

Die Energiebilanz an der Oberfläche des
Nevado Santa Isabel, Kolumbien

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Michael Braitmeier
aus Bad Pyrmont

Düsseldorf

2003

Gedruckt mit der Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Ekkehard Jordan
Korreferenten: Prof. Dr. Gerd Wenzens
Prof. Dr. Volker Aurich

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Januar 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
1.1	Vorwort	8
1.2	Allgemeines	9
1.3	Motivation, Zielsetzung	11
1.4	Untersuchungsgebiet	13
1.5	Klimatische Einordnung	16
2	Meteorologische Datenbasis	19
2.1	Einleitung	19
2.2	Meßwerte	21
2.2.1	Niederschlag	21
2.2.2	Lufttemperatur	22
2.2.3	Wind	23
2.2.4	Relative Luftfeuchte	25
2.2.5	Globalstrahlung	27
2.3	Untersuchungszeitraum	28
2.4	Räumliche Extrapolation der Meßwerte	31
2.5	Abgeleitete Hilfsgrößen	32
2.5.1	Luftdruck	32
2.5.2	Wasserdampfdruck	33
3	Digitale Höhenmodelle	34
3.1	Definitionen	34
3.2	Datengrundlage	35
3.3	Interpolation	36
3.4	Exposition und Hangneigung	38
3.5	Horizontbestimmung	40
4	Orthobild	43

5	Oberflächenalbedo	47
5.1	Definition	47
5.2	Abschätzung auf der Basis meteorologischer Daten	48
5.3	Flächenhafte Verteilung der Startwerte	49
5.4	Ergebnisse	53
6	Kurzwellige Strahlung	55
6.1	Allgemeines	55
6.2	Diffuse Strahlung	56
6.3	Direkte Strahlung	61
6.4	Globalstrahlung	65
6.5	Rückstrahlung	66
7	Turbulenter Wärmeaustausch	67
7.1	Gradientenmethode	67
7.2	Rauhigkeitslängen	69
7.3	Ergebnisse	70
8	Langwellige Strahlung	73
8.1	Einleitung	73
8.2	Atmosphärische Gegenstrahlung	74
8.2.1	Parametrisierung im Fall wolkenlosen Himmels	74
8.2.2	Parametrisierung im Fall von Bewölkung	75
8.3	Terrestrische Ausstrahlung	79
9	Schmelzenergie	81
10	Massenhaushalt	86
10.1	Modellergebnisse und Gletscherregime	86
10.2	Flächenrückgang	91
10.3	Asymmetrie der Gletschergrenzen	94
11	Zusammenfassung und Ausblick	96
A	Symbole	99
B	Zeit und Sonnenstand	103
C	Skyview-Faktor	105
D	Klimadaten	107

Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Übersichtskarte Kolumbien</i>	14
1.2	<i>Parque Nacional de los Volcanes</i>	15
1.3	<i>Klimadiagramm Las Brisas</i>	17
1.4	<i>Höhenabhängigkeit der Niederschläge</i>	18
2.1	<i>Beispiel zum Einfrieren der Windgeber</i>	24
2.2	<i>Zusammenhang zwischen Feuchte, Temperatur und Strahlung</i> .	26
2.3	<i>Tageswerte der meteorologischen Station Morrena</i>	29
2.4	<i>Windrose für die Station Morrena</i>	30
3.1	<i>Lageübersicht der Höhenpunkte und interpoliertes DHM</i>	36
3.2	<i>Geometrie eines Flächenelements</i>	38
3.3	<i>Horizontpunktsuche</i>	41
4.1	<i>Zusammenhang zwischen Luftbild, DHM und Orthobild</i>	44
4.2	<i>Orthobildmosaik mit den meteorologischen Stationen</i>	46
5.1	<i>Farborthobildsättigung und Gletscherflächenmaske</i>	50
5.2	<i>Farborthobildhelligkeit und Klassen der Oberflächenalbedo</i> . . .	51
5.3	<i>Vergleich tägl. Albedowerte an zwei Gletscherstandorten</i>	53
6.1	<i>In diffuse und direkte Strahlung aufgeteilte Globalstrahlung</i> . .	57
6.2	<