate, 1982). Ein genauer Vergleich der Simulationsergebnisse mit einem anderen Strömungsmodell (MISKAM) erfolgt in Abschnitt 8.5.

8.2.2 Verteilung der Oberflächentemperaturen

Als Bodenmaterial wurde in diesem Beispiel für alle Gitterpunkte einheitlich ein Lehmboden verwendet, so daß die räumliche Verteilung der Oberflächentemperaturen nur durch die lokale Strahlungsbilanz und den turbulenten Wärmeübergang zwischen der Luft und dem Boden, nicht aber durch verschiedenen Materialeigenschaften bestimmt wird.

Die Abschattung durch das Gebäude und die Bäume ist während der Tagesstunden der maßgebliche Faktor in der Energiebilanz der Oberflächen. Die höchsten Temperaturdifferenzen zwischen beschatteten und unbeschatteten Flächen sind naturgemäß kurz nach Sonnenhöchststand zu finden. Die hier dargestellten Werte um 13:00 Uhr zeigen eine maximale Differenz von -10 K. In den Morgen- und Nachmittagsstunden sind die Temperaturdifferenzen geringer und liegen um 09:00 Uhr bei ca. -8 K und um 17:00 Uhr bei etwa -5 K. Vernachlässigt man bei dieser Betrachtung die Auswirkungen des Temperaturgradienten zwischen der Oberfläche und den auflagernden Luftschichten auf den turbulenten Wärmeübergangskoeffizienten, so ist die Wärmeaustauschfähigkeit einer Oberfläche proportional zur lokalen Windgeschwindigkeit. Die Verteilung der Oberflächentemperaturen wird somit nicht nur durch die unterschiedliche Abschattung und die Abschattungsdauer beeinflusst, sondern auch durch die Windgeschwindigkeit über der Fläche. Hierdurch entstehen die in der Abbildung neben dem Schatteneffekt zu beobachtenden Differenzierungen in der Temperaturverteilung. Das Strömungsfeld in der untersten Rechenschicht direkt über der Oberfläche ist hier nicht gesondert dargestellt, da die Verteilung der Windgeschwindigkeit qualitativ dem dargestellten Strömungsfeld in 1.8 m Höhe entspricht.

Während der Nachtstunden bestimmt neben dem sensiblen Wärmeübergang die langwellige Strahlungsbilanz die Verteilung der Oberflächentemperaturen. Mit Ausnahme jener Oberflächenpunkte, die direkt unterhalb der Vegetation liegen und somit in den Genuß erhöhter abwärtsgerichteter langwelliger Strahlung kommen, läßt sich die Verteilung der nächtlichen Oberflächentemperaturen im wesentlichen mit der Verteilung der Windgeschwindigkeit erklären. Eine Veränderung der Strahlungsbilanz durch das Gebäude läßt sich in den Oberflächentemperaturen nicht erkennen.

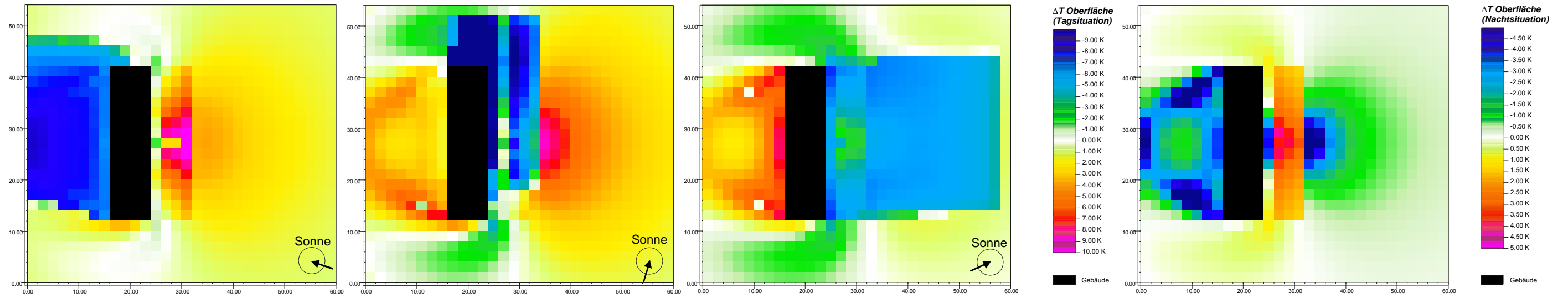
8.2.3 Verteilung der Lufttemperatur

Lokale Variationen der Lufttemperatur können durch zwei verschiedene Effekte hervorgerufen werden: Einerseits können lokale Wärmequellen bzw. -senken zu einer direkten Veränderung der Luft führen, wie es z.B. an Vegetationselementen der Fall ist. Andererseits kann es durch vertikale Luftbewegungen, z.B. in Wirbeln, zu einem advektiven Transport von Luftpunkten

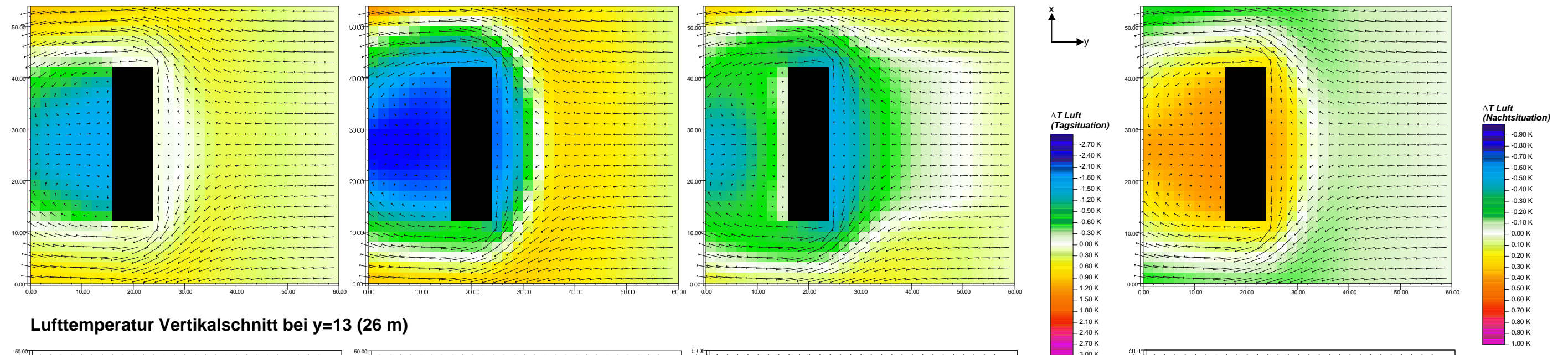
Tafel 1 Relative Temperaturverteilungen und Windfeld am 2. Simulationstag (24./25. Juni)

Referenztemperatur: Einströmrand, Koordinatenangaben in Metern

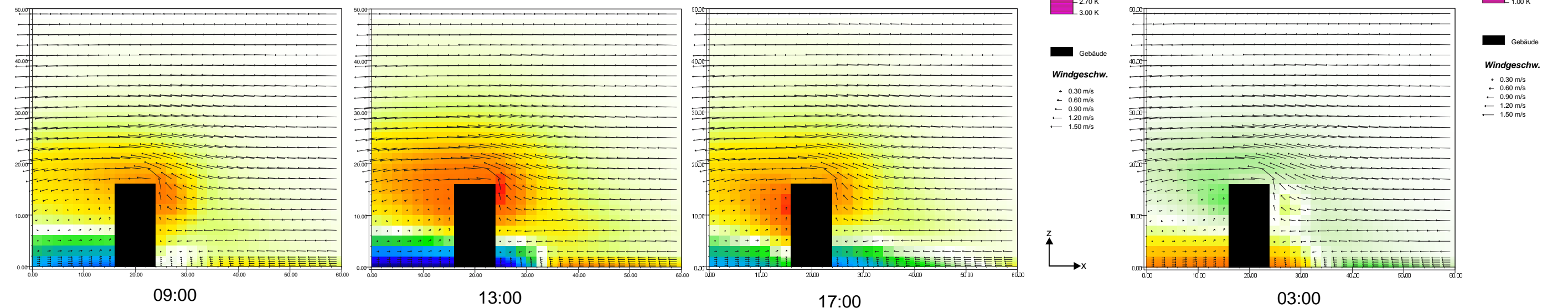
Oberflächentemperaturen



Lufttemperatur Horizontalschnitt bei z= 4 (1.8 m)



Lufttemperatur Vertikalschnitt bei y=13 (26 m)



in unterschiedlich temperierte Luftschichten kommen. So macht sich bei einer labilen Schichtung beispielsweise ein abwärts gerichteter Transport von Luftpaketen durch eine Verringerung der Lufttemperatur in den tiefer liegenden Luftschichten bemerkbar. Umgekehrt führt ein abwärtsgerichteter Transport bei stabiler Schichtung zu einer Erhöhung der Lufttemperatur in den tieferen Schichten.

Die horizontale Verteilung der Lufttemperatur zeigt in den Morgenstunden ein Minimum (ca. -0.5 K) auf der Leeseite des Gebäudes, die zu diesem Zeitpunkt beschattet ist. Im Vertikalschnitt zeigt sich ein lokales Temperaturmaximum im Bereich der ost-exponierten Fassadenfläche sowie im oberen Bereich des Kronenraumes der Bäume. Die Wärmefahne des Gebäudes ist noch schwach ausgebildet und erklärt sich zu großen Teilen aus der erzwungenen Überströmung des Gebäudes, wodurch, wie oben schon angesprochen, wärmere Luftpakete aus tieferliegenden Luftschichten angehoben werden.

Da es sich bei ENVI-met um ein instationäres Modell handelt, kann die Luft beim Überströmen wärmerer Oberflächen weitere Wärmeenergie aufnehmen, so daß auch im ungestörten Fall während der Sonneneinstrahlung tendenziell eine Temperaturzunahme der Luft in Strömungsrichtung zu beobachten ist.

Zur Mittagszeit sind erwartungsgemäß die größten Unterschiede in der Lufttemperatur zu beobachten. Das Minimum der Temperatur (-3 K) fällt zu dieser Zeit jedoch nicht mit dem durch den Schatten verursachten Minimum der Oberflächentemperaturen zusammen, sondern befindet sich im Bereich der Leewirbel des Gebäudes. Hier sorgt die vertikale Einmischung kühlerer Luft aus den höheren Luftschichten für eine Reduzierung der bodennahen Lufttemperaturen. Zudem ist im Leebereich durch die geringere Geschwindigkeit beim Überströmen der Bodenoberfläche der Transfer sensibler Wärme von der warmen Oberfläche in die Luft geringer, so daß eine Wiedererwärmung der Luft an der sonnenbeschienenen Oberfläche verzögert wird. Die Auswirkungen des Schattens vom Gebäude und der Vegetation lassen sich nur durch eine leichte Asymmetrie in der leeseitigen Temperaturverteilung im ansonsten symmetrischen Strömungsfeld erkennen.

In den Nachmittagsstunden wird die windgeschützte Seite des Gebäudes von der Sonne beschienen. Hier reicht die Erwärmung der Oberfläche jedoch nicht aus, um den Abwärtstransport kühlerer Luft im Leewirbel zu kompensieren. Die Luft ist sowohl auf der windzugewandten, beschatteten als auch auf der windgeschützten, besonnten Seite kühler als am Einströmrand.

Während der Nacht ist die Lufttemperatur in der Umgebung des Gebäudes etwas wärmer als die Referenztemperatur. Da die Verteilung der Oberflächentemperaturen bis auf den Bereich unterhalb der Baumreihe keine wärmeren Bereiche anzeigt, ist davon auszugehen, daß hier vor allem wieder der im Leebereich des Gebäudes anzutreffende vertikale Wirbel durch die Einmischung wärmerer Luft aus höheren Luftschichten (stabile Schich-

tung) als maßgebliche Kraft bei der Entstehung des Verteilungsmusters der Lufttemperaturen anzusehen ist.

In den Vertikalschnitten lassen sich zusätzlich die Energieaustauschprozesse am Gebäude und an der Vegetation erkennen: Je nach Sonnenstand befindet sich ein lokales Maximum der Lufttemperatur im Bereich der östlichen Fassade (Morgens), der Dachfläche (Mittags) oder an der westlichen Fassade (Nachmittags). Während der Nachtstunden ist die Dachfläche relativ kühl und führt so zu einer leichten Abkühlung der Luftschichten im Dachniveau.

Der Energieumsatz im Kronenraum der Bäume führt zu einer Blattflächentemperatur, die etwas höher ist als die umgebende Lufttemperatur, so daß beim Durchströmen des Blattwerkes eine leichte Erwärmung der Luft zu verzeichnen ist. Durch die sehr geringe Bodenfeuchte in diesem Beispiel steht den Bäumen nur wenig Wasser zur Verdunstung zur Verfügung, wodurch die Blattertemperaturen relativ hohe Werte erreichen können. Steht hingegen, wie im nächsten Beispiel gezeigt, ausreichend Wasser zur Transpiration zur Verfügung, kann die Temperatur der Blattoberflächen auch geringer sein als die Lufttemperatur.

8.2.4 Verteilung der Turbulenzenergie

Tafel 2 zeigt die horizontale und vertikale Verteilung der Turbulenzgrößen E , ϵ und K_m um 13:00 Uhr am 2. Simulationstag (24.Juni).

Auf die Darstellung der Windvektoren wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet, die Strömungsverhältnisse entsprechen den in Tafel 1 gezeigten Abbildungen.

Im ungestörten Fall (Einströmverhältnisse am rechten Rand) wird die Verteilung der Turbulenzenergie und der Dissipationsrate durch die vertikale Windscherung bestimmt. Der Gradient beider Größen ist naturgemäß in direkter Bodennähe am größten. Das in diesen Beispielen zu beobachtende vertikale Profil des turbulenten Austauschkoefizienten K_m entspricht dem logarithmischen Grenzschichtansatz

$$K_m(z) = \frac{\kappa^2 \cdot \mathbf{u}_r \cdot z}{\ln(z_r/z_0)} \Phi_h$$

wobei sich für $\mathbf{u}_r=3 \text{ ms}^{-1}$ in $z_r=10 \text{ m}$ und $z_0=0.01 \text{ m}$ für die dargestellte Mittagssituation mit labiler Schichtung in Bodennähe ein thermischer Skalierungsfaktor von $\Phi_h \simeq 1.29$ ergibt.

Durch die Scherung des Windes an dem Gebäude verändert sich die horizontale und vertikale Verteilung der Turbulenz, wobei aufgrund der höheren Windgeschwindigkeit an der Dachfläche die Turbulenzproduktion durch

Scherkräfte am größten ist. Hier befindet sich zwar auch die höchste Dissipationsrate, aber das Produktions-Dissipations-Budget ist stark zu gunsten der Turbulenzproduktion verschoben, so daß die erzeugten Turbulenzwirbel advektiv mit der Windströmung transportiert werden und für eine deutlich ausgeprägte Turbulenzfahne im Leebereich des Gebäudes sorgen. Die geometrische Gestalt dieses Bereiches erhöhter Turbulenz wird durch die horizontalen und vertikalen Leewirbel hinter dem Gebäude geformt. Die Turbulenzproduktion durch Windscherung an den vertikalen Gebäudekanten ist im dargestellten 1.8 m Niveau aufgrund der niedrigeren Windgeschwindigkeiten deutlich geringer als an der Dachfläche.

In den Luftschichten oberhalb des Gebäudes kommt es zu einer Anhebung des am Einströmrand zu beobachtenden logarithmischen Grundprofils der Austauschkoeffizienten. Dieses ist im wesentlichen durch die erzwungene Überströmung des Gebäudes zu erklären, wodurch sich die bodennahe Grenzschicht in zwei turbulente Zonen differenziert. Hiervon wird die eine unmittelbar durch das Gebäude bestimmt, während die andere, etwas höherliegende, der nach oben versetzten und gestauchten Turbulenzschichtung vom Einströmrand entspricht. Im Übergangsbereich zwischen beiden Zonen existiert ein Bereich mit reduzierter Turbulenz (in der Abbildung unten rechts mit „TR“ bezeichnet).

Abbildung 6 zeigt die vertikale Verteilung des Austauschkoeffizienten K_m während der Nacht (03:00 Uhr). Da in der aktuellen Modellversion das Windfeld nur geringe Unterschiede zwischen der Tag- und der Nachtsituation aufweist, sind die Veränderungen in der Verteilung des Austauschkoeffizienten auf thermische Effekte zurückzuführen. Die generelle Struktur der Turbulenzverteilung entspricht somit der Tagsituation, die absoluten Werte der Koeffizienten sind jedoch bis zu 50 % geringer.

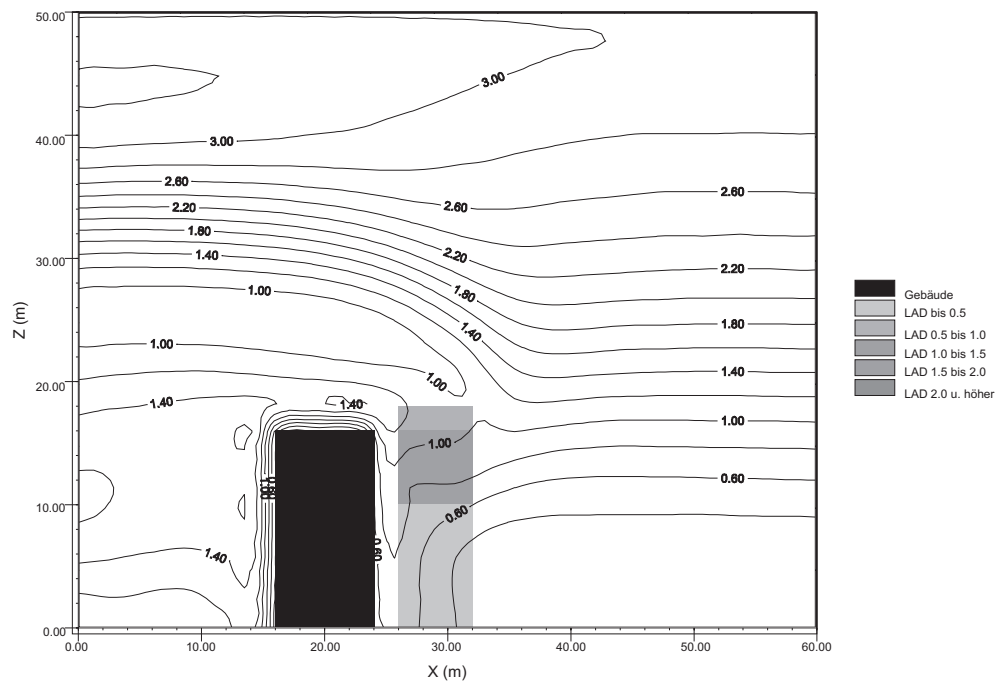
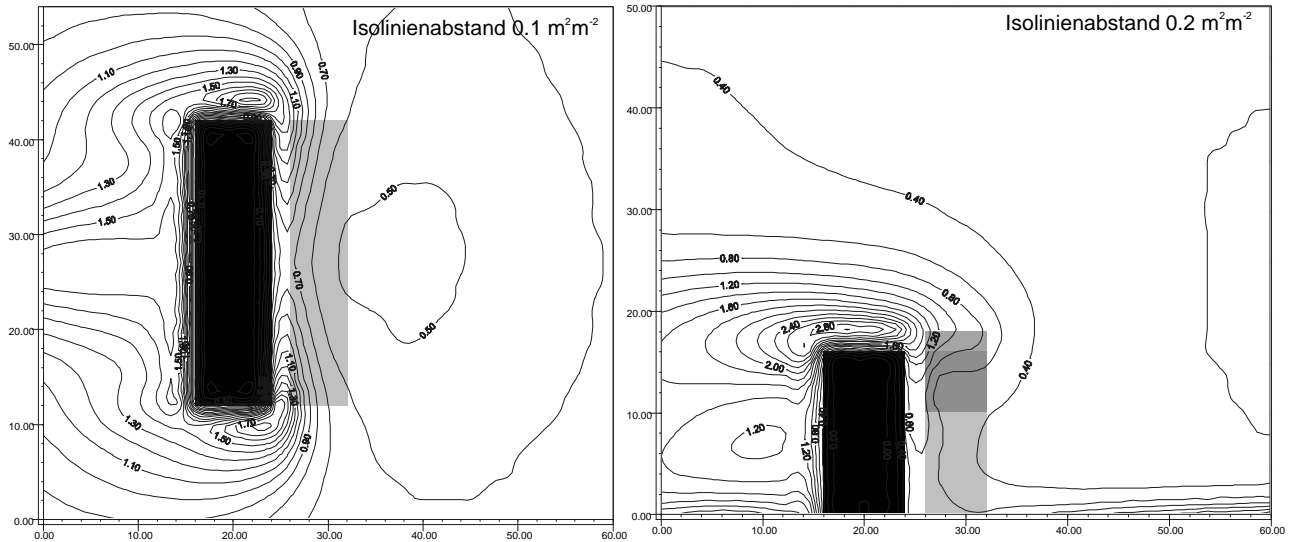


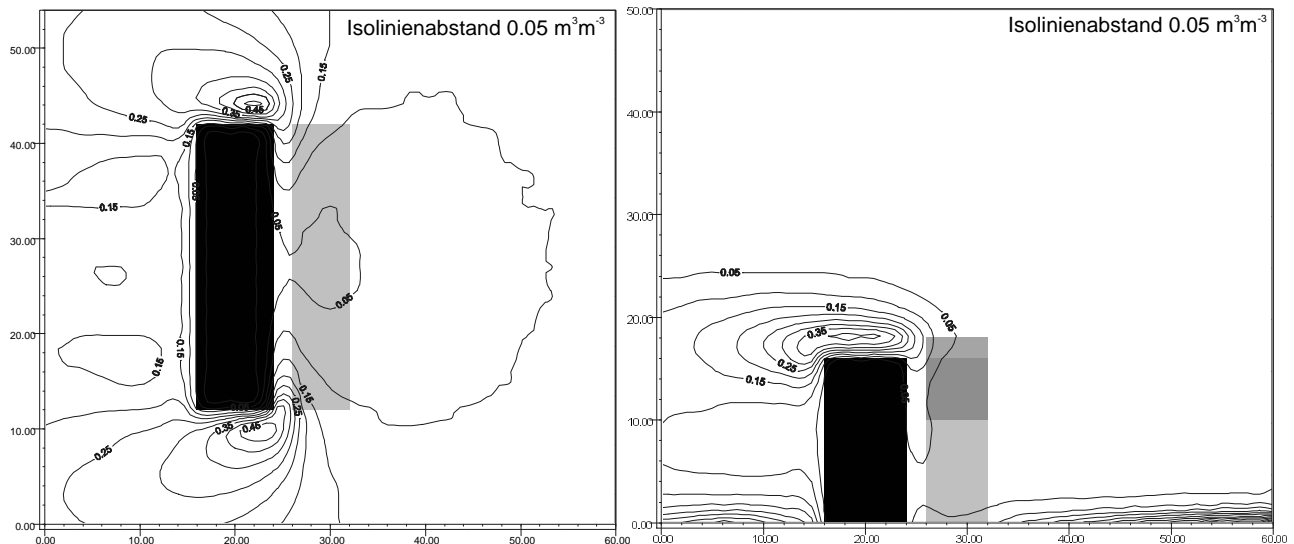
Abbildung 6: Verteilung des Austauschkoeffizienten K_m um 03:00 Uhr. Vertikal-schnitt bei $y = 24$ m. Abstand der Isolinien $0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

Tafel 2
Verteilung der Turbulenzkennwerte um 13:00

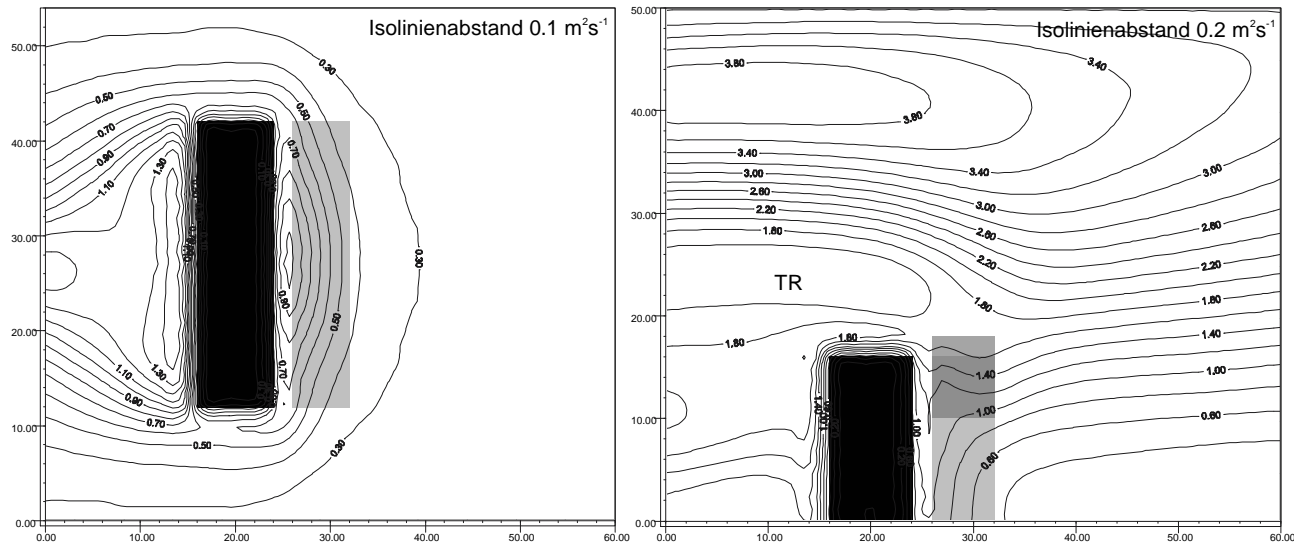
a) Verteilung der Turbulenzenergie (E)



b) Verteilung der Dissipationsrate (ϵ)



c) Verteilung des Austauschkoeffizienten (K_m)



▲ Horizontalschnitte bei $z=4$ (1.8 m)

- Gebäude
- LAD bis 0.5
- LAD 0.5 bis 1.0
- LAD 1.0 bis 1.5
- LAD 1.5 u. höher

Vertikalschnitte bei $y=13$ (26 m) ▲

Achsenbeschriftungen in Metern

8.3 Beispiel B1: Auswirkungen von Straßenbegrünungen auf das Mikroklima

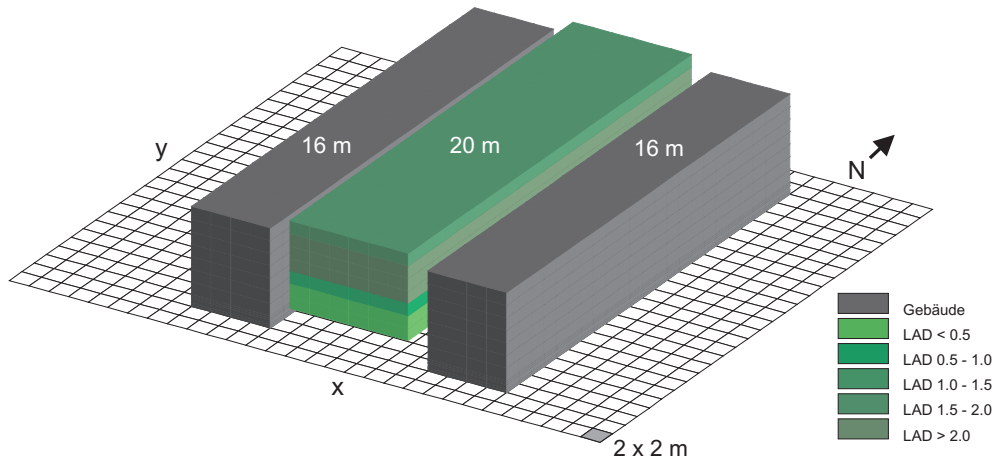


Abbildung 7: 3D-Ansicht der Modellkonfiguration für Beispiel B. Angabe der Blattflächendichten LAD in m^2m^{-3}

Die Auswirkung von Straßenbegrünungen auf das Mikroklima ist ein Aspekt, der vor allem in der angewandten Stadtplanung von großem Interesse ist, da hier mit relativ geringem Aufwand augenscheinlich eine deutliche Verbesserung des Klimas zu erzielen ist. In diesem Beispiel werden anhand eines einfachen Straßenzuges mit beidseitiger geschlossener Bebauung (Höhe 16 m, siehe Abbildung 7) die Auswirkungen einer geschlossenen Baumkrone entlang der Straßennachse auf das Lokalklima untersucht. Als Straßenbegrünung wurden sehr dichte, 20 m hohe Laubbäume mit abgegrenztem Kronendach (Typ „T5“, siehe Tabelle 5, S. 79) ausgewählt. Bei diesem Baumtyp fängt das Kronendach bei einer Baumhöhe von $z_p = 20$ m in 4 m über Grund an, der Stammraum ist unbelaubt. Die Größe und Auflösung des Modellgitters entsprechen dem ersten Beispiel. Innerhalb der Häuserschlucht wurde als Bodenmaterial „Asphaltstraße“ verwendet. Um die Unterschiede zwischen verschiedenen Bodenmaterialien zu verdeutlichen, wurde außerhalb des Straßenzuges ein unversiegelter Lehm Boden mit einer Ausgangsfeuchte von 70 % gewählt, so daß an der Oberfläche genügend Wasser zur Verdunstung zur Verfügung stand.

Innerhalb einer geschlossenen Straßenschlucht kann allgemein nur zwischen einer straßenparallelen und einer senkrecht zur Straßennachse verlaufenden Strömungsrichtung unterschieden werden. Anströmungen aus anderen (Zwischen-) Richtungen werden aufgrund der kanalisierenden Wirkung der beidseitigen Bebauung zu einer der beiden Strömungsrichtungen umgelenkt, wobei die straßenparallele Strömung dominiert. Unter mikroklimatologi-

schen Aspekten ist vor allem eine senkrecht zur Straße verlaufende Anströmung von besonderem Interesse, da sich hier durch Wirbelbildung und reduzierte Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Straßenschlucht kleinskalige Unterschiede herausbilden können. Aus diesen Gründen konzentrieren sich die Ausführungen in diesem Beispiel auf eine Anströmung aus 90° Grad.

Tafel 3 zeigt analog zum ersten Beispiel das Strömungsfeld und die Verteilung der relativen Lufttemperatur am zweiten Simulationstag zur Mittagszeit (13:00 Uhr) und in der Nacht (03:00 Uhr). Referenztemperatur ist wiederum die zum jeweiligen Zeitpunkt in der entsprechenden Höhe am Einströmrand simulierte Lufttemperatur. Die Abbildungen auf der linken Seite zeigen die Straßenschlucht ohne Bäume, während die Ergebnisse für den begrüneten Fall auf der rechten Seite zu finden sind. Die meisten der im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Effekte lassen sich auch in diesem Beispiel wiederfinden, werden aber nicht nochmals aufgegriffen, so daß sich die Interpretation der Modellergebnisse auf jene Effekte beschränkt, die im Zusammenhang mit der Straßenbegrünung zu sehen sind.

8.3.1 Struktur des Strömungsfeldes

Das Strömungsfeld innerhalb der unbegrüneten Straßenschlucht wird durch einen typischen vertikalen Rotorwirbel (Vortexwirbel) mit reduzierten Windgeschwindigkeiten charakterisiert. An der ost-exponierten Häuserwand befindet sich eine abwärtsgerichtete Strömung, während auf der gegenüberliegenden Straßenseite die entsprechende aufwärtsgerichtete Komponente des Wirbels zu finden ist.

Bei der begrüneten Straßenschlucht ändert sich die generelle Form des Strömungsfeld nicht, aber die Windgeschwindigkeit wird innerhalb des Rotorwirbels durch das dichte Kronendach deutlich reduziert. Die stärkste Abbremsung befindet sich in dem Bereich, in dem die Bäume die Häuser überragen. Abbildung 8 zeigt die Differenz der Windgeschwindigkeiten zwischen dem begrüneten und dem unbegrüneten Zustand. Im unbegrüneten Zustand liegt die Windgeschwindigkeit im unteren Straßenraum zwischen 0.2 und 0.4 ms^{-1} , so daß die in der Abbildung 8 gezeigte Reduzierung um -0.10 bis -0.15 ms^{-1} eine signifikante Reduzierung der Windgeschwindigkeit im Bereich um 50 % bedeutet.

Der horizontale Schnitt durch das Windfeld bei 1.8 m (Tafel 3) zeigt nur wenig Änderungen im Windfeld, da der Kronenraum der Bäume oberhalb des gezeigten Schnittniveaus anfängt. Die zu beobachtende Reduzierung der Windgeschwindigkeit in dieser Höhe ist somit gering.

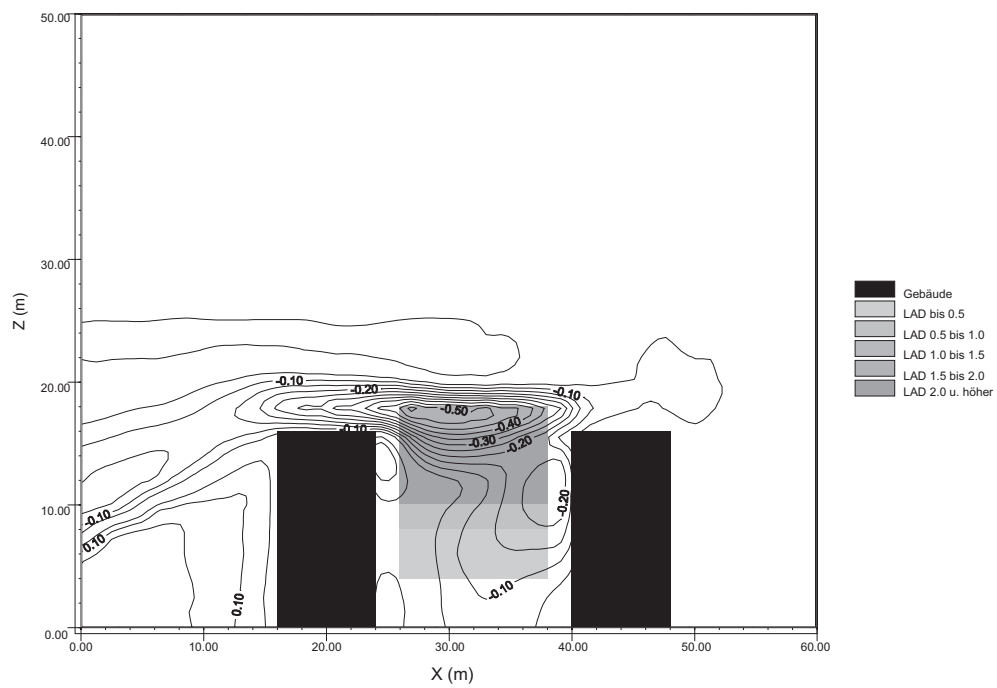


Abbildung 8: Differenz der Windgeschwindigkeit um 13:00 Uhr. Vertikalschnitt bei $y = 24$ m. (Begrünter - Unbegrünter Fall, Abstand der Isolinien 0.05 ms^{-1})

8.3.2 Verteilung der Lufttemperatur

Ein deutlicher Unterschied zwischen der begrünten und der unbegrünten Straßenschlucht zeigt sich bei der Betrachtung der Lufttemperaturen auf Tafel 3.

Zur Mittagszeit liegt die Lufttemperatur in der baumfreien Straße im 1.8 m Niveau um etwa 1 K höher als am Einströmrand über Lehmboden. Höhere Temperaturen (ca. + 1.6 K) findet man im oberen Bereich der nach Osten orientierten Fassade (siehe Vertikalschnitt). Hier kommt es durch die aufwärtsgerichtete Windströmung zu einem Transport wärmerer Luft in die oberen Bereiche der Straßenschlucht. Insgesamt kann festgestellt werden, daß im unbegrünten Fall die größtenteils unbeschattete Asphaltoberfläche viel sensible Wärmeenergie zur Verfügung stellt. Diese wird durch den Rotorwirbel effektiv abgeführt, was zu einer relativ gleichmäßigen Aufwärmung der gesamten Luft innerhalb der Straßenschlucht führt.

Anders stellt sich die Situation in der begrünten Straße dar: Durch das dichte Kronendach wird der größte Teil der Straßenoberfläche beschattet, wodurch die Luft in 1.8 m Höhe relativ kühl bleibt (-0.6 K). In Bereichen, in denen die Sonne die Straßenoberfläche erreichen kann (südliches Ende der Straße), liegt die bodennahe Lufttemperatur lokal jedoch wesentlich höher als im unbegrünten Fall. Hier ist, bedingt durch das Kronendach, der vertikale Luftaustausch stark reduziert, wodurch der Abtransport der erwärmten Luft im Vergleich zum unbegrünten Fall behindert wird.

Innerhalb der Baumkronen ist die Lufttemperatur im Vergleich zur Referenztemperatur leicht reduziert. Dieses läßt sich sowohl auf die Dichte des Blattwerkes und die hiermit verbundene schnelle Absorption der kurzwelligen Sonnenstrahlung, als auch auf die gute Verfügbarkeit von Bodenwasser und damit hohe Transpirationsrate der Blätter zurückführen. Hieraus resultiert eine im Vergleich zur Lufttemperatur niedrigere Blattoberflächentemperatur, wodurch es beim Durchströmen des Blattwerks zum Abkühlen der Luft kommt.

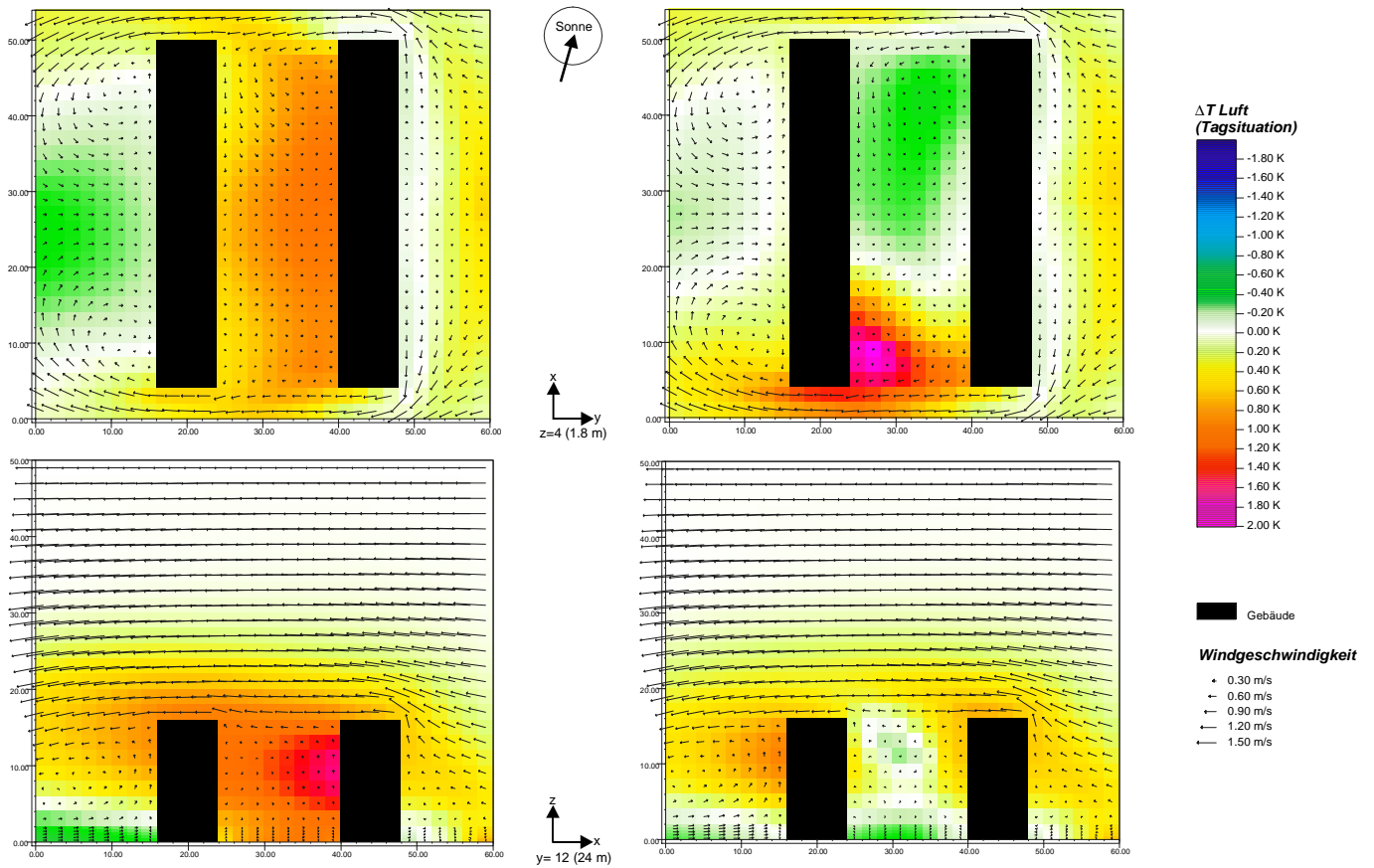
Während der Nachtstunden ist die Luft innerhalb von geschlossenen Straßenzügen aufgrund der verringerten Horizontsicht, der Rezirkulation von Luftmassen und der Wärmespeicherung im Asphalt und in den Häuserfassaden zumeist wärmer als über unversiegelten und/oder weniger abgeschirmten Oberflächen. Dieses Phänomen einer kleinräumigen Wärmeinsel läßt sich im Falle des unbegrünten Straßenzuges auch in den Modellergebnissen wiederfinden. Die Luft im 1.8 m Niveau ist bis zu 1 K wärmer als die entsprechende Referenztemperatur. Oberhalb des Dachniveaus findet man einen Bereich mit leicht reduzierten Lufttemperaturen, der vor allem durch die Auskühlung der frei exponierten Dachflächen hervorgerufen wird.

Tafel 3

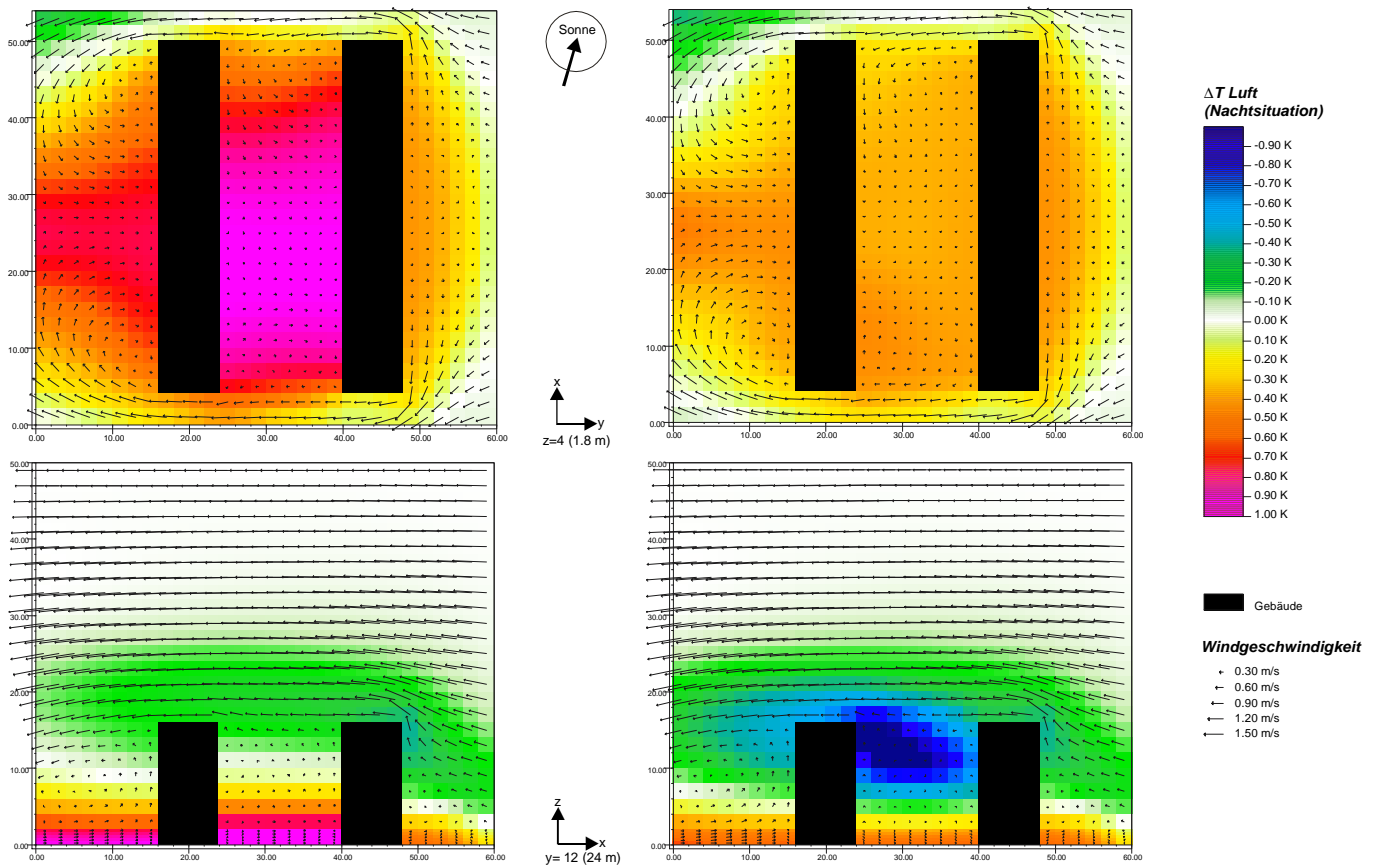
Auswirkungen von Straßenbegrünungen: Relative Temperaturverteilung und Windfeld am 2. Simulationstag (24./25. Juni)

Links: Unbegrünter Straßenzug, Rechts: Straßenschlucht mit Bäumen

Lufttemperatur 13:00 Uhr



Lufttemperatur 03:00 Uhr



In der begrünten Straßenschlucht ist die Lufttemperatur innerhalb des Kronenraumes um etwa -1 K reduziert. Durch die vertikale Mischung der Luft wirkt sich dieser Effekt bis in die untersten Luftschichten aus, wodurch die Überwärmung der gesamten Straßenschlucht an keiner Stelle mehr als +0.45 K beträgt.

Die Auswirkung der Straßenbegrünung zeigt sich besonders deutlich, wenn die Temperaturdifferenz zwischen dem begrünten und dem unbegrünten Fall gebildet wird: Zur Mittagszeit (Abbildung 9 oben) liegt die maximale Temperaturreduzierung im 1.8 m Niveau bei ca. - 1.4 K. Der oben bereits angesprochene Bereich am südlichen Straßenende zeigt hingegen eine maximale Erwärmung der Lufttemperatur gegenüber dem unbegrünten Fall von + 1.2 K. In den Nachtstunden (Abbildung 9 unten) führt die Straßenbegrünung durchgehend zu einer Reduzierung der Lufttemperatur bis auf maximal - 0.53 K.

Der Vertikalschnitt (Abbildung 10 oben) zeigt zur Mittagszeit eine maximale Temperaturdifferenz im Zentrum der Baumkronen in der Mitte der Straßenschlucht. Hier ist die Lufttemperatur der begrünten Straße bis zu -1.4 K niedriger als im baumlosen Zustand. Innerhalb des gesamten Straßenquerschnittes beträgt die Temperaturreduzierung mindestens -1 K, wobei kleinere lokale Differenzierungen durch das Strömungsfeld hervorgerufen werden. Im Lee der Häuserzeile ist unterhalb des Gebäudedaches eine leichte Erhöhung der Lufttemperatur (+0.10 K) zu verzeichnen, die im Wesentlichen auf die geringere Windgeschwindigkeit im Überdachniveau und der damit verbundenen geringeren Einmischung kühlerer Luft in den Leewirbel zurückzuführen sein wird. Oberhalb des Dachniveaus läßt sich die Straßenbegrünung als eine Fahne kühlerer Luft wiedererkennen, die unter zunehmender Abschwächung über den linken Modellrand hinausreicht. Nimmt man an, daß die Ausbreitungsgeometrie dieser Kältefahne konstant bleibt, so läßt sich eine Einflußweite von ca. 40 m stromabwärts vom Zentrum der Begrünung extrapolieren.

Während der Nachtstunden (Abbildung 10 unten) ist die Reduzierung der Lufttemperaturen etwas geringer mit einem Maximalwert von -1.0 K im Zentrum der Baumkronen. Innerhalb des Straßenquerschnittes liegt die Differenz zwischen -1.0 K und -0.5 K. Wenngleich dieser Unterschied auf den ersten Blick im Vergleich zur Mittagssituation gering erscheint, so muß auch berücksichtigt werden, daß nach längeren Schönwetterperioden im Sommer sich die Unterschiede zwischen der begrünten und unbegrünten Variante weiter verstärken und gerade während der Nachtstunden schon geringe Absenkungen der Lufttemperatur den Schlafkomfort deutlich erhöhen können. Als verstärkender Effekt, der in dieser Modellversion jedoch noch nicht berücksichtigt wurde, kommt der abschattende Einfluß der Bäume in Bezug auf die im Mauerwerk gespeicherte Wärme hinzu. Diese wird in den Nachtstunden sowohl nach außen als auch nach innen in den Wohnraum

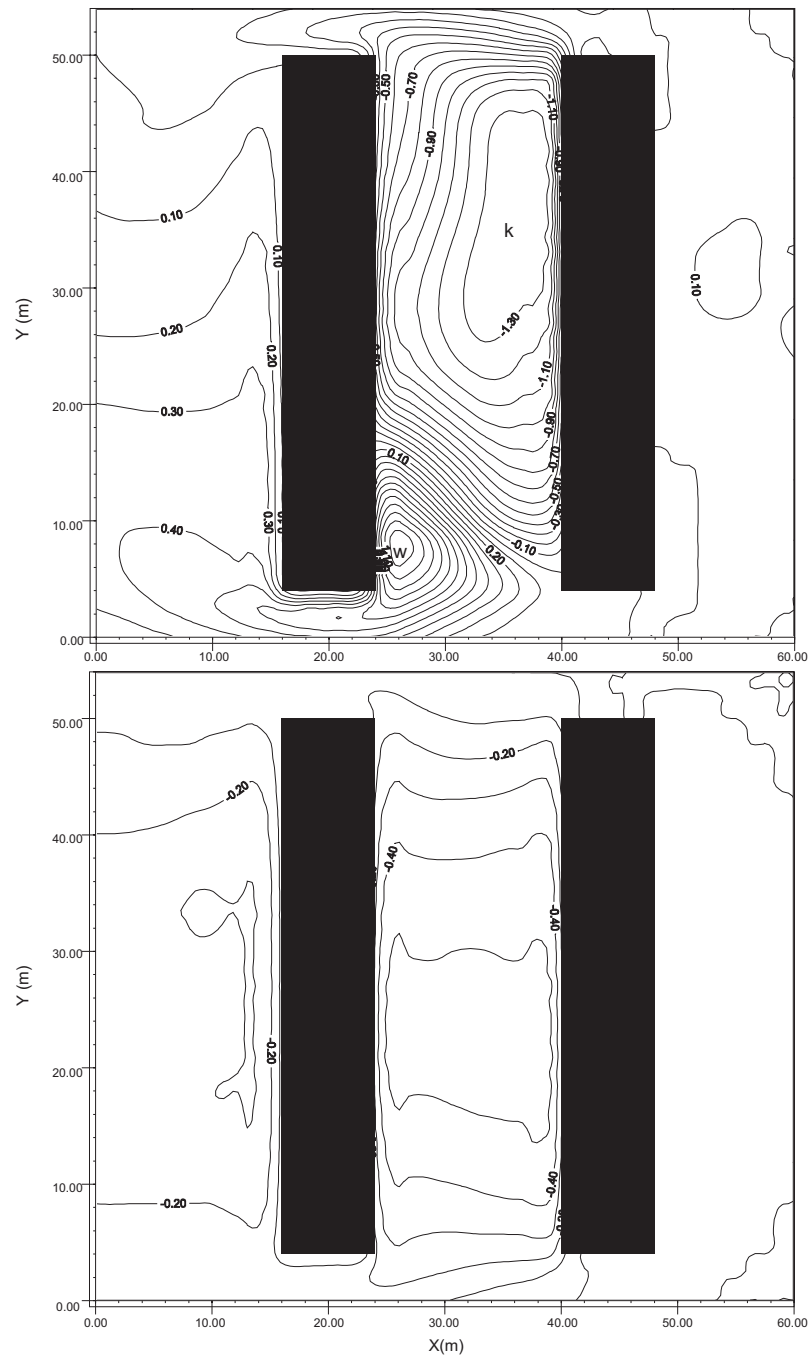


Abbildung 9: Differenz der relativen Lufttemperaturen um 13:00 Uhr (oben) und 03:00 Uhr (unten). Horizontalschnitt bei $z=1.8$ m (Begrünter - Unbegrünter Fall, Abstand der Isolinien 0.1 K, k, w : lokales Minimum und Maximum)

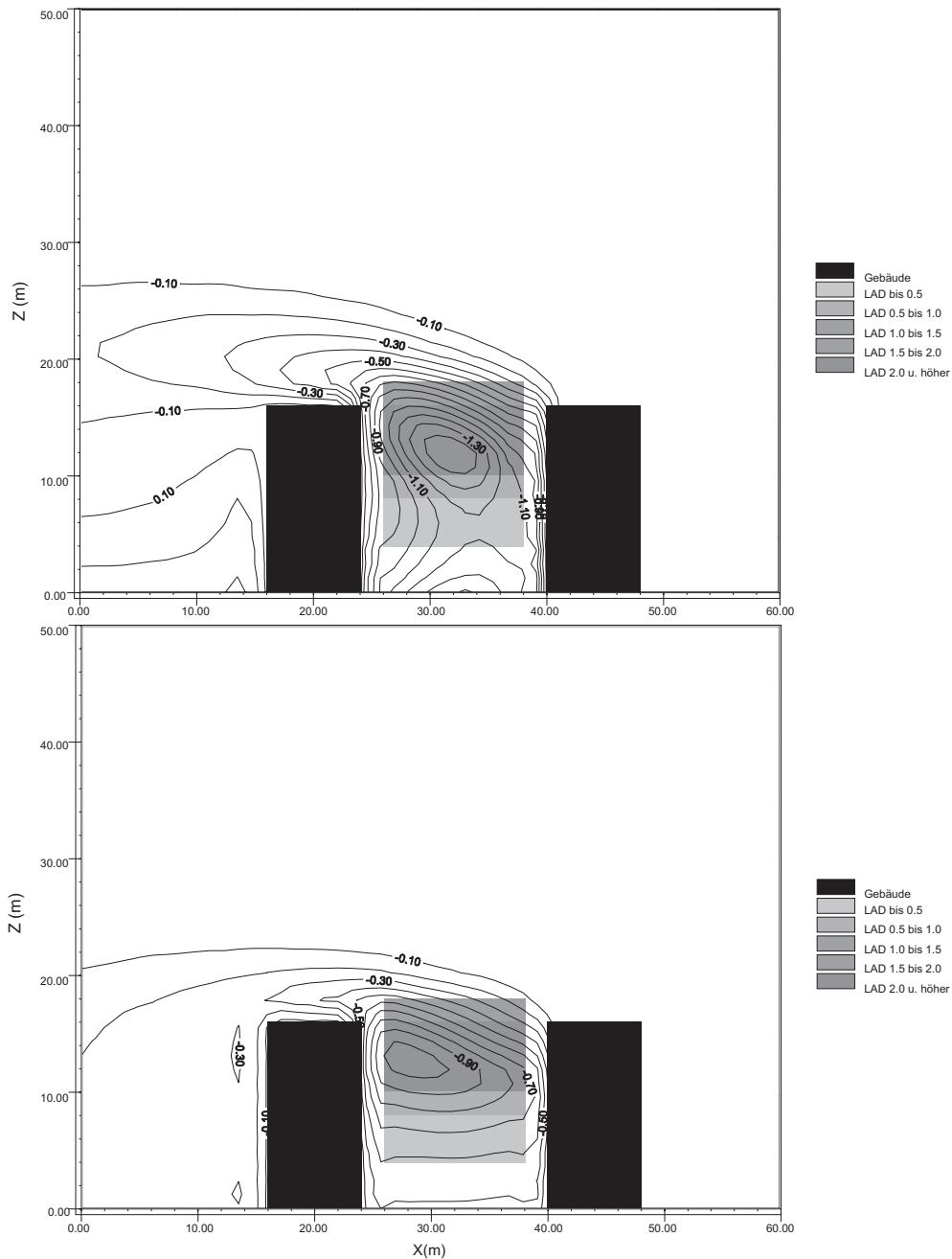


Abbildung 10: Differenz der relativen Lufttemperaturen um 13:00 Uhr (oben) und 03:00 Uhr (unten). Vertikalschnitt bei $y = 24$ m. (Begrünter - Unbegrünter Fall, Abstand der Isolinien 0.1 K)

abgegeben. Gerade bei sommerlichen Schwachwindlagen, bei denen kaum Möglichkeiten zur aktiven Durchlüftung der Schlafräume bestehen, ist eine Reduzierung der im Mauerwerk gespeicherten Energiemenge die effektivste Maßnahme zur Verbesserung des Innenraumklimas.

8.3.3 Verteilung der spezifischen Feuchte

Die oberen Abbildungen auf Tafel 4 zeigen die horizontale und vertikale Verteilung der spezifischen Feuchte. Aufgrund des relativ feuchten Bodens außerhalb der Straßenschlucht weist die Feuchte einen ausgeprägten vertikalen Gradienten mit Maximalwerten von ca. 17.0 gm^{-3} in Bodennähe auf.

Die räumliche Verteilung der spezifischen Feuchte innerhalb des Straßenraumes wird im wesentlichen durch die Struktur des Windfeldes und den dadurch verbundenen unterschiedlichen advektiven vertikalen Transport des Wasserdampfes hervorgerufen. Die von den Pflanzen selber ausgehenden Wasserdampfflüsse sind gering und werden in jedem Fall von der Evaporationsrate der unversiegelten Oberflächen übertroffen. Diese Ergebnisse decken sich mit Messungen über den Einfluß von kleinräumiger Vegetation in städtischen Räumen. Yaakov *et al.* (1998) und Potchter *et al.* (1998) stellen beispielsweise fest, daß die Veränderung des absoluten Wassergehaltes der Luft durch einen kleinen Park in Tel-Aviv minimal ist. Die in der Literatur oft erwähnte Erhöhung der relativen Feuchte ist im wesentlichen auf die reduzierte Lufttemperatur und die dadurch veringerte Aufnahmekapazität der Luft für Wasserdampf zurückzuführen.

8.3.4 Temperatur- und Strömungsfeld bei Längsanströmung der Straße

Abbildung 11 zeigt das Strömungsfeld im begrüntem Zustand (oben) und die Differenz der relativen Lufttemperatur in 1.8 m Höhe zur Mittagszeit bei einer Längsanströmung der Straße. Der nun aus Süd (180°) kommende Wind wird hierbei durch die Straße nicht wesentlich modifiziert, lediglich vor und hinter den Stirnseiten der Gebäude kommt es zu leichten Verwirbelungen. Da in dieser Höhe kein Laubbewuchs der Bäume vorhanden ist, ändert sich die Windgeschwindigkeit durch die Begrünung kaum.

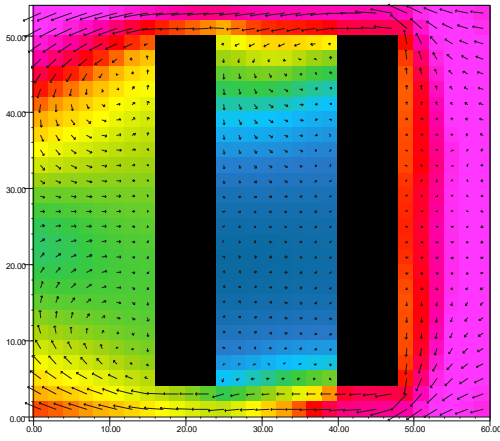
Die Verteilung der Temperaturdifferenzen wird hauptsächlich durch die stetige Erwärmung der Luft beim Überstreichen der heißen, unbeschatteten Asphaltfläche im unbegrüntem Zustand hervorgerufen. Im begrüntem Fall ist die Straßenoberfläche wesentlich kälter, wodurch eine solche Erwärmung nicht stattfinden kann. Am südlichen Straßenende kann auch im begrüntem Zustand die Sonnenstrahlung noch den Boden erreichen, so daß die Temperaturdifferenzen geringer sind als im beschatteten Teil der Straße. Generell

Tafel 4

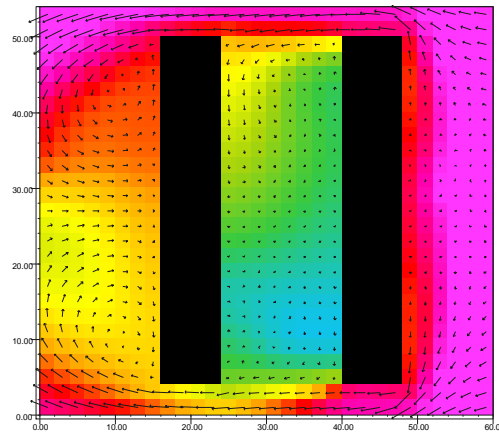
**Auswirkungen von Straßenbegrünungen:
Spezifische Feuchte und PMV-Wert am 2. Simulationstag (24./25. Juni)**

Links: Unbegrünter Straßenzug, Rechts: Straßenschlucht mit Bäumen

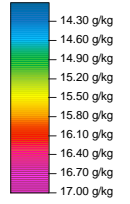
Spezifische Feuchte 13:00 Uhr



x
y
Z= 4 (1.8 m)

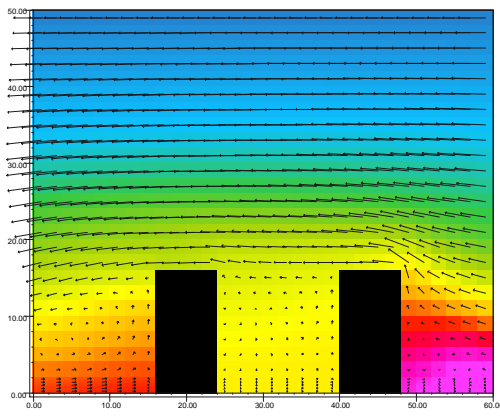


**Spezifische Feuchte
(Legende Horizontalschnitt)**

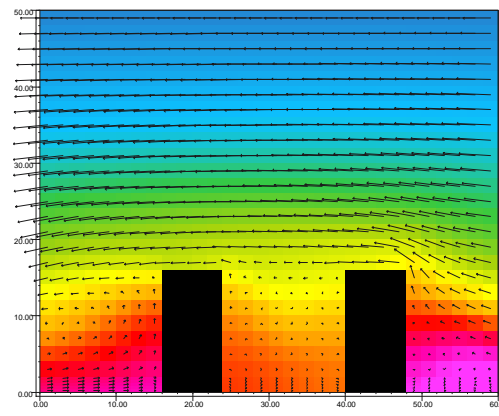


■ Gebäude

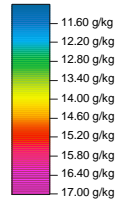
Windgeschwindigkeit



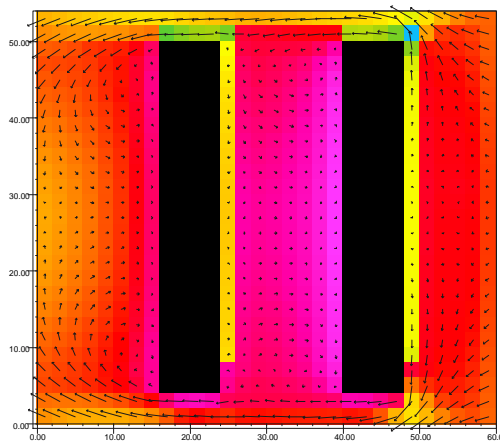
z
x
y= 12 (24 m)



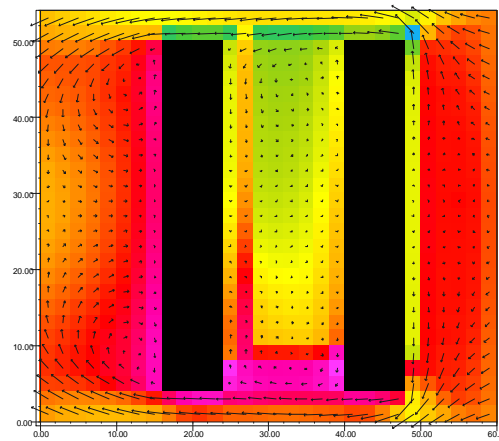
**Spezifische Feuchte
(Legende Vertikalschnitt)**



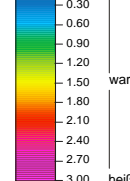
PMV-Wert 13:00



Sonne
x
y
Z= 4 (1.8 m)



PMV Wert



■ Gebäude

Windgeschwindigkeit



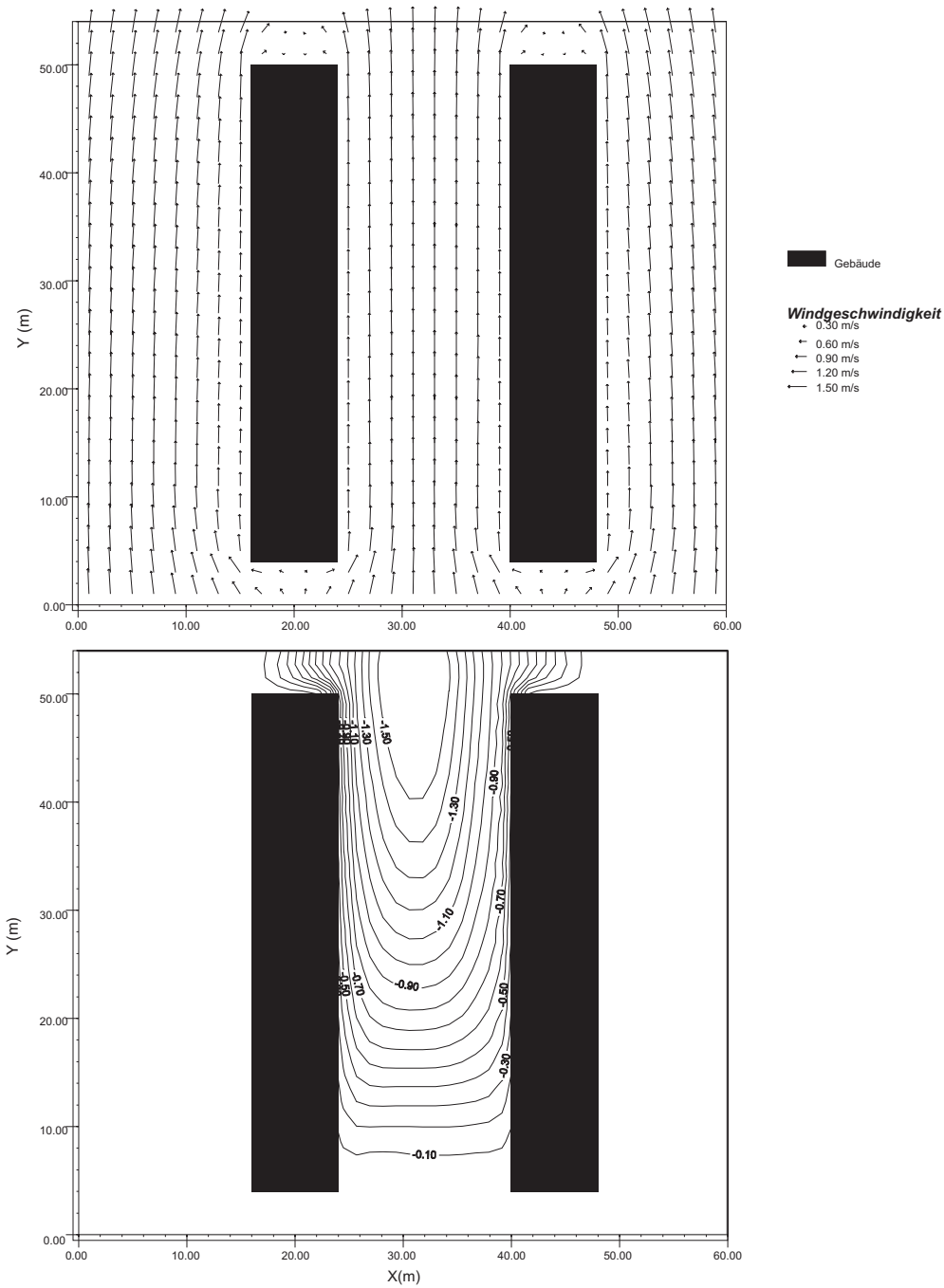


Abbildung 11: Strömungsfeld und Differenz der relativen Lufttemperaturen um 13:00 Uhr. Horizontalschnitt bei $z = 1.8$ m. (Begrünter - Unbegrünter Fall, Abstand der Isolinien 0.1 K)

nehmen die Temperaturdifferenzen in Strömungsrichtung stetig zu und erreichen beim Verlassen der Straße eine Differenz von -1.5 K im Vergleich zum unbegrünten Zustand. Da auch im unbegrünten Fall die Luft nicht unbegrenzt Wärme aufnehmen kann, ist die durch eine Begrünung maximal zu erreichende Temperaturdifferenz limitiert.

Während der Nachtstunden ist die Temperaturdifferenz zwischen begrünter und unbegrünter Straße in 1.8 m Höhe sehr gering (weniger als - 0.2 K) und wurde nicht gesondert dargestellt. Zwar findet hier auch, wie bei der Anströmung senkrecht zur Straßennachse, eine Abkühlung im Bereich der Baumkronen statt, doch aufgrund der fehlenden Vertikalkomponente wird die kühle Luft nicht in den unteren Straßenraum transportiert, so daß die leichte Temperaturreduzierung vorwiegend auf die niedrigere Oberflächentemperatur der Straße zurückzuführen sein wird.

8.4 Beispiel B2: Auswirkungen von Straßenbegrünungen auf das Bioklima

Das Zusammenwirken der verschiedenen klimatologischen Parameter auf den menschlichen Organismus ist komplex und entzieht sich einer einfachen qualitativen Bewertung. Der Mensch im städtischen Umfeld ist einer Vielzahl unterschiedlicher Wirkungskomplexe ausgesetzt, deren Zusammenspiel das physische und psychische Wohlbefinden bestimmen (siehe Abbildung 12). Die Problematik, diese Einflüsse zu quantifizieren und objektiv zu bewerten, liegt einerseits an der Vielzahl der zu betrachtenden Einzelgrößen, andererseits an der Schwierigkeit, die Wechselwirkungen zwischen einem Individuum und der Umwelt über korrekte mathematische Beziehungen zu formulieren.

In der Humanklimatologie oder Bioklimatologie wird deshalb versucht, die Zusammenhänge zwischen den physikalischen Prozessen an der Schnittstelle Mensch–Umwelt und dem subjektiven Wohlbefinden zu parameterisieren. Hierzu sind in der Vergangenheit verschiedene mehr oder minder komplexe Indikatoren entwickelt worden, mit deren Hilfe eine Bewertung des Mikroklimas vereinfacht werden soll (VDI, 1996).

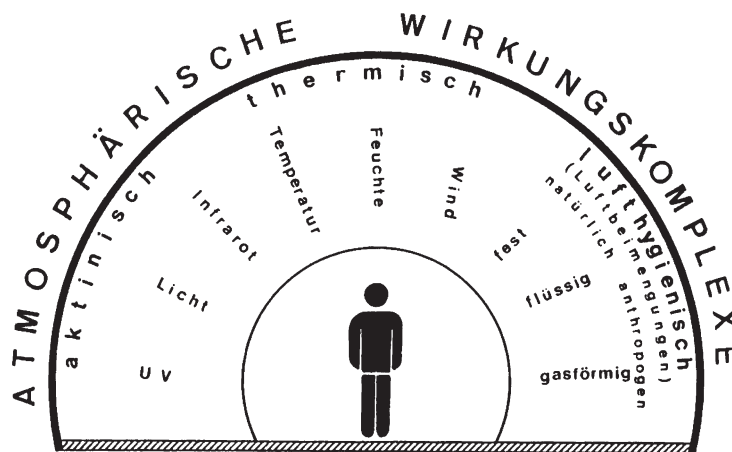


Abbildung 12: Verschiedene Wirkungskomplexe auf den Menschen (Quelle: Jendritzki, 1993)

Eine weit verbreitete Methode zur Bewertung des thermischen Wirkungskomplexes, auf den sich hier beschränkt werden soll, ist der *Predicted Mean Vote*-Wert (PMV) nach dem Rechenmodell von Fanger (1982) mit seiner Erweiterung auf Freilandbedingungen („*Klima–Michel Modell*“) nach Jendritzki (1993). Dieses relativ einfache Verfahren basiert auf der Energiebilanz der Körperoberfläche des standardisierten Menschen (männlich, Größe 1.75 m, Gewicht 75 kg) unter Berücksichtigung verschiedener

Wärmeübertragungsprozesse und den atmosphärischen Strahlungsflüssen. Es handelt sich um ein stationäres Rechenverfahren, bei dem die resultierende Energiebilanz der Haut in Bezug zum Behaglichkeitsempfinden (thermischer Komfort) des Menschen gesetzt wird. Üblicherweise ist der PMV-Wert im Bereich von -4 (kalter Bereich) bis +4 (heißer Bereich) definiert. Auf Basis von empirischen Untersuchungen findet eine Zuordnung der Energiebilanz zu dem entsprechenden thermischen Empfinden sowie der physiologischen Belastungsstufe statt (siehe Tabelle 9). Da der PMV-Wert ein physikalisch hergeleiteter Wert ist, können jedoch auch Werte außerhalb dieser Skala auftreten.

Tabelle 9: Zusammenhang zwischen PMV-Wert, thermischem Empfinden und physiologischer Belastungsstufe (Quelle: Jendritzky, 1993)

PMV-Wert	thermisches Empfinden	physiologische Belastung
-3.5	sehr kalt	extremer Kältestreß
-2.5	kalt	starker Kältestreß
-1.5	kühl	mäßiger Kältestreß
-0.5	leicht kühl	schwacher Kältestreß
0	behaglich	keine Belastung
0.5	leicht warm	schwache Wärmebelastung
1.5	warm	mäßige Wärmebelastung
2.5	heiß	starke Wärmebelastung
3.5	sehr heiß	extreme Wärmebelastung

Die Anwendbarkeit und der Aussagewert des Klima-Michel Modells ist nicht unumstritten. Da das Verfahren im Rahmen dieser Arbeit jedoch nur als Beispiel für die Ableitung sekundärer Aussagegrößen aus den ENVI-met Modellsimulationen dienen soll, erübrigt sich eine Diskussion des Bewertungsverfahrens selber an dieser Stelle.

Basierend auf dem im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Fallbeispiel einer Straßenzugbegrünung sollen in diesem Abschnitt über den PMV-Wert die Auswirkung der Bäume auf das Bioklima untersucht werden. Üblicherweise wird in der Biometeorologie die Bezugshöhe 1.1 m über Grund verwendet. Um eine Vergleichbarkeit mit den übrigen Abbildungen zu gewährleisten, zeigen die Abbildungen in diesem Abschnitt abweichend hiervon die Schnitte bei $z=1.8$ m. Der Unterschied zum 1.1 m Niveau ist marginal.

8.4.1 Erweiterung des Modells um die PMV-Berechnung

Die PMV-Grundgleichung lautet nach Fanger (1982)

$$PMV = [0.028 + 0.303 \cdot \exp(-0.036 \cdot M/A_{Du})] \times (H/A_{Du} - E_d - E_{sw} - E_{re} - L - R - C) \quad (8.1)$$

Hierbei stellt der erste Term einen empirischen Anpassungsfaktor für die Wärmebilanzgleichung an die subjektive Skala der Temperaturwahrnehmung dar.

Die übrigen Terme der Gleichung sind:

- **M/A_{Du}: Gesamtenergieumsatz des Körpers bezogen auf 1 m² Körperoberfläche**
Abhängig von Aktivität im Freien (siehe Tabelle 10)
- **H/A_{Du}: Innere Wärmeproduktion des Menschen**
 $H/A_{Du} = M/A_{Du} \cdot (1 - \eta)$ wobei η der mechanische Wirkungsgrad der körperlichen Aktivität ist (siehe Tabelle 10)
- **E_d: Wasserdampfdiffusion durch die Haut**
 $E_d = 0.305 \cdot (57.3 - 0,07 \cdot H/A_{Du} - e)$ mit e : Wasserdampfdruck der Luft in [hPa]
- **E_{sw}: Verdunstung von Schweiß auf der Hautoberfläche**
 $E_{sw} = 0.42 \cdot (H/A_{Du} - 58)$
- **E_{re}: Latenter Wärmeverlust durch Atmung**
 $E_{re} = 0.0017 \cdot M/A_{Du} \cdot (58.7 - e)$
- **L: Fühlbarer Wärmeverlust durch Atmung**
 $L = 0.0014 \cdot M/A_{Du} \cdot (34 - t_l)$ mit t_l : Lufttemperatur in [°C]
- **R: Strahlungswärmeverlust des Körpers**
 $R = 3.95 \cdot 10^{-8} \cdot f_{cl} \cdot (T_{cl}^4 - T_{mrt}^4)$
 f_{cl} ist ein Vergrößerungsfaktor der Wärmeübergangsfläche des Körpers durch die Bekleidung mit $f_{cl} = 1.0 + I_{cl} \cdot 0.15$, wobei I_{cl} der Wärmedurchgangswiderstand der Bekleidung nach Tabelle 11 ist.
 T_{cl} ist die Oberflächentemperatur der Kleidung in [K] und T_{mrt} die mittlere Strahlungstemperatur der Umgebung in [K]. Die Bestimmung beider Größen wird etwas später erläutert.
- **C: Wärmeverlust durch Konvektion**
 $C = f_{cl} \cdot h_c \cdot (t_{cl} - t_l)$ mit h_c : Wärmeübergangskoeffizient Kleidung -

$$\text{Luft } h_c = \max\left(2.05 \cdot (t_{cl} - tl), 12.1 \cdot \sqrt{W}\right)$$

Hierbei ist W die relative Windgeschwindigkeit an der Kleidungsoberfläche. An einem Punkt x, y, z im Modell gilt $W = \max(\mathbf{u}(x, y, z), v_p)$ wobei $\mathbf{u}(x, y, z)$ die lokale Windgeschwindigkeit aus dem Strömungsmodell und v_p die Fortbewegungsgeschwindigkeit des PMV-Menschen ist.

- **t_s : Mittlere Hauttemperatur in °C**

$$t_s = 35,7 - 0.0275 \cdot H/A_{Du}.$$

- **t_{cl} : Oberflächentemperatur der Kleidung in °C**

$$t_{cl} = t_s - 0.155 \cdot I_{cl} \cdot (R + C)$$

Aufgrund der impliziten Abhängigkeiten von t_{cl} , R und C kann die Temperatur der Kleidungsoberfläche nur iterativ bestimmt oder angenähert werden. Die gesuchte Temperatur ist dann gefunden, wenn die Energiebilanz

$$0 = t_s - 0.155 \cdot I_{cl} \cdot (R + C) - t_{cl}$$

erfüllt ist.

Berechnung der mittleren Strahlungstemperatur T_{mrt} im Modell

Ein wichtiger Term bei der Berechnung des PMV-Wertes ist die mittlere Strahlungstemperatur der Umgebung. Leider ist dieser Wert auch innerhalb des Modellverfahrens relativ schwer zu berechnen, so daß eine Reihe von Vereinfachungen gemacht werden müssen.

Die mittlere Strahlungstemperatur setzt sich aus den kurzwelligigen und langwelligigen Strahlungsflüssen aus der Umgebung und vom Himmel zusammen:

$$T_{mrt} = \left[\frac{1}{\sigma_B} \sum_{i=1}^n \left(E_i + \alpha_k \cdot \frac{D_i}{\varepsilon_p} \right) \cdot F_i \right]^{0.25} \quad (8.2)$$

mit

E_i : Wärmestrahlung des Umgebungselements (Fassaden, Boden) i mit der Oberflächentemperatur T_i ($E_i = \varepsilon \sigma_B T_i^4$)

F_i : Sichtbarer Flächenanteil von Element i

ε_p : Emissionskoeffizient des Menschen (=0.97)

D_i : Diffuse Sonnenstrahlung und diffus reflektierte Sonnenstrahlung

α_k : Absorptionskoeffizient der Körperoberfläche für kurzwellige Strahlung
(=0.7)

Bei direkter Sonnenstrahlung erweitert sich der Wert zu:

$$T_{mrt}^* = \left(T_{mrt}^4 + f_p \cdot \alpha_k \cdot \frac{I}{\varepsilon_p \sigma} \right)^{0.25} \quad (8.3)$$

mit

I : direkte Sonnenstrahlung bezogen auf eine senkrecht zur Sonne stehende Fläche

f_p : Projektionsfaktor. Funktion von Körperhaltung und Sonnenstand

Zur Bestimmung von T_{mrt} im Modell ENVI-met wurden eine Reihe von Parameterisierungen vorgenommen. Faßt man (8.2) und (8.3) zusammen, so läßt sich die mittlere Strahlungstemperatur bestimmen über

$$T_{mrt} = \left[\frac{1}{\sigma_B} \left(\sum_{i=1}^n E_i F_i + \frac{\alpha_k}{\varepsilon_p} \sum_{i=1}^n D_i F_i + \frac{\alpha_k}{\varepsilon_p} f_p I \right) \right]^{0.25}$$

Die Wärmestrahlung der Umgebung (E) setzt sich aus der Strahlung aus dem oberen Halbraum (Wärmestrahlung des Himmels und der Fassaden) und dem unterem Halbraum (mittlere Wärmestrahlung der Bodenoberfläche) zusammen. Verwendet man zur Bestimmung der Strahlungsflüsse die in Kapitel 3.4, S. 53 ff. eingeführten Modifikationsfaktoren, so ergibt sich für die Wärmestrahlung E in einer Höhe z die Formulierung:

$$E(z) = 0.5 \cdot \left[(1 - \sigma_{svf}(z)) R_{lw}^{\leftarrow} + \sigma_{svf}(z) R_{lw}^{1,0} \right] + 0.5 \varepsilon_s \sigma \overline{T}_0^4 \quad (8.4)$$

Diese Annäherung ist allerdings nur in Bodennähe korrekt, da der Einfluß der Wärmestrahlung des Bodens mit zunehmender Höhe abnimmt. Da der PMV-Wert jedoch nur im Aufenthaltsbereich des Menschen interessiert (humanmeteorologische Bezugshöhe 1.1 m), ist diese Näherung vertretbar.

Zur Bestimmung der reflektierten direkten Strahlung und der diffusen Himmelsstrahlung (D) wird ebenfalls auf die in Kapitel 3.4 eingeführten Modifikationsfaktoren zurückgegriffen:

$$D(z) = R_{kw,dif}(z) = (1 - \sigma_{svf}(z)) \cdot \bar{a} \cdot R_{kw,dif}^{\downarrow,0} + \sigma_{svf}(z) R_{kw,dif}^{\downarrow,0} \quad (8.5)$$

Für die auf die Körperoberfläche eintreffende direkte Strahlung I gilt

$$I(z) = f_p R_{kw,dif}^{\downarrow}(z)$$

Die Projektionsfläche der Sonnenstrahlen auf einen senkrecht stehenden Menschen kann aus den ursprünglichen Tabellenwerten der VDI 3787 Bl. 2 (1996) über eine lineare Regression in die Funktion

$$f_p = 0.3345 - 0.00272\phi$$

überführt werden, wobei ϕ die Sonnenhöhe in Grad ist.

Zusammenfassend läßt sich die mittlere Strahlungstemperatur im Modell berechnen nach:

$$T_{mrt} = \left[\frac{1}{\sigma_B} \left(E(z) + \frac{\alpha_k}{\varepsilon_p} (D(z) + I(z)) \right) \right]^{0.25} \quad (8.6)$$

8.4.2 Interpretation der Modellergebnisse

Die Berechnung des PMV-Wertes wurde in die Berechnungsroutinen des Modells ENVI-met integriert, da die Vielzahl der benötigten Parameter eine externe Bestimmung unmöglich machen. Die auf Tafel 4, S. 148a unten dargestellten Ergebnisse zeigen analog zu den übrigen Abbildungen den PMV-Wert in 1.8 m Höhe am zweiten Simulationstag um 13:00 Uhr. Als Eingangsparameter wurde ein Energieumsatz von 116 Wm^2 (Gehen in der Ebene) und ein Wärmedurchgangswiderstand von 0.5 clo (leichter Sommeranzug) angenommen. Der mechanische Wirkungsfaktor wurde gleich Null gesetzt.

Die Ergebnisse der PMV-Wertberechnung entsprechen in diesem einfachen Beispiel qualitativ den bereits in Beispiel B1 dargestellten Aussagen: Im unbegrünten Fall weist der PMV-Wert innerhalb der gesamten Straßenschlucht einen Warmdiskomfort im heißen Bereich zwischen 2 und 3 aus. Die höchsten Belastungswerte sind auf der rechten Straßenseite zu finden, wo durch die Struktur des Leewirbels warme Luft aufwärtstransportiert wird und sich außerdem die sonnenbeschienene Fassadenseite befindet. Durch die Begrünung der Straße wird vor allem die kurzwellige Strahlung abgeschirmt, so daß die maximale PMV-Wert Veränderung im Bereich der Baumschatten zu finden ist. Hier liegt der PMV-Wert im Bereich zwischen 1.0 und 1.5, was einem thermisch leicht warmen Milieu entspricht.

Tabelle 10: Bewegungsgeschwindigkeit, Gesamtenergieumsatz und mechanischer Wirkungsgrad bei verschiedenen Aktivitäten (Quelle: Fanger, 1972)

Aktivität	Fortbewegungsgeschwindigkeit v_F [ms^{-1}]	Energieumsatz pro m^2 Körperoberfläche M/A [Wm^{-2}]	Mechanischer Wirkungsgrad η
Schlafen		41	0
Sitzen, ruhig		58	0
Stehen		70	0
Gehen			
...in der Ebene	3.2	116	0
	4.8	150	0
	6.4	220	0
...5 % Steigung	3.2	175	0.10
...15 % Steigung	3.2	270	0.19
...25 % Steigung	1.6	210	0.20
Aerobic		175 - 230	0 - 0.1
Tennis		270	0 - 0.1
Autofahren		170	0
Büroarbeit		110	0
schwere Arbeit		250	0 - 0.1

Tabelle 11: Wärmedurchgangswiderstand verschiedener Bekleidungsarten (Auswahl aus Fanger, 1972)

Bekleidungsart	I_{cl} [clo]
nackt	0.0
Shorts	0.1
Freizeitbekleidung (Shorts)	0.3 - 0.4
leichte Sommerkleidung	0.5 - 0.6
Straßenanzug	1.0
Baumwollmantel	1.5
Wintermantel	2.0

8.5 Beispiel C: Vergleich mit dem Modell MISKAM

Ein mikroskaliges Klimamodell mit ähnlichen physikalischen Grundlagen im Bereich der Strömungsmechanik ist das von J. Eichhorn entwickelte Modell MISKAM (Eichhorn, 1986). Der Hauptanwendungsbereich von MISKAM liegt in der Prognose von Strömungsfeldern innerhalb bebauter Gebiete, zumeist mit einer daran angeschlossenen Simulation der Schadstoffausbreitung. Der hier vorgestellte Vergleich mit den ENVI-met Simulationsergebnissen beschränkt sich auf das mit der MISKAM Version 3.3 Stand Januar 1997 simulierte Strömungsfeld und die hieraus resultierenden Austauschkoefizienten. Eine Simulation der Oberflächentemperaturen und/oder des Temperaturfeldes in der Atmosphäre ist mit der vorliegenden Version nicht möglich.

Um eine Vergleichbarkeit der Modellergebnisse zu ermöglichen, mußten bei sonst gleicher Hinderniskonfiguration wie in Beispiel A einige Rahmenbedingungen geändert werden: Die vertikale Modellausdehnung wurde auf $Z=40$ m begrenzt und die Option der Nesting-Zellen am Rand deaktiviert. Die Simulationszeit im Strömungsmodul in ENVI-met wurde auf 10.68 s festgesetzt. Dieses entspricht der Zeit, die MISKAM benötigte, um für dieses Beispiel ein quasi-stationäres Strömungsfeld zu erzeugen. Die Modellkonfiguration für die MISKAM-Simulation bestand analog zur ENVI-met Berechnung aus $30 \times 27 \times 20$ Zellen mit der Auflösung $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 2$ m. Ein Aufsplitten der untersten Gitterzelle in fünf Teilzellen erfolgt bei MISKAM nicht. Als Turbulenzschließung wurde in MISKAM analog zu ENVI-met das $E - \varepsilon$ Verfahren verwendet. Aufgrund der geringen Simulationszeit und der zum Teil unterschiedlichen Parameterisierungen ist ein Vergleich der Turbulenzkenngrößen, wie später gezeigt wird, nur sehr bedingt möglich.

8.5.1 Struktur des Strömungsfeldes

Abbildung 13 (oben) zeigt das in MISKAM berechnete horizontale Strömungsfeld 3 m über Grund im Vergleich zum Simulationsergebnis aus ENVI-met (unten).

Qualitativ zeigen beide Strömungsfelder ein ähnliches Bild. Das Windfeld der MISKAM Simulation weist jedoch höhere Windgeschwindigkeiten im Lee des Gebäudes auf, wodurch die beiden Leewirbel stärker in Erscheinung treten. Vergleicht man die Strömungsfelder mit der ähnlichen Konfiguration aus Beispiel A (Tafel 1), so stellt man fest, daß sich nach längerer Simulationszeit die Leewirbel hinter dem Gebäude auch bei der ENVI-met Simulation weiter ausbilden und den MISKAM-Werte annähern. Die nach 10.68 s Simulationszeit zu beobachtenden Unterschiede sind somit auch auf eine unterschiedliche Stationarität des Strömungsfeldes zurückzuführen. Insgesamt erscheint bei der MISKAM-Simulation die Windgeschwindigkeit im

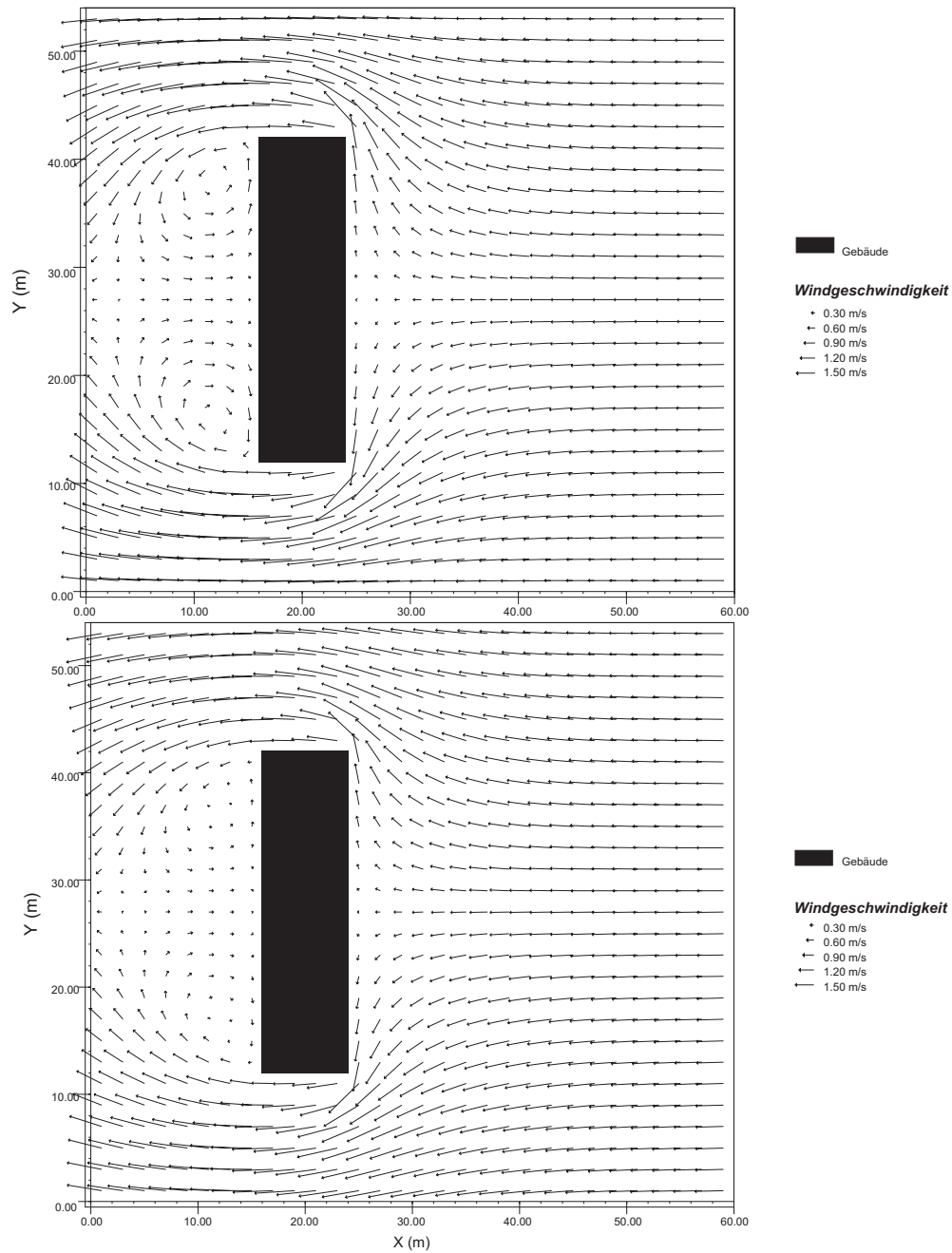


Abbildung 13: Strömungsfeld von MISKAM (oben) und ENVI-met (unten) (Horizontalschnitt bei $z = 3$ m)

Lee-Bereich recht hoch. Sie erreicht zum Teil in den äußeren Wirbelbereichen höhere Werte als auf der Luvseite des Gebäudes. Diese Impulsverteilung erscheint zumindestens fragwürdig, wenngleich aufgrund fehlender flächendeckender Vergleichsmessungen eine genaue Quantifizierung dieser Kritik nicht möglich ist.

In beiden Fällen ist ein Wiederanlegen der Strömung im Leebereich (Vorzeichenwechsel der u -Komponente) nach ca. 14 m zu beobachten, wodurch sich die qualitative Ähnlichkeit der Windfelder nochmals belegen läßt.

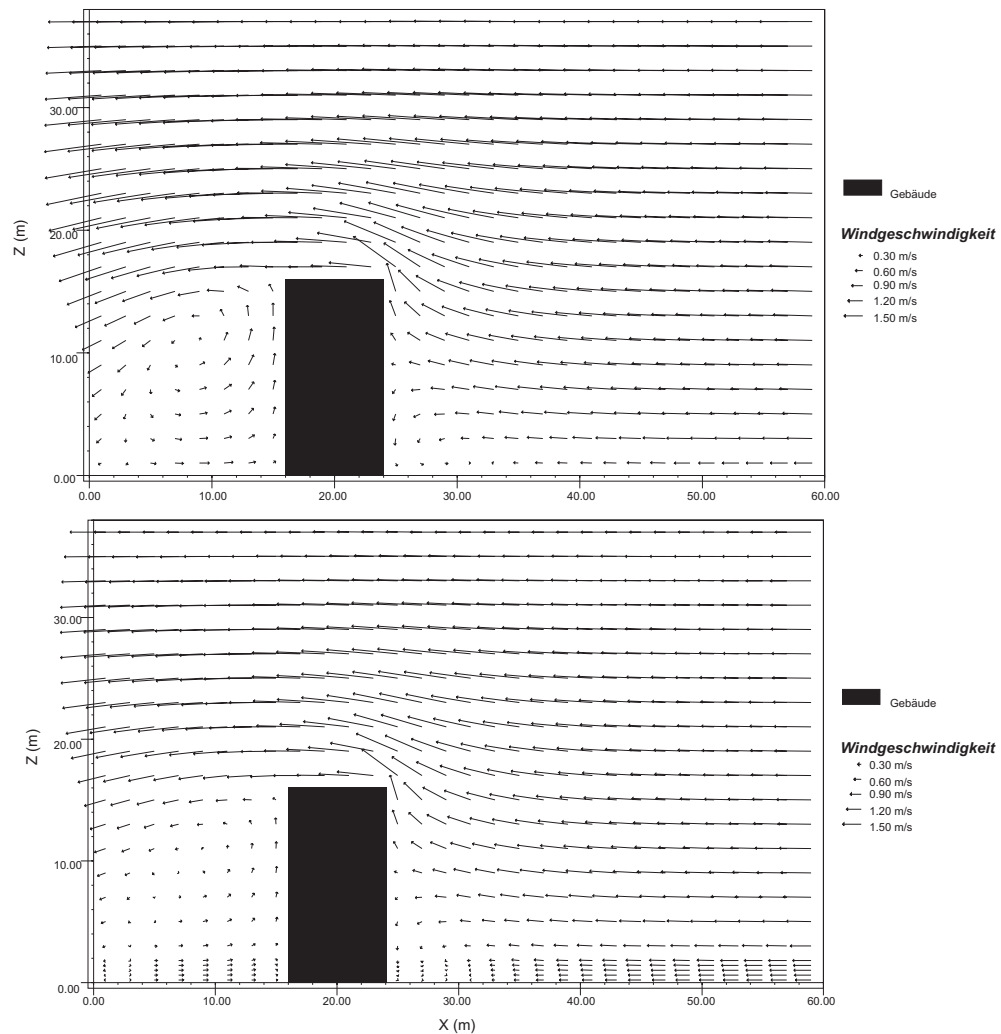


Abbildung 14: Strömungsfeld von MISKAM (oben) und ENVI-met (unten) (Vertikalschnitt bei $y = 26$ m)

Ein ähnliches Bild zeigt sich beim Vergleich der vertikalen Strömungsfelder in Abbildung 14. Auch hier ist die Struktur des Strömungsfeldes ähnlich,

weist aber im Fall der ENVI-met Simulation geringere Windgeschwindigkeiten im Lee des Gebäudes auf. Ein Vergleich mit dem entsprechenden Schnitt in Beispiel A zeigt wiederum, daß dieses zum Teil auf den unterschiedlichen Stationaritätsgrad der Strömungsfelder zurückzuführen ist.

Der Staupunkt im Luv (Vorzeichenwechsel der w -Komponente) wird von beiden Modellen in ca. 8 m Höhe berechnet. Dieses entspricht somit der bereits erwähnten Gesetzmäßigkeit, daß sich die Staupunktshöhe etwa in der halben Gebäudehöhe befindet (Plate, 1982).

8.5.2 Struktur der turbulenten Austauschkoeffizienten

Überwogen beim Strömungsfeld noch die Gemeinsamkeiten zwischen den MISKAM und ENVI-met Simulationen, so zeigt die Struktur der turbulenten Austauschkoeffizienten nur wenig Übereinstimmungen.

Der horizontale Schnitt in 3 m Höhe (Abbildung 15) zeigt zahlreiche Unterschiede zwischen den simulierten Austauschkoeffizienten. Auf der Luvseite des Gebäudes prognostiziert MISKAM einen Einflußbereich des Gebäudes von ca. 6 m stromaufwärts während sich bei ENVI-met das Gebäude bis zu 10 m weit stromaufwärts bemerkbar macht. Generell zeigt MISKAM im Luv des Gebäudes nur eine wenig erhöhte Turbulenz, während ENVI-met deutlich höhere Werte anzeigt. Dieses könnte auf die bessere Auflösung des Fußwirbels in ENVI-met zurückzuführen sein. Im Leebereich unterscheiden sich beide Austauschkoeffizientenfelder fundamental voneinander. Die an den vorderen Gebäudekanten durch Scherung hervorgerufene Turbulenz wird von beiden Programmen mit ca. $0.70 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ berechnet. Bei MISKAM ist dieses Feld erhöhter Turbulenz allerdings von nur sehr begrenzter räumlicher Ausdehnung, während es bei ENVI-met in den Turbulenzbereich hinter dem Gebäude übergeht. Im Lee des Gebäudes prognostiziert ENVI-met stark erhöhte Turbulenz mit Werten bis zu $1.00 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, während in MISKAM in diesem Bereich eine *Reduzierung* der Turbulenz im Vergleich zu den stromaufwärtsgelegenen Werten berechnet wurde. Besonders auffällig ist, daß die beiden Leewirbel sich im Koeffizientenfeld nicht wiederfinden lassen. Hier stellt sich die Frage, wie die in MISKAM berechnete hohe Windgeschwindigkeit im Leewirbelbereich mit der Verteilung der Austauschkoeffizienten zu vereinbaren ist. Betreibt man MISKAM hingegen mit dem alternativen Mischungswegansatz, so bilden sich die Leewirbel als Bereiche erhöhter Turbulenz heraus, welches sich mit allgemeinen Beobachtungen deckt.

Der Vertikalschnitt (Abbildung 16) zeigt ebenfalls erhebliche Unterschiede zwischen den Turbulenzwerten aus MISKAM und denen aus ENVI-met. Die von MISKAM im Lee des Gebäudes berechnete Zone reduzierter Turbulenz erstreckt sich exakt bis zum Dach des Gebäudes, oberhalb des Gebäudes nimmt die Turbulenz stark zu und übertrifft die in ENVI-met berechneten

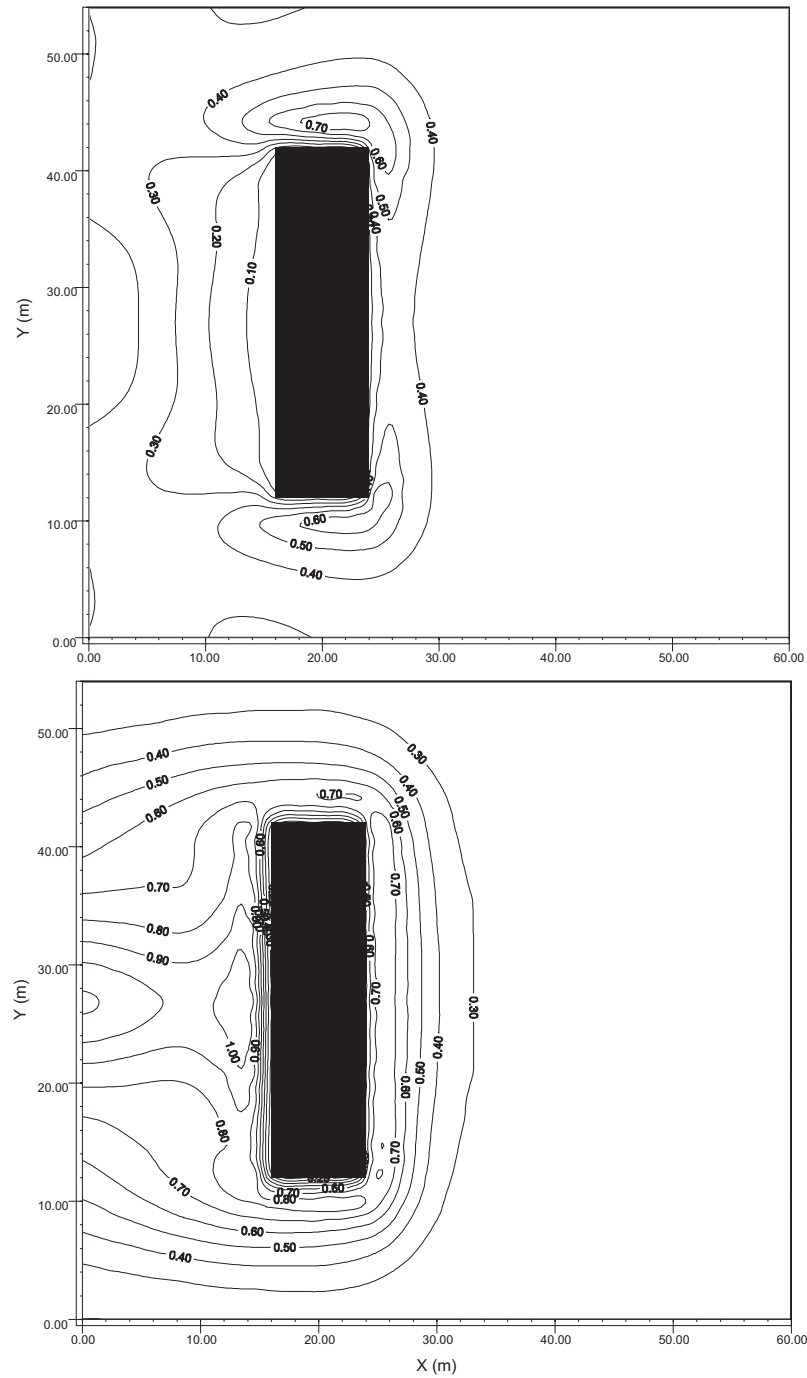


Abbildung 15: Verteilung der Austauschoeffizienten K_m von MISKAM (oben) und ENVI-met (unten) (Horizontalschnitt bei $z=3$ m, Abstand der Isolinien 0.1 m^2s^{-1})

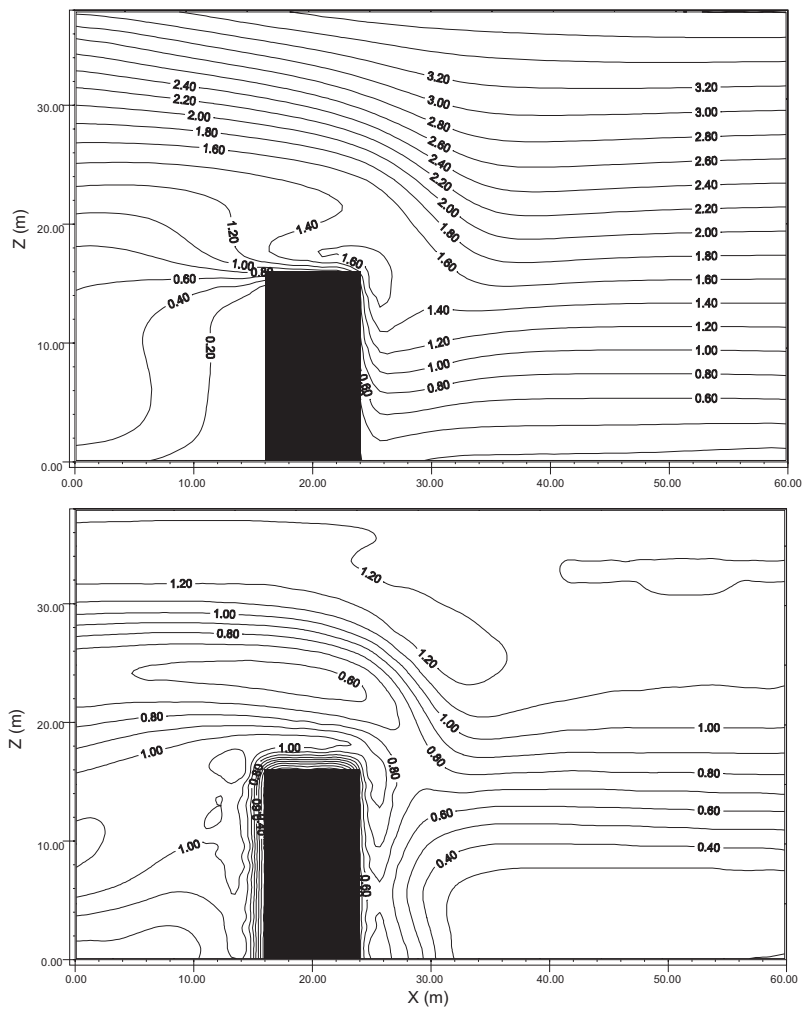


Abbildung 16: Verteilung der Austauschkoeffizienten K_m von MISKAM (oben) und ENVI-met (unten) (Vertikalschnitt bei $y=26$ m, Abstand der Isolinien $0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$)

Werte um mehr als den Faktor 2. Im Luv des Gebäudes zeigt sich bei MISKAM bis unmittelbar vor der Gebäudekante praktisch keine Veränderung des vertikalen K_m -Profils. In beiden Modellen bildet sich jedoch die schon in Abschnitt 8.2.4, S. 138 angesprochene Zone reduzierter Turbulenz oberhalb des Gebäudedaches aus.

Offensichtlich läßt die Implementation des $E - \epsilon$ Modells in MISKAM keinen Vergleich mit dem Modell von ENVI-met zu. Der Hauptgrund hierfür liegt sicherlich in der unterschiedlichen numerischen Behandlung des kompletten Prognosemoduls, wobei sich die in Abschnitt 3.3.3, S. 38 f. erläuterten Probleme bemerkbar machen.

8.6 Beispiel D: Veränderung des kleinräumigen Klimas durch eine Parkanlage

Das letzte Beispiel zeigt anhand einer größräumigeren Struktur die Auswirkung einer kleinen Grünanlage auf das Mikroklima. Die Konfiguration besteht aus $61 \times 56 \times 25$ Gitterzellen mit der Größe $5 \times 5 \times 5$ m sowie je 2 Reihen Nesting-Zellen mit der Größe $\Delta xy=10$ und 15 m. Die übrigen Rahmenbedingungen für die Simulation sind aus Tabelle 7, S. 132 ersichtlich.

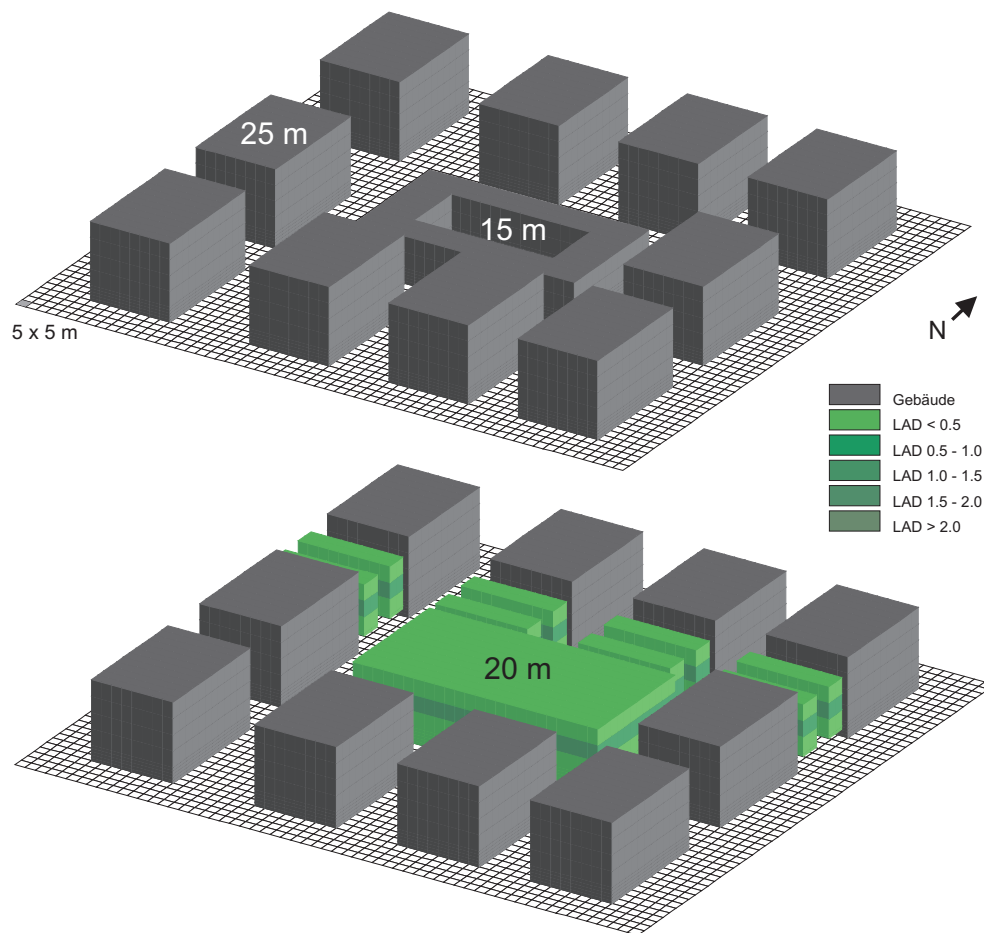


Abbildung 17: 3D-Ansicht der Modellkonfiguration für Beispiel D. Oben: Status-Quo, Unten: Planungsszenario. Angabe der Blattflächendichten LAD in m^2m^{-3}

Bei dem Untersuchungsgebiet handelt es sich um einen Ausschnitt aus einem mitteldicht bebauten fiktiven Innenstadtbereich mit quaderförmiger Block-

bebauung mit der Höhe 25 m. Im Status-Quo Fall (Abbildung 17 oben) befindet sich im Zentrum des Gebietes ein etwas flacherer Gebäudeblock (Höhe 15 m) mit einem 30 x 60 m großen Innenhof (ohne Toreinfahrt). Dieser Block soll im Rahmen einer Umgestaltungsmaßnahme weichen und auf seiner Grundfläche von 60 x 105 m einem Park mit geschlossener Baumkrone (Baumtyp „T3“, Höhe 20 m, vgl. Tabelle 5, S. 79) Platz bieten. Zusätzlich wird die nördliche West-Ost Straße mit Straßenbäumen (Typ „T7“, Höhe 20 m) bepflanzt (Abbildung 17 unten). Für den Straßenbereich wurde der Bodentyp „Asphaltstraße“ verwendet, entlang der Gebäude wurde ein 5 m breiter Steifen „Bürgersteig“ definiert. Im Bereich des Parks wurde wiederum ein Lehmboden mit einer Ausgangsfeuchte von 70% angenommen. Die Simulation startete am 23. Juni 06:00 und endete am 24. Juni um 06:00 Uhr.

8.6.1 Struktur des Strömungsfeldes

Im Status-Quo Fall (Abbildung 18 oben) blockiert das mittlere Gebäude die ursprüngliche Windrichtung aus Südwest, so daß an der vorderen linken Ecke das Strömungsfeld in eine nordwärtsgerichtete und eine ostwärtsgerichtete Komponente gesplittet wird. Innerhalb der übrigen Straßenschichten findet ebenfalls eine Kanalisierung der Strömung in Richtung der Straßenachse statt, wobei sich im Kreuzungsbereich die übergeordnete Strömungsrichtung wieder durchsetzen kann. Im Innenhof des mittleren Gebäudes ist die Windgeschwindigkeit stark reduziert und es bildet sich eine unsymmetrische Vortexzirkulation mit einem Geschwindigkeitminimum an der linken Innenhofseite aus.

Nach dem Abriß des mittleren Gebäudes kann das Modellgebiet im Kern mit der ursprünglichen Strömungsrichtung durchströmt werden (Abbildung 18 unten). Die Abbremsung des Windes durch die Bäume ist 2 m über Grund gering, da hier nur wenig Blattwerk vorhanden ist. Die Veränderung des Strömungsfeldes ist nicht nur auf den Bereich des Parks beschränkt, wie die Darstellung der Geschwindigkeitsdifferenzen zeigt (Abbildung 19, positive Werte bedeuten eine höhere Windgeschwindigkeit im Planungsfall).

Aufgrund der im Planungsszenario fehlenden Kanalisierung im Lee des Parks kommt es hier zu leicht geringeren Windgeschwindigkeiten als im Status-Quo Fall. Dieses zeigt sich besonders deutlich im Lee des zweiten vorderen Gebäudes von rechts, wo eine lokale Reduzierung der Geschwindigkeit bis zu -0.9 m s^{-1} zu verzeichnen ist. Durch den Wegfall des zentralen Hindernisses ändern sich auch Strömungsmuster, die zunächst nicht in direkter Verbindung zum Zentralbereich zu stehen scheinen. Im Status-Quo Fall kann sich im Leebereich des mittleren Randgebäudes auf der linken Seite ein Wirbel entwickeln, der nach dem Wegfall des zentralen Gebäudeblocks nicht mehr zu beobachten ist. Stattdessen kann sich im Planungsfall in der Straße die ursprüngliche SW-NO Komponente der Anströmung durchsetzen, was im

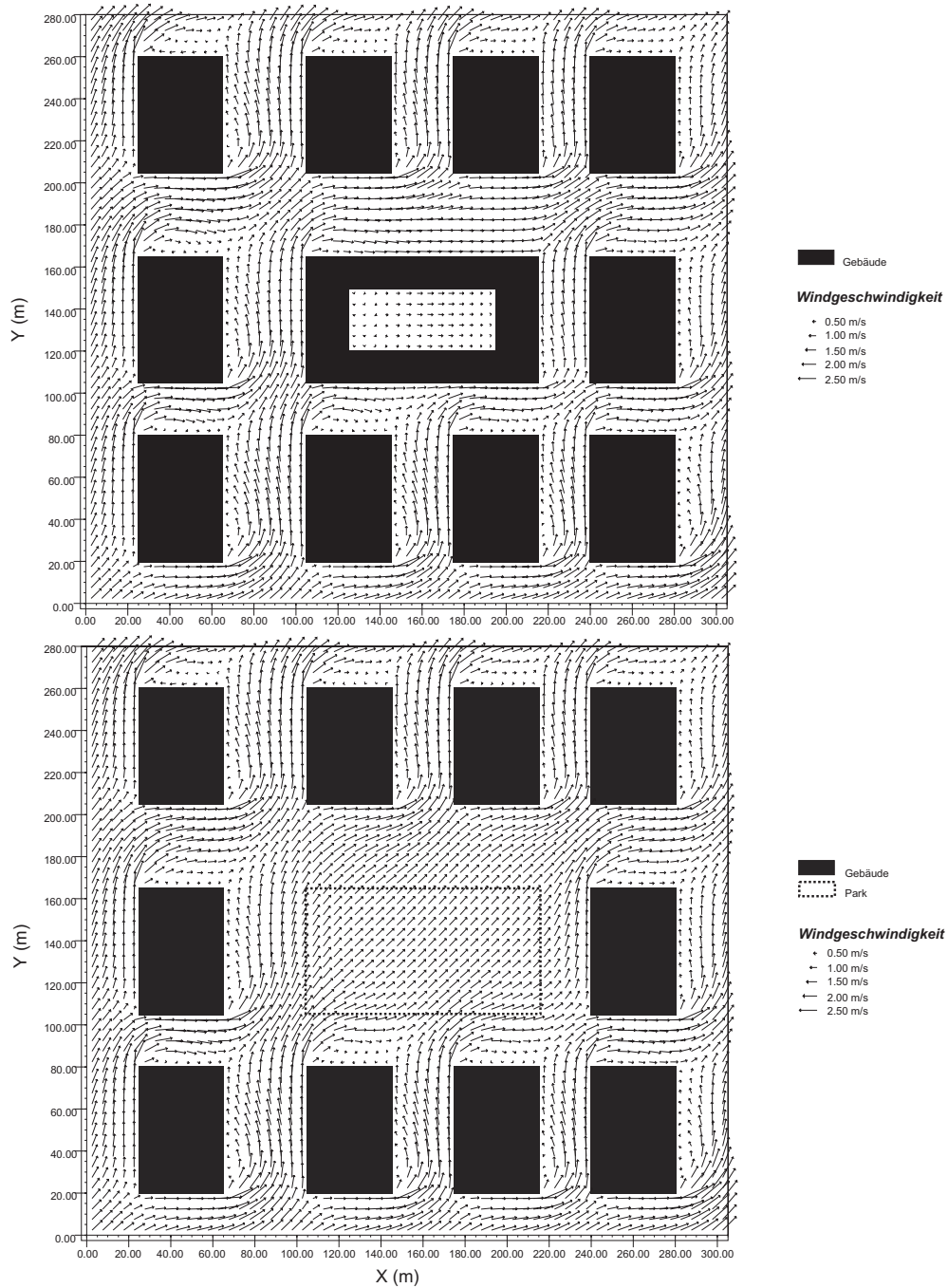


Abbildung 18: Strömungsfeld für die Status-Quo (oben) und Planungssituation (unten) um 14:00 Uhr. Horizontalschnitt bei $z=2$ m

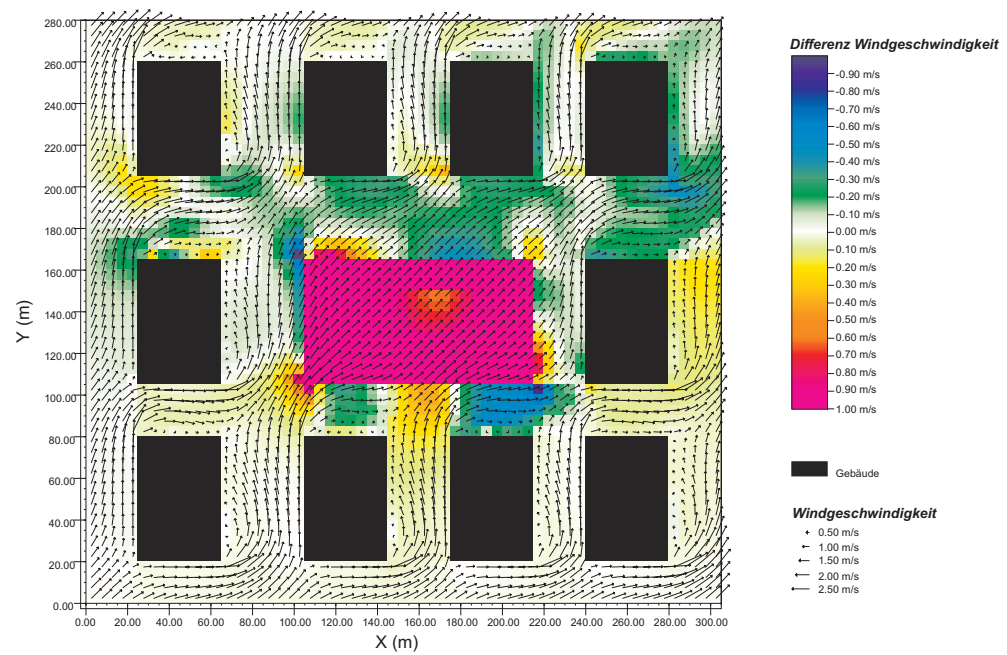


Abbildung 19: Differenz der Windgeschwindigkeit um 14:00. Horizontalschnitt bei $z=2$ m. (Planung - Status-Quo)

Status-Quo Fall durch die verstärkte Kanalisierung im nach Osten anschließenden Kreuzungsbereich nicht möglich war. Dieser Bereich ist ein gutes Beispiel dafür, wie kleine Änderungen im Impulsaustausch das entstehende Strömungsmuster verändern können.

8.6.2 Verteilung der Luft- und Oberflächentemperaturen

Die Verteilung der Oberflächentemperaturen um 14:00 Uhr (Abbildung 20) wird maßgeblich durch Abschattungseffekte bestimmt. Die höhere Albedo des Zementbetons der Bürgersteige macht sich in leicht reduzierten Oberflächentemperaturen bemerkbar, im Bereich des Parks kommt zusätzlich noch die Abkühlung durch den latenten Wärmefluß vom Lehmboden hinzu. Da die Referenzoberflächentemperatur aus den Werten für eine Asphaltstraße und denen eines Lehmbodens arithmetisch gemittelt wird, sind die unbeschatteten Asphaltflächen immer wärmer als die Referenzoberfläche des Randmodells. Eine Reduzierung des sensiblen Wärmestroms erfahren jene Flächen, die mit reduzierter Windgeschwindigkeit überströmt werden, da hier der Wärmeübergangskoeffizient geringer ist.

Die in Abbildung 21 dargestellten Lufttemperaturen sind einerseits eine Folge der oben beschriebenen Oberflächentemperaturen, andererseits abhängig von der Vertikalkomponente des Windfelds (vgl. Beispiel A): Bei labiler Schichtung führt eine abwärtsgerichtete Strömung zu lokal kühlerer Luft. Umgekehrt wird bei einer aufwärtsgerichteten Strömung wärmere Luft aus Richtung des erhitzten Bodens herbeigeführt.

In den windwärts gelegenen Modellbereichen mit aufwärtsgerichteter Vertikalkomponente dominieren Bereiche mit erhöhten Lufttemperaturen. Der Schattenwurf der Gebäude macht sich in einer leichten Reduzierung der Lufttemperaturen bemerkbar. Der Innenhof des mittleren Gebäudeblocks im Status-Quo Fall (Abbildung 21 oben) weist deutlich geringere Lufttemperaturen auf, wobei sich hier wiederum die Effekte durch die starke Verschattung der Bodenoberfläche und der Fassaden sowie die Auswirkungen der Wirbelzirkulation im Innenhof überlagern.

Die windabgewandten Teile des Modellgebiets sind durch relativ kühle Lufttemperaturen gekennzeichnet. Durch das mittlere Gebäude wird die obere W-E ausgerichtete Straße über einen längeren Abschnitt beschattet. Die hier abgekühlte Luft wird mit dem Strömungsfeld transportiert, so daß es im nordöstlichen Bereich des Modells zu einer Ansammlung kühlerer Luft kommt. Eine weitere Verstärkung der Abkühlungsprozesse wird durch die an diesem Punkt wieder absinkenden Luftmassen im Lee des Gesamtmodellgebietes verursacht.

Im Planungsszenario (Abbildung 21 unten) sind die Veränderungen der Lufttemperatur im Vergleich zum Status-Quo Fall gering. Abbildung 22 zeigt

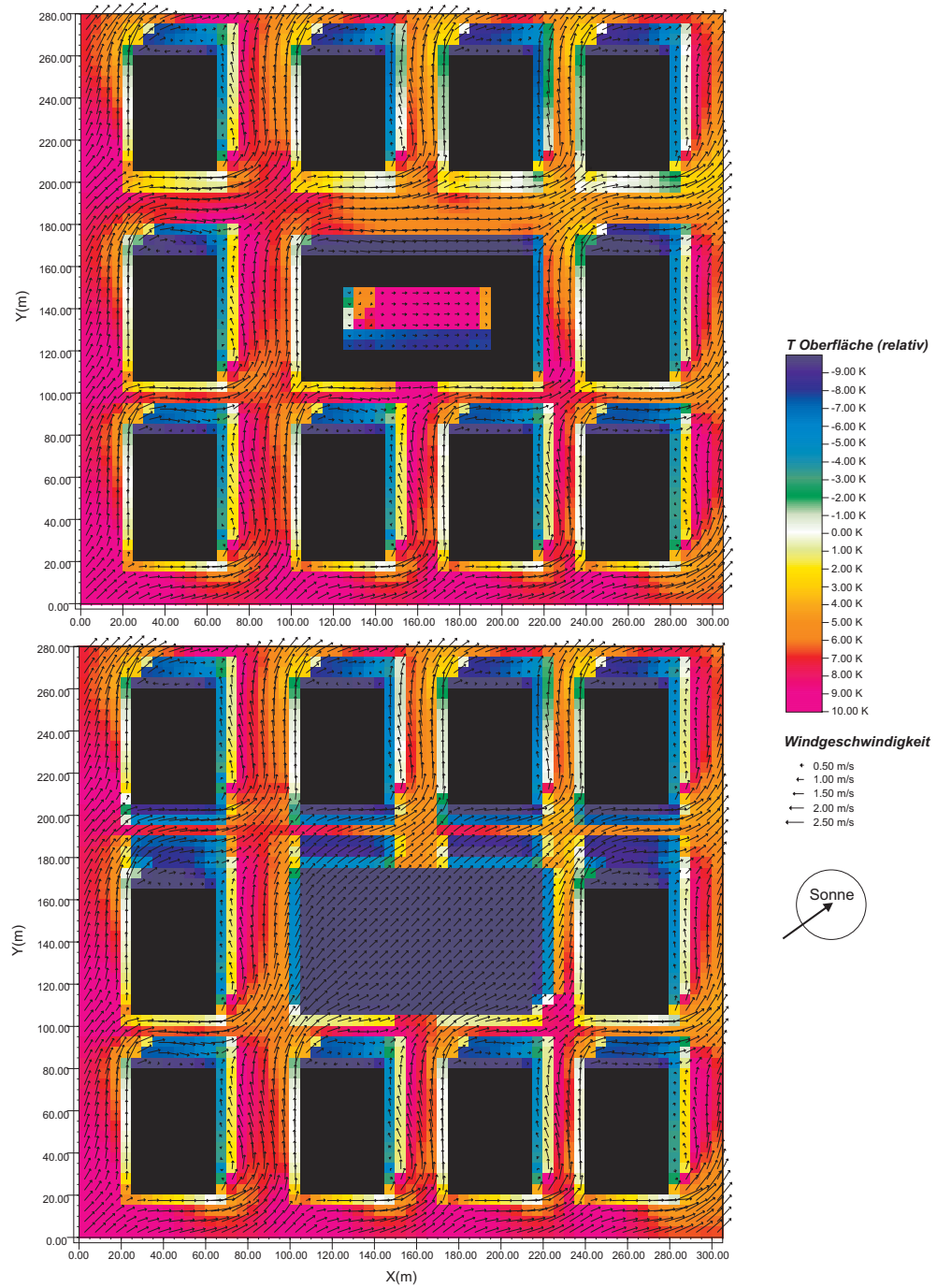


Abbildung 20: Temperatur der Bodenoberfläche um 14:00 für den Status-Quo Fall (oben) und das Planungsszenario (unten). Horizontalschnitt bei $z=2$ m.

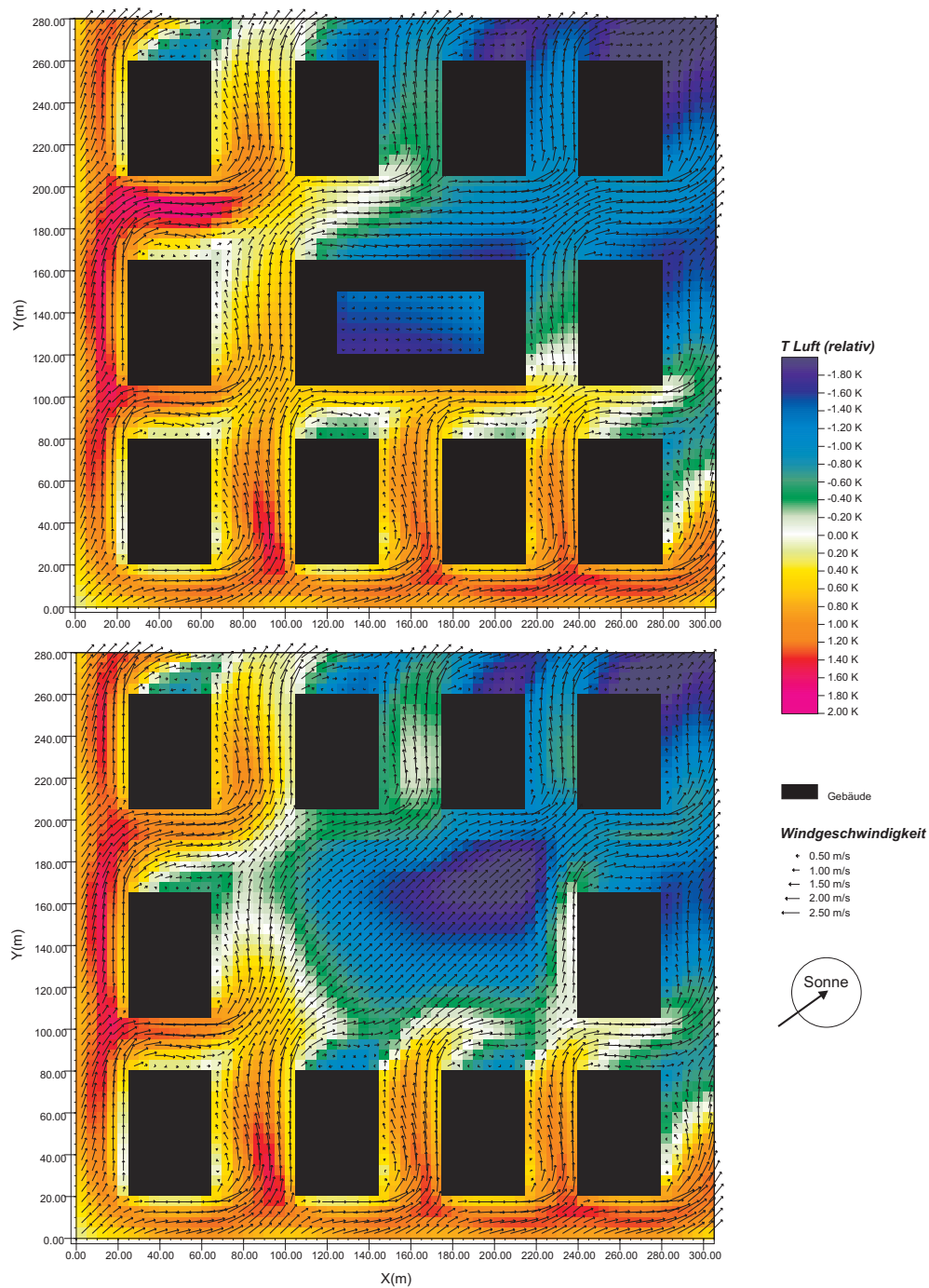


Abbildung 21: Lufttemperatur um 14:00 für den Status-Quo Fall (oben) und das Planungsszenario (unten). Horizontalschnitt bei $z=2$ m.

zur Veranschaulichung die Differenz der Temperaturen in einer gesonderten Grafik.

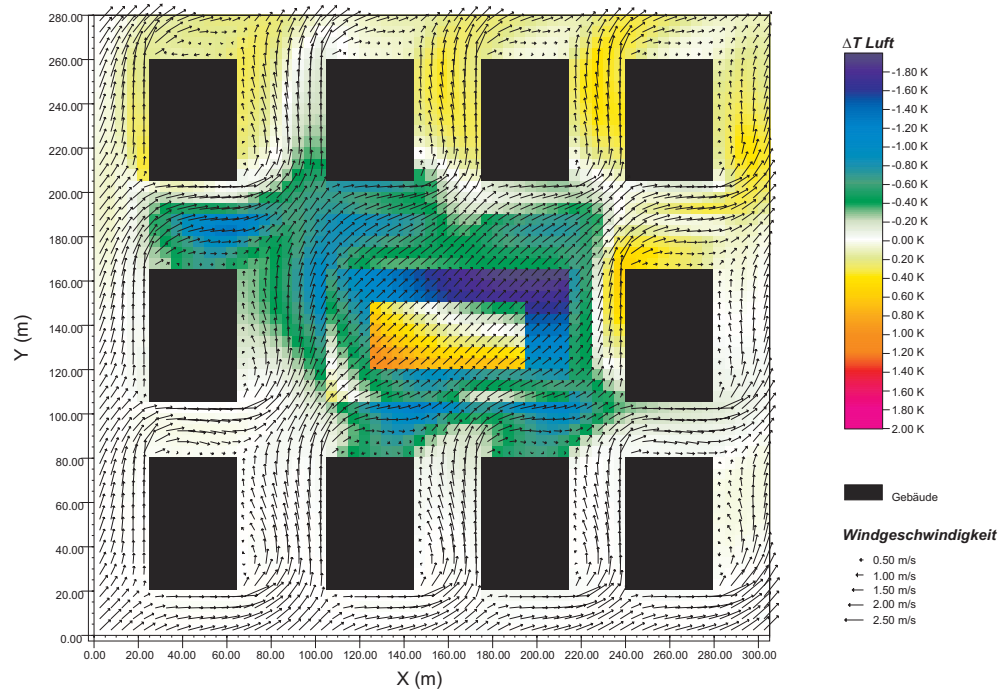


Abbildung 22: Differenz der Lufttemperatur um 14:00. Horizontalschnitt bei $z=2$ m. (Planung - Status-Quo)

Da das Parkgebiet vom Wind durchströmbar ist, verändert sich die Lage der Fahne kühlerer Luft geringfügig. Durch die etwas andere Strömungssituation sowie die Begrünung der oberen Querstraße kann eine Temperaturreduzierung um etwa -0.6 bis -0.9 K festgestellt werden. Zwischen den Häusern der nördlichen Reihe kann eine leichte Temperaturerhöhung festgestellt werden. Diese ist wahrscheinlich auf kleine Änderungen in der Vertikalzirkulation und der Turbulenz zurückzuführen. Insgesamt kann festgestellt werden, daß sich der Temperatureffekt des Parks in diesem Beispiel überwiegend auf den Bereich des Parks selber beschränkt.

Die dreidimensionale Ansicht der Lufttemperaturverteilung um 14:00 (Abbildung 23) veranschaulicht die Komplexität der Austauschprozesse, die sich durch zweidimensionale Schnitte nur erahnen läßt. Durch die Aussparung der Gebäudekörper erkennt man vor allem die inhomogene Verteilung der Lufttemperatur entlang der verschiedenen Häuserfassaden besonders deutlich.

Etwas anders stellt sich die Situation dar, wenn man die Differenz der Lufttemperaturen zwischen dem Status-Quo Fall und dem Planungsszenario am

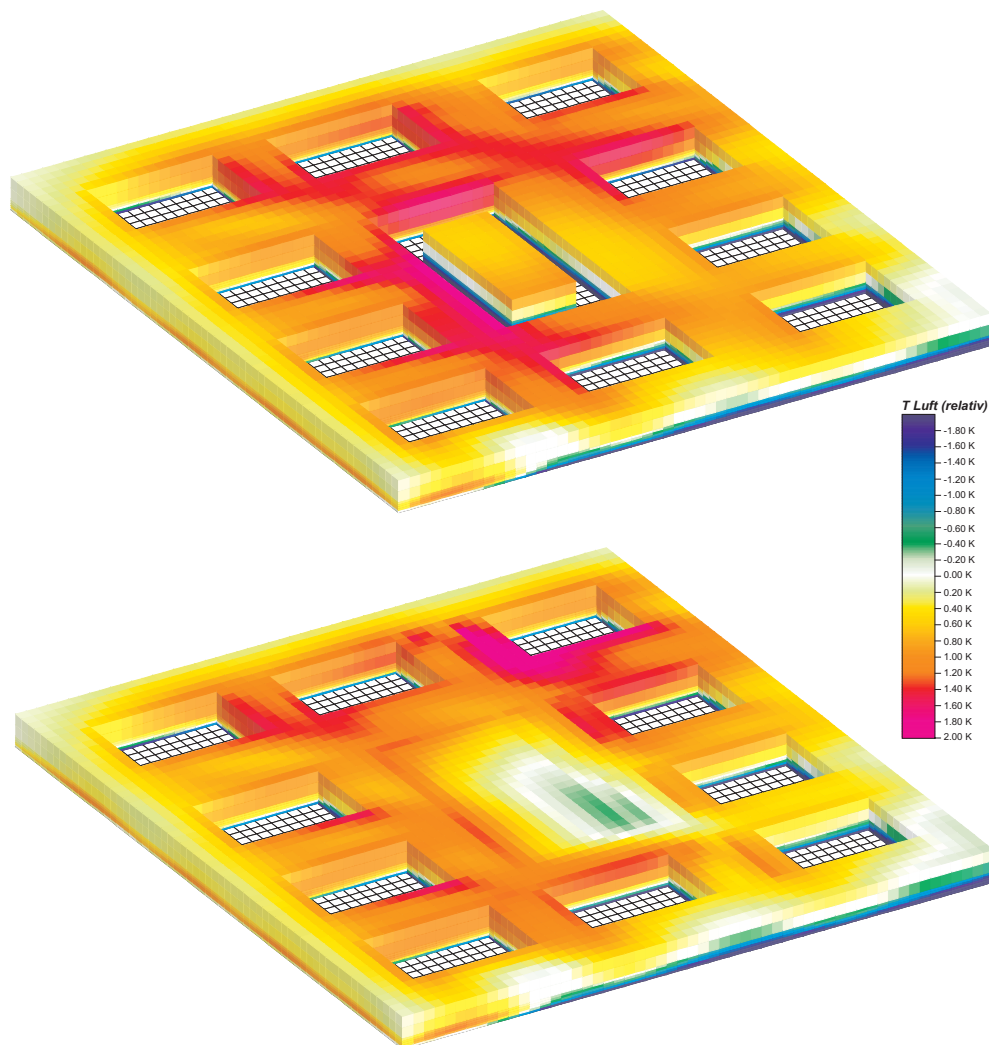


Abbildung 23: Lufttemperatur um 14:00 für den Status-Quo Fall und das Planungsszenario. 3D-Blockbild geschnitten bei $z=15$ m.

frühen Morgen (04:00 Uhr) betrachtet (Abbildung 24).

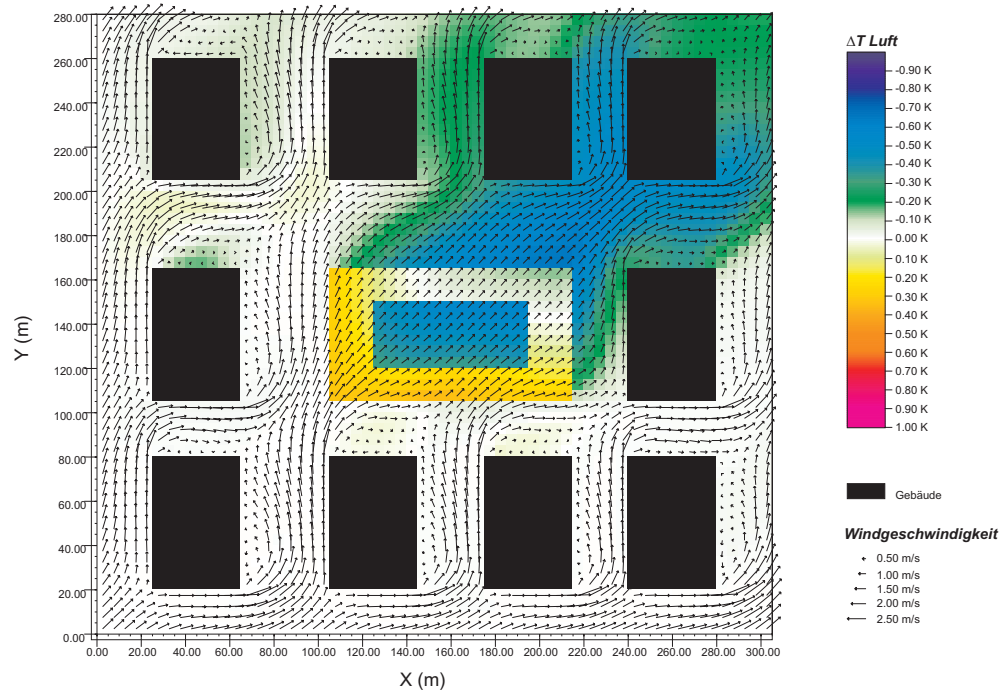


Abbildung 24: Differenz der Lufttemperatur um 04:00. Horizontalschnitt bei $z=2$ m. (Planung - Status-Quo)

Zu diesem Zeitpunkt ist die Schichtung der Atmosphäre innerhalb der bebauten Struktur wesentlich schwächer labil geschichtet als zur Mittagszeit, so daß der Temperatureffekt der vertikalen Advektion in den Hintergrund tritt, zudem ist die kurzwellige Strahlungskomponente noch sehr gering. In den frühen Morgenstunden zeigt sich deutlich eine vom Park ausgehende Fahne reduzierter Lufttemperaturen (ca. - 0.5 K), die bis an den Rand des Modellgebietes reicht.

Man kann somit zusammenfassend feststellen, daß während der Tagesstunden, vor allem aber zur Mittagszeit, prinzipiell jedes abschattende Objekt, egal ob Baum oder Haus, in der Lage ist, die Lufttemperatur zu reduzieren. Der deutliche Vorteil eines Parks zeigt sich erst in der Nacht, wenn die Abschattung keine Rolle mehr spielt, sehr wohl aber die Fähigkeit, die im Laufe des Tages gespeicherte Energie auch in Form von latenter Wärme abgeben zu können, und so den Wärmeinseleffekt zu reduzieren.

8.6.3 Verteilung der spezifischen Feuchte

Abschließend soll noch ein kurzer Blick auf die Veränderung der spezifischen Feuchte durch den Parkneubau geworfen werden. Abbildung 25 zeigt die Differenz der spezifischen Feuchte um 14:00 Uhr.

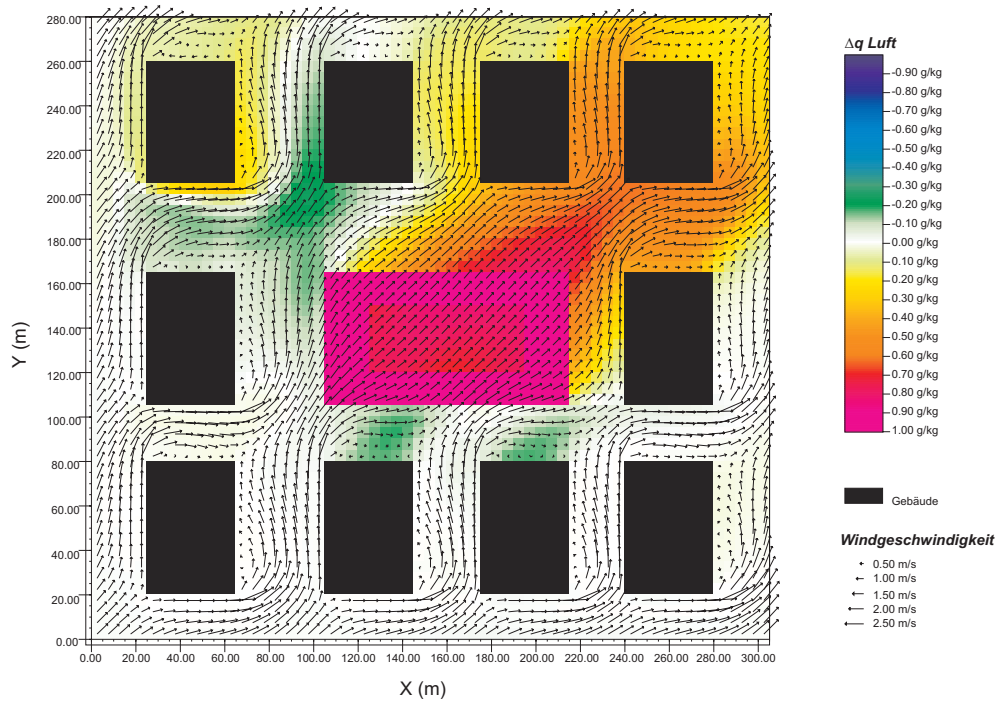


Abbildung 25: Differenz der spezifischen Feuchte um 14:00. Horizontalschnitt bei $z=2$ m. (Planung - Status-Quo)

Die maximale Erhöhung der Feuchte, ausgenommen jener Bereiche, die vorher von Gebäudeteilen belegt waren, befindet sich im Zentrum des Parks und beträgt ca. 0.8 gkg^{-1} . Stromabwärts vom Park breitet sich eine Fahne etwas feuchterer Luft bis zum Modellrand aus. Hier liegt der Zuwachs an Wasserdampf im Bereich von 0.3 bis 0.5 gkg^{-1} . Ein großer Teil des zusätzlichen Wasserdampfes in der Luft stammt hier nicht von der Vegetation, sondern von der relativ feuchten Bodenoberfläche innerhalb des Parkgebietes.

9 Zusammenfassung und Schlußbemerkungen

In dieser Arbeit wurde die Entwicklung und Anwendung des Modells ENVI-met zur Untersuchung der Auswirkungen lokaler Umweltgestaltung auf das Mikroklima in städtischen Strukturen vorgestellt.

Durch die numerische Lösung der verschiedenen thermodynamischen, hydrologischen und strömungsmechanischen Grundgleichungen mit einem hochauflösenden Differenzenverfahren ermöglicht das Modell, das klimatologische Zusammenspiel verschiedener Elemente und Oberflächen in urbanen Räumen zu simulieren. Für jeden Punkt im Modellgitter kann das Bodenprofil, die Oberflächenart und die Belegung mit Gebäuden oder Vegetation weitestgehend frei gewählt werden. Hierdurch ist die Nachbildung auch von komplexen städtischen Strukturen möglich. Die prognostische Berechnung der Austauschvorgänge ermöglicht die Simulation zeitlich und räumlich instationärer Prozesse, vor allem der Erwärmung und Abkühlung von Flächen, die mit stationären diagnostischen Modellen nicht möglich ist.

Anhand von drei ausgewählten Beispielen wurde gezeigt, wie das Modell ENVI-met als Hilfsmittel bei der Beurteilung unterschiedlicher mikroklimatologischer Fragestellungen im Bereich der Stadtplanung eingesetzt werden kann. Hierbei wurde besonderes Gewicht auf die Beurteilung der Auswirkungen von Vegetation auf die Temperaturverteilung und das Bioklima im Straßenumfeld gelegt. Die von ENVI-met berechneten Ergebnisse erwiesen sich hierbei innerhalb des Modells als konsistent. Die simulierten Auswirkungen auf das Mikroklima decken sich qualitativ und quantitativ mit den allgemeinen stadtklimatologischen Beobachtungen. Ein konkreter Vergleich von Feldmessungen und Simulationsberechnungen konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geleistet werden.

Ein zufriedenstellender Vergleich mit anderen Modellen konnte mangels vergleichbarer Modelle nicht durchgeführt werden. Ein Vergleich mit dem mikroskaligen Modell MISKAM von J. Eichhorn (1989) ergab wesentliche Differenzen bei der Prognose der Turbulenzverteilung, die auf die unterschiedlichen Berechnungsmethoden zurückzuführen sind.

Insgesamt erwies sich das Modell in der vorliegenden Version 1.0 als ein zuverlässiges Werkzeug zur Beurteilung kleinklimatischer Prozesse in städtischen Strukturen. Als zukünftige Forschungsziele sind an erster Stelle vergleichende Messungen aber auch die Verbesserung und Erweiterung des Modells zu nennen.

Da das Modell ohne finanzielle Fremdmittel entwickelt wurde, besteht die Möglichkeit, über das *Free-Source-Konzept* das Programm über Netzwerke anderen Forschergruppen unentgeltlich zur Verfügung zu stellen. Der hierdurch erzielbare Zusatznutzen in Form von Erweiterungen, Validie-

rungen oder einfach nur von konstruktiver Kritik kann bei keiner anderen Nutzungsweise erzielt werden.

Die jeweils aktuelle Version von ENVI-met ist unter der Internet-Adresse www.geographie.ruhr-uni-bochum.de/agklima/envimet/index.html zu finden.

Diese Arbeit ist als Grundstein für die Entwicklung eines Modellbaukastens ENVI-met zu sehen, der mit der Hoffnung auf internationale Anwendung und Weiterentwicklung der Öffentlichkeit zugänglich gemacht wird.

Literaturverzeichnis

- Ames, W. F. (1977). *Numerical Methodes for Partial Differential Equations*. Second edition. Academic Press, New York.
- Arnfield, J. A. und Grimmond, C. S. B. (1998). An urban canyon energy budget model and its application to urban storage heat flux modelling. *Energy and Buildings*. (in Vorbereitung).
- Asaeda, T. und Thanh Ca, V. (1993). The subsurface transport of heat and moisture and its effect on the environment: A numerical model. *Boundary Layer Meteorology*, 65:159–179.
- Blackadar, A. K. (1962). The vertical distribution of wind and turbulent exchange in neutral atmosphere. *J. Geophys. Research*, 67:3095–3102.
- Braden, H. (1982). Simulationsmodell für den Wasser-, Energie- und Stoffhaushalt in Pflanzenbeständen. *Rep. Inst. Meteorol. Uni. Hannover*, (23).
- Brown, G. und Isfält, E. (1974). Solar irradiation and sun shading devices. In: *Report R19:1974*. Nat. Swedish Council for Building Research, Stockholm.
- Bruse, M. (1995). Entwicklung eines numerischen Modells zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen. Diplomarbeit, Geographisches Institut der Universität Bochum.
- Clapp, R. B. und Hornberger, G. (1978). Empirical equations for some soil hydraulic properties. *Water Resource Research*, 14:601–604.
- Clarke, R. H. (1970). Recommended methods for the treatment of the boundary layer in numerical models. *Australian Meteorological Magazine*, 18:51–73.
- Deardorff, J. W. (1978). Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Research*, 83:1889–1903.
- Detering, H. W. und Etling, D. (1985). Application of the $E - \epsilon$ turbulence model to the atmospheric boundary layer. *Boundary Layer Meteorology*, 33:113–133.
- Douglas, J. (1955). On the numerical integration of $\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2 = \partial u / \partial t$ by implicit methods. *J. Society of Industrial Applied Mathematics*, 3(1):42–56.

- Douglas, J. (1957). A note on the alternating direction implicit method for the numerical solution of heat flow problems. *Proceedings of the American Mathematical Society*, 8:409–412.
- Douglas, J. (1962). Alternating direction methods for three space variables. *Numerische Mathematik*, 4:41–63.
- Douglas, J. und Rachford, H. H. (1956). On the numerical solution of heat conduction problems in two and three space variables. *Transactions of the American Mathematical Society*, 82:421–439.
- Duynkerke, P. G. (1988). Application of the $E - \epsilon$ turbulence closure to the neutral and stable atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 45:865–880.
- Eichhorn, J. (1989). *Entwicklung und Anwendung eines dreidimensionalen mikroskaligen Stadtklima-Modells*. Dissertationsschrift, Univ. Mainz.
- Fanger, P. O. (1982). *Thermal Comfort. Analysis and Application in Environment Engineering*. McGraw Hill Book Company, New York.
- Frenzen, G., Heimann, D., und Wamser, M. (1987). Dokumentation des regionalen Klimamodells RKM auf der Basis von FITNAH. *DLR-Mitteilungen 87-07*.
- Griebel, M., Dornseifer, T., und Neunhoffer, T. (1995). *Numerische Simulation in der Strömungsmechanik*. Scientific Computing. Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden.
- Gross, G. (1991). Anwendungsmöglichkeiten mesoskaliger Simulationsmodelle dargestellt am Beispiel Darmstadt: Teil 1: Wind- und Temperaturfelder. *Meteorol. Rundschau*, 43:97–112.
- Groß, G. (1994). ASMUS- Ein numerisches Modell zur Berechnung der Strömung und der Schadstoffverteilung im Bereich einzelner Gebäude. Teil 1: Das Strömungsfeld. *Meteorologische Zeitschrift (n.F.)*, 3:267–274.
- Groß, G. (1997). ASMUS- Ein numerisches Modell zur Berechnung der Strömung und der Schadstoffverteilung im Bereich einzelner Gebäude. Teil 2: Schadstoffausbreitung und Anwendung. *Meteorologische Zeitschrift (n.F.)*, 6:130–136.
- Gutman, D. und Torrance, K. E. (1975). Response of the urban boundary layer to heat addition and surface roughness. *Boundary Layer Meteorology*, 9:217–233.
- Heimann, D. (1994). REWIH3D- Modell- und Programmbeschreibung. *DLR, Institut für Physik der Atmosphäre, Report No. 3*.

- Hillel, D. (1980). *Fundamentals of soil physics*. Academic Press, New York.
- Houghton, J. T. (1977). *The physics of the atmosphere*. Cambridge University Press, New York.
- Idso, S., Jackson, R., Kimball, B., und Nakagama, F. (1975). The dependence of bare soil albedo on soil water content. *J. Appl. Met.*, 14:109–113.
- Inclán, M. G., Forkel, R., Dlugi, R., und Stull, R. B. (1996). Application of transient turbulent theory to study interactions between the atmospheric boundary layer and forest canopies. *Boundary Layer Meteorology*, 79:315–344.
- Jendritzky, G. (1993). Das Klima als Gesundheitsfaktor. *Geographische Rundschau*, 2:107–114.
- Johnson, G. T. und Hunter, L. J. (1995). A numerical study of dispersion of passive scalars in city canyons. *Boundary Layer Meteorology*, 75:235–262.
- Jones, H. G. (1992). *Plants and microclimate*. Cambridge University Press, New York.
- Jongen, T. und Marx, Y. P. (1997). Design of an unconditionally stable, positive scheme for the $k - \epsilon$ and two-layer turbulence models. *Computer and Fluids*, 26:469–487.
- Kerschgens, M. et al. (1994). *WiTraK Windfeld-, Transport- und Klimatologie Programm*. Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln.
- Kuchling, H. (1991). *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig- Köln, Leipzig.
- Kuhn, P. M. (1963). Radiometersonde observations of infrared flux emissivity of water vapour. *J. Appl. Meteorol.*, 2:368–378.
- Launder, B. und Spalding, D. B. (1974). The numerical computation of turbulent flow. *Computer Methods in Appl. Mechanics and Engineering*, 3:269–289.
- Liljequist, G. H. (1979). *Meteorologie*. Dept. of Meteorology, University of Uppsala, Uppsala.
- Liu, J. et al. (1996). $E - \epsilon$ modelling of turbulent airflow downwind of a model forest edge. *Boundary Layer Meteorology*, 77:21–44.

- Mellor, G. und Yamada, T. (1974). A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal for Atmospheric Science*, 31:1791–1806.
- Mellor, G. und Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys.*, 20:851–875.
- Mihailović, A. und Rajković, A. (1994). Impact of differently designed evaporation schemes on variability of Bowen ratio and ground temperature in land-air parameterization modeling. *Meteorologische Zeitschrift (n.F.)*, 3:312–318.
- Mix, W., Goldberg, V., und Bernhardt, K.-H. (1994). Numerical experiments with different approaches for boundary layer modelling under large-area forest canopy conditions. *Meteorologische Zeitschrift (n.F.)*, 3:187–192.
- Mohammadi, B. (1992). Complex turbulent flows computation with a two layer approach. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 15:747–771.
- Monin, A. und Obukhov, A. M. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Tr. Geopiz. Inst. Akad. Nauk.*, 24:163–187.
- Naot, O. und Mahrer, Y. (1989). Modelling microclimate environments: A verification study. *Boundary Layer Meteorology*, 46:333–354.
- Oke, T. R. (1987). *Boundary Layer Climates*. Methuen, London.
- Paltridge, G. W. und Platt, C. M. R. (1976). *Radiative processes in Meteorology and Climatology*. Elsevier, New York.
- Paterson, D. A. und Apelt, C. (1989). Simulation of wind flows around three-dimensional buildings. *Building and Environment*, 24:39–50.
- Patrinos, A. und Kistler, A. (1977). A numerical study of the Chicago lake breeze. *Boundary Layer Meteorology*, 12:93–123.
- Peaceman, D. und Rachford, H. (1955). The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations. *J. Society of Indust. Applied Mathematics*, 3(1):28–41.
- Pielke, R. A. (1984). *Mesoscale Meteorological Modelling*. Academic Press, New York.
- Plate, E. J. (1982). Windkanalmodellierungen von Ausbreitungsvorgängen in Stadtgebieten. In: *Abgasbelastungen durch den Kraftfahrzeugverkehr*. Verlag TÜV Rheinland, Köln.

- Potchter, O., Lonke, A., und Bitan, A. (1998). The effects of tall trees on climatic parameters at the pedestrian level in mediterranean climatic zones- A case study of Tel-Aviv. In: Alcofordao, M. et al. (Hrsg.), *Climate and Environmental Change, Pre-Regional Conference Meeting of the Commission on Climatology*, Lissabon. International Geographical Union.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S., und Vetterling, W. T. (1990). *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, New York.
- Roache, P. (1984). *Computational fluid dynamics*. Academic Press, New York.
- Rodi, W. (1994). Current trends in turbulence modelling. In: Fezoni, L., Periaux, J., und Hunt, J. (Hrsg.), *Computational Aeronautical Fluid Dynamics*, Seiten 225–245. Oxford: Clarendon Press.
- Rökle, R. (1990). *Bestimmung der Strömungsverhältnisse im Bereich komplexer Bauungsstrukturen*. Dissertationsschrift, Univ. Darmstadt.
- Rotenberg, E., Mamane, Y., und Joseph, J. H. (1998). Longwave radiation regime in vegetation-parameterisations for climate research. *Environmental Modelling and Software*, 13:361–371.
- Schilling, V. K. (1990). A parameterization for modelling the meteorological effects of tall forests– A case study of a large clearing. *Boundary Layer Meteorology*, 55:283–304.
- Schlünzen, H. (1988). Das mesoskalige Transport- und Strömungsmodell METRAS. *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften*.
- Schumann, U. und Sweet, R. A. (1976). A direct method for the solution of the Poisson's Equation with Neumann boundary conditions on a staggered grid of arbitrary size. *J. Comp. Phys.*, 20.
- Siebert, J., Sievers, U., und Zdunkowski, W. (1992). A one-dimensional simulation of the interaction between land surface processes and the atmosphere. *Boundary Layer Meteorology*, 59:1–34.
- Sievers, U. (1995). Verallgemeinerung der Stromfunktionsmethode auf drei Dimensionen. *Meteorologische Zeitschrift (n.F.)*, 4:3–15.
- Sievers, U., Mayer, I., und Zdunkowski, W. G. (1987). Numerische Simulation des urbanen Klimas mit einem zweidimensionalen Modell. Teil 1: Die Modellgleichungen und deren numerische Behandlung. *Meteorologische Rundschau*, 40:40–52.
- Smolarkiewicz, P. K. (1984). A fully multidimensional positiv definite advection transport algorithm with small implicit diffusion. *J. Comp. Phys.*, 54:325–362.

- Staniforth, A. und Cote, J. (1991). Semilagrangian integration schemes for atmospheric models- A review. *Monthly Weather Review*, 119.
- Stull, R. B. (1988). *An Introduction into Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Press, Utrecht, Boston.
- Stull, R. B. (1993). Review of nonlocal mixing in turbulent atmosphere: Transient Turbulence Theory. *Boundary Layer Meteorology*, 62:21–96.
- Taesler, R. und Anderson, C. (1984). A method for solar radiation computations using routine meteorological observations. *Energy and Buildings*, 7:341–352.
- Terjung, W. H. und O'Rourke, P. A. (1980). Simulating the causal elements of the urban heat islands. *Boundary Layer Meteorology*, 19:93–118.
- Tjernström, M. (1989). Some tests with a surface energy balance scheme including a bulk parameterization for vegetation in a mesoscale model. *Boundary Layer Meteorology*, 48:33–68.
- VDI (1996). Richtlinie VDI 3787: Methoden zur human-biometeorologischen Bewertung von Klima und Lufthygiene für die Stadt- und Regionalplanung Teil 1: Klima. Technischer Report, Verein deutscher Ingenieure.
- VDI Kommission Reinhaltung der Luft (Hrsg.) (1988). *Stadtklima und Luftreinhaltung: Ein wissenschaftliches Handbuch für die Praxis der Umweltplanung*. Springer Verlag.
- Wang, H. und Takle, E. (1997). Reply to comments by J.D. Wilson and C.J. Mooney on 'A numerical simulation of boundary-layer flows near shelterbelts'. *Boundary Layer Meteorology*, 85:151–159.
- Wang, H. und Takle, E. S. (1995). A numerical simulation of boundary-layer flows near shelterbelts. *Boundary Layer Meteorology*, 75:141–173.
- Watanabe, T. (1994). Bulk parameterization for a vegetated surface and its application to a simulation of nocturnal drainage flow. *Boundary Layer Meteorology*, 70:13–35.
- Wilson, J. D. und Mooney, C. J. (1997). Comments on 'A numerical simulation of boundary-layer flows near shelterbelts' by H.Wang and E. Takle. *Boundary Layer Meteorology*, 85:137–149.
- Xu, D. und Taylor, P. A. (1997). An $E - \epsilon - \ell$ turbulence closure scheme for planetary boundary-layer models: The neutrally stratified case. *Boundary Layer Meteorology*, 85:247–266.

-
- Yaakov, Y., Potchter, O., und Bitan, A. (1998). The influence of a small urban park on climatical parameters: A case Study of Gan-Meir, Tel-Aviv. In: Alcofordao, M. et al. (Hrsg.), *Climate and Environmental Change, Pre-Regional Conference Meeting of the Commission on Climatology*, Lissabon. International Geographical Union.
- Yamada, T. (1982). A numerical study of turbulent airflow in and above a forest canopy. *J. Meteorolog. Soc. Japan*, 60:439–454.

Anhang

Berechnung der Gittergrößen des Hilfgitters

$$\begin{aligned}
 u\text{-Zelle: } \quad \Delta_{i,j,k}^x(u) &= 0.5 (\Delta x_i + \Delta x_{i-1}) \\
 \Delta_{i,j,k}^{x-}(u) &= \Delta x_{i-1} \\
 \Delta_{i,j,k}^{x+}(u) &= \Delta x_i \\
 \\
 \Delta_{i,j,k}^y(u) &= \Delta y_j \\
 \Delta_{i,j,k}^{y-}(u) &= 0.5 (\delta_{i,j-1,k}^x \Delta y_{j-1} + \Delta y_j) \\
 \Delta_{i,j,k}^{y+}(u) &= 0.5 (\Delta y_j + \delta_{i,j+1,k}^x \Delta y_{j+1}) \\
 \\
 \Delta_{i,j,k}^z(u) &= \Delta z_k \\
 \Delta_{i,j,k}^{z-}(u) &= 0.5 (\delta_{i,j,k-1}^x \Delta z_{k-1} + \Delta z_k) \\
 \Delta_{i,j,k}^{z+}(u) &= 0.5 (\Delta z_k + \delta_{i,j,k+1}^x \Delta z_{k+1})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 v\text{-Zelle: } \quad \Delta_{i,j,k}^x(v) &= \Delta x_i \\
 \Delta_{i,j,k}^{x\pm}(v) &= 0.5 (\Delta x_i + \delta_{i\pm 1}^y \Delta x_{i\pm 1}) \\
 \\
 \Delta_{i,j,k}^y(v) &= 0.5 (\Delta y_j + \Delta y_{j-1}) \\
 \Delta_{i,j,k}^{y-}(v) &= \Delta y_{j-1} \\
 \Delta_{i,j,k}^{y+}(v) &= \Delta y_j \\
 \\
 \Delta_{i,j,k}^z(v) &= \Delta z_k \\
 \Delta_{i,j,k}^{z\pm}(v) &= 0.5 (\Delta z_k + \delta_{k\pm 1}^y \Delta z_{k\pm 1})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 w\text{-Zelle: } \quad \Delta_{i,j,k}^x(w) &= \Delta x_i \\
 \Delta_{i,j,k}^{x\pm}(w) &= 0.5 (\Delta x_i + \delta_{i\pm 1}^z \Delta x_{i\pm 1}) \\
 \\
 \Delta_{i,j,k}^y(w) &= \Delta y_j \\
 \Delta_{i,j,k}^{y\pm}(w) &= 0.5 (\Delta y_j + \delta_{j\pm 1}^z \Delta y_{j\pm 1}) \\
 \\
 \Delta_{i,j,k}^z(w) &= 0.5 (\Delta z_k + \Delta z_{k-1}) \\
 \Delta_{i,j,k}^{z-}(w) &= \Delta z_{k-1} \\
 \Delta_{i,j,k}^{z+}(w) &= \Delta z_k
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\chi\text{-Zelle: } \Delta_{i,j,k}^x(\chi) &= \Delta x_i \\
\Delta_{i,j,k}^{x-}(\chi) &= 0.5 (\delta_{i,j,k}^x \Delta x_{i-1} + \Delta x_i) \\
\Delta_{i,j,k}^{x+}(\chi) &= 0.5 (\Delta x_i + \delta_{i+1,j,k}^x \Delta x_{i+1}) \\
\\
\Delta_{i,j,k}^y(\chi) &= \Delta y_j \\
\Delta_{i,j,k}^{y-}(\chi) &= 0.5 (\delta_{i,j,k}^y \Delta y_{j-1} + \Delta y_j) \\
\Delta_{i,j,k}^{y+}(\chi) &= 0.5 (\Delta y_j + \delta_{i,j+1,k}^y \Delta y_{j+1}) \\
\\
\Delta_{i,j,k}^z(\chi) &= \Delta z_k \\
\Delta_{i,j,k}^{z-}(\chi) &= 0.5 (\delta_{i,j,k}^z \Delta z_{k-1} + \Delta z_k) \\
\Delta_{i,j,k}^{z+}(\chi) &= 0.5 (\Delta z_k + \delta_{i,j,k+1}^z \Delta z_{k+1})
\end{aligned}$$

Berechnung der Austauschkoefizienten

u-Austausch

$$\begin{aligned}
K_{i,j,k}^{x-}(u_{i,j,k}) &= K_{i-1,j,k} \\
K_{i,j,k}^{x+}(u_{i,j,k}) &= K_{i,j,k} \\
K_{i,j,k}^{y-}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j-1,k} \Delta y_j + K_{i-1,j,k} \Delta y_{j-1}) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j-1,k} \Delta y_j + K_{i,j,k} \Delta y_{j-1}) \Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{y+}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta y_j + \Delta y_{j+1})} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k} \Delta y_{j+1} + K_{i-1,j+1,k} \Delta y_j) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k} \Delta y_{j+1} + K_{i,j+1,k} \Delta y_j) \Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{z-}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k-1} \Delta z_k + K_{i-1,j,k} \Delta z_{k-1}) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k-1} \Delta z_k + K_{i,j,k} \Delta z_{k-1}) \Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{z+}(u_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta z_k + \Delta z_{k+1})} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k} \Delta z_{k+1} + K_{i-1,j,k+1} \Delta z_k) \Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k} \Delta z_{k+1} + K_{i,j,k+1} \Delta z_k) \Delta x_{i-1}]
\end{aligned}$$

v-Austausch

$$\begin{aligned}
K_{i,j,k}^{x-}(v_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta y_j + \Delta y_{j-1})} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k}\Delta y_{j-1} + K_{i-1,j-1,k}\Delta y_j)\Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k}\Delta y_{j-1} + K_{i,j-1,k}\Delta y_j)\Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{x+}(v_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_i + \Delta x_{i+1})(\Delta y_j + \Delta y_{j-1})} \\
&\quad \times [(K_{i,j,k}\Delta y_{j-1} + K_{i,j-1,k}\Delta y_j)\Delta x_{i+1} \\
&\quad + (K_{i+1,j,k}\Delta y_{j-1} + K_{i+1,j-1,k}\Delta y_j)\Delta x_i] \\
K_{i,j,k}^{y-}(v_{i,j,k}) &= K_{i,j-1,k} \\
K_{i,j,k}^{y+}(v_{i,j,k}) &= K_{i,j,k} \\
K_{i,j,k}^{z-}(v_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)(\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)} \\
&\quad \times [(K_{i,j-1,k-1}\Delta z_k + K_{i,j-1,k}\Delta z_{k-1})\Delta y_j \\
&\quad + (K_{i,j,k-1}\Delta z_k + K_{i,j,k}\Delta z_{k-1})\Delta y_{j-1}] \\
K_{i,j,k}^{z+}(v_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)(\Delta z_k + \Delta z_{k+1})} \\
&\quad \times [(K_{i,j-1,k}\Delta z_{k+1} + K_{i,j-1,k+1}\Delta z_k)\Delta y_j \\
&\quad + (K_{i,j,k}\Delta z_{k+1} + K_{i,j,k+1}\Delta z_k)\Delta y_{j-1}]
\end{aligned}$$

w-Austausch

$$\begin{aligned}
K_{i,j,k}^{x-}(w_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)(\Delta z_k + \Delta z_{k-1})} \\
&\quad \times [(K_{i-1,j,k-1}\Delta z_k + K_{i-1,j,k}\Delta z_{k-1})\Delta x_i \\
&\quad + (K_{i,j,k-1}\Delta z_k + K_{i,j,k}\Delta z_{k-1})\Delta x_{i-1}] \\
K_{i,j,k}^{x+}(w_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta x_i + \Delta x_{i+1})(\Delta z_k + \Delta z_{k-1})} \\
&\quad \times [(K_{i,j,k-1}\Delta z_k + K_{i,j,k}\Delta z_{k-1})\Delta x_{i+1} \\
&\quad + (K_{i+1,j,k-1}\Delta z_k + K_{i+1,j,k}\Delta z_{k-1})\Delta x_i] \\
K_{i,j,k}^{y-}(w_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)(\Delta z_k + \Delta z_{k-1})} \\
&\quad \times [(K_{i,j-1,k-1}\Delta z_k + K_{i,j-1,k}\Delta z_{k-1})\Delta y_j \\
&\quad + (K_{i,j,k-1}\Delta z_k + K_{i,j,k}\Delta z_{k-1})\Delta y_{j-1}] \\
K_{i,j,k}^{y+}(w_{i,j,k}) &= \frac{1}{(\Delta y_j + \Delta y_{j+1})(\Delta z_k + \Delta z_{k-1})} \\
&\quad \times [(K_{i,j,k-1}\Delta z_k + K_{i,j,k}\Delta z_{k-1})\Delta y_{j+1} \\
&\quad + (K_{i,j+1,k-1}\Delta z_k + K_{i,j+1,k}\Delta z_{k-1})\Delta y_j] \\
K_{i,j,k}^{z-}(w_{i,j,k}) &= K_{i,j,k-1} \\
K_{i,j,k}^{z+}(w_{i,j,k}) &= K_{i,j,k}
\end{aligned}$$

χ - Austausch

$$\begin{aligned}
K_{i,j,k}^{x-}(\chi_{i,j,k}) &= 0.5 (K_{i-1,j,k} + K_{i,j,k}) \\
K_{i,j,k}^{x+}(\chi_{i,j,k}) &= 0.5 (K_{i,j,k} + K_{i+1,j,k}) \\
K_{i,j,k}^{y-}(\chi_{i,j,k}) &= 0.5 (K_{i,j-1,k} + K_{i,j,k}) \\
K_{i,j,k}^{y+}(\chi_{i,j,k}) &= 0.5 (K_{i,j,k} + K_{i,j+1,k}) \\
K_{i,j,k}^{z-}(\chi_{i,j,k}) &= 0.5 (K_{i,j,k-1} + K_{i,j,k}) \\
K_{i,j,k}^{z+}(\chi_{i,j,k}) &= 0.5 (K_{i,j,k} + K_{i,j,k+1})
\end{aligned}$$

Berechnung der Transportgeschwindigkeiten**u-Transport**

$$\begin{aligned}
u_-(u)_{i,j,k} &= 0.5 (u_{i-1,j,k} + u_{i,j,k}) \\
u_+(u)_{i,j,k} &= 0.5 (u_{i,j,k} + u_{i+1,j,k}) \\
v_-(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i v_{i-1,j,k} + \Delta x_{i-1} v_{i,j,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \\
v_+(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i v_{i-1,j+1,k} + \Delta x_{i-1} v_{i,j+1,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \\
w_-(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i w_{i-1,j,k} + \Delta x_{i-1} w_{i,j,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \\
w_+(u)_{i,j,k} &= \frac{\Delta x_i w_{i-1,j,k+1} + \Delta x_{i-1} w_{i,j,k+1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}}
\end{aligned}$$

v-Transport

$$\begin{aligned}
u_-(v)_{i,j,k} &= \frac{\Delta y_j u_{i,j-1,k} + \Delta y_{j-1} u_{i,j,k}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \\
u_+(v)_{i,j,k} &= \frac{\Delta y_j u_{i+1,j-1,k} + \Delta y_{j-1} u_{i+1,j,k}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \\
v_-(v)_{i,j,k} &= 0.5 (v_{i,j-1,k} + v_{i,j,k}) \\
v_+(v)_{i,j,k} &= 0.5 (v_{i,j,k} + v_{i,j+1,k}) \\
w_-(v)_{i,j,k} &= \frac{\Delta y_j w_{i,j-1,k} + \Delta y_{j-1} w_{i,j,k}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \\
w_+(v)_{i,j,k} &= \frac{\Delta y_j w_{i,j-1,k+1} + \Delta y_{j-1} w_{i,j,k+1}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}}
\end{aligned}$$

w-Transport

$$\begin{aligned}
u_-(w)_{i,j,k} &= \frac{\Delta z_k u_{i,j,k-1} + \Delta z_{k-1} u_{i,j,k}}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} \\
u_+(w)_{i,j,k} &= \frac{\Delta z_k u_{i+1,j,k-1} + \Delta z_{k-1} u_{i+1,j,k}}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} \\
v_-(w)_{i,j,k} &= \frac{\Delta z_k v_{i,j,k-1} + \Delta z_{k-1} v_{i,j,k}}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} \\
v_+(w)_{i,j,k} &= \frac{\Delta z_k v_{i,j+1,k-1} + \Delta z_{k-1} v_{i,j+1,k}}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} \\
w_-(w)_{i,j,k} &= 0.5(w_{i,j,k-1} + w_{i,j,k}) \\
w_+(w)_{i,j,k} &= 0.5(w_{i,j,k} + w_{i,j,k+1})
\end{aligned}$$

 χ -Transport

$$\begin{aligned}
u_-(\chi)_{i,j,k} &= u_{i,j,k} \\
u_+(\chi)_{i,j,k} &= u_{i+1,j,k} \\
v_-(\chi)_{i,j,k} &= v_{i,j,k} \\
v_+(\chi)_{i,j,k} &= v_{i,j+1,k} \\
w_-(\chi)_{i,j,k} &= w_{i,j,k} \\
w_+(\chi)_{i,j,k} &= w_{i,j,k+1}
\end{aligned}$$

Tabellarischer Lebenslauf

Name, Adresse	Michael Bruse Corneliastr. 28 45130 Essen Tel. (0201) 7269855 michael.bruse@ruhr-uni-bochum.de
Geburtstag, Geburtsort	23.Juni 1969 in Essen
Familienstand	Ledig
Akademischer Grad	Dr. rer. nat., Dipl.- Geogr.
Schulbildung	4 Jahre Grundschule 9 Jahre Gymnasium, Abitur
Studium	1989-1995 Physische Geographie in Bochum Schwerpunkt: Klimatologie, Nebenfächer: Botanik (8 Semester) Verkehrswesen 1992 Vordiplom 1995 Abschluß Diplom Geographie, Gesamtnote „sehr gut“ Thema der Diplomarbeit: <i>„Entwicklung eines numerischen Modells zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen“</i> 1996 –1999 Promotion Phys. Geographie/ Klimatologie Betreuer: Prof. Dr. H. Fleer, Thema der Dissertationsarbeit: <i>„Die Auswirkungen kleinskaliger Umwelt- gestaltung auf das Mikroklima – Entwicklung des prognostischen numerischen Modells ENVI-met zur Simulation der Wind-, Temperatur- und Feuchteverteilung in städt- ischen Strukturen“</i> Disputation: 28. Juni 1999 Gesamtergebnis: „Mit Auszeichnung“

Berufserfahrung	1990 - 1994	Studentische Hilfskraft in der Arbeitsgruppe Klimaforschung am Geographischen Institut der Universität Bochum
	seit 1995	Freiberufliche Tätigkeit im Bereich der Umweltmeteorologie (Modellentwicklung, Gutachten)
	seit 1995	Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der AG Klimaforschung
	seit 1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am geographischen Institut der Universität zu Köln
Forschungs- und Interessenschwerpunkte		Numerische Simulationen in den Naturwissenschaften, Stadt- und Geländeklimatologie, Biometeorologie
Eigene Forschung/ Projekte	seit 1995	ENVI-met Entwicklung <i>„Entwicklung eines dreidimensionalen prognostischen Modells zur Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen kleinräumiger Umweltgestaltung und dem Mikroklima in Städten“</i>
	1998–99	Erweiterung von ENVI-met zur Simulation von Fassadenbegrünungen (Uni Köln)
	seit 1996	Projekt AG Solar NRW <i>„Messung und Erstellung von Software zur Simulation des Energiegewinns bei der Verwendung passiver Luftkühlungssysteme“</i> (gefördert vom Ministerium für Wissenschaft und Forschung NRW)
	seit 1996	Entwicklung eines Grobscreening-Modells zur Abschätzung von Kfz verursachten Immissionsbelastungen in Stadtstraßen für das Land Sachsen.
	1992–98	Konzeption und Realisierung eines Computermodells zur Berechnung der Einstrahlungssituation in Städten und im Gelände (<i>SHADOW</i>)

Veröffentlichungen

- Bruse, M. (1999):** Modelling and Strategies for improved urban climates. Invited Paper. In: Proceedings International Conference on Urban Climatology & International Congress of Biometeorology, Sydney, 8–12. Nov, Australien
- Bruse, M.; Skinner, C. J. (1999):** Rooftop Greening and local climate: A case study in Melbourne. Paper, Poster In: Proceedings International Conference on Urban Climatology & International Congress of Biometeorology, Sydney, 8–12. Nov, Australien
- Bruse, M. (1999):** Simulating microscale climate interactions in complex terrain with a high-resolution numerical model: A case study for the Sydney CBD Area. Paper, Poster In: Proceedings International Conference on Urban Climatology & International Congress of Biometeorology, Sydney, 8–12. Nov, Australien
- Bruse, M.; Thönnessen M.; Radtke U. (1999):** Practical and theoretical investigation of the influence of facade greening on the distribution of heavy metals in urban streets. Paper, Poster In: Proceedings International Conference on Urban Climatology & International congress of Biometeorology, Sydney, 8–12. Nov, Australien
- Bruse, M. (1998):** Simulating the Effects of Urban Environmental Design on Microclimate with a Three-Dimensional Numerical Model, in: Climate and Environmental Change, Conference Meeting of the Commission on Climatology, Evora 24-30.8.98, Lissabon, ISBN 972-772-029-3
- Bruse, M.; Fleer, H. (1998):** Simulating Surface- Plant-Air Interactions Inside Urban Environments with a Three Dimensional Numerical Model, Environmental Software and Modelling, Vol. 13
- Bruse, M.; Fleer, H. (1997):** On the Simulation of Surface-Plant-Air Interactions Inside Urban Environments, MODSIM Congress 1997, 6-8 Dezember Band 1, Hobart, Australien
- Bruse, M. (1997); Fleer, H. (Hrsg.):** Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen kleinräumiger Umweltgestaltung und dem Mikroklima, Forschungsberichte aus der AG Klimaforschung, Heft 1, Bochum
- Beckröge, W.; Bruse, M.; Bangert, H. (1997):** ISIS- ein Modell zur Abschätzung von Immissionskonzentrationen in Stadtstraßen, METTOOLS Konferenz, Freiburg
- Bruse, M.; Kürbis, I.; Fleer, H. (1995):** Anwendungsmöglichkeiten des Modells SHADOW in der Stadt- und Geländeklimatologie, Messeheft des Zentralverbandes der Deutschen Geographen e.V im Rahmen der GEOTECHNICA 95, Köln

Vorträge

- „Modelling and strategies for improved urban climates“, Invited Speak on International Conference on Urban Climatology & International Congress of Biometeorology, Sydney, 9. Nov 1999, Australien
- „ENVI-met: A prognostic Microscale Model for the Simulation of Small Scale Exchange Processes in Urban Environments“, VITO Remote Sensing, Flemish Institute, Belgien, 28.05.1999
- „Entwicklung und Anwendung eines Energiebilanz- und Strömungsmodells zur Untersuchung von mikroklimatologischen Austauschprozessen in Städten“, Meteorologisches Kolloquium Institut für Geophysik und Meteorologie Universität Köln, 26.11.1998

„*On the Simulation of Surface-Plant-Air Interactions Inside Urban Environments*“, MODSIM Congress 8.-12. Dezember 1997, Hobart, Tasmanien, Australien. (gefördert vom Stifterverband für die deutsche Wissenschaft)

„*Modellierung von mikrometeorologischen Verhältnissen in urbanen Strukturen*“, Meteorologisches Kolloquium Universität Freiburg, 13.10.1997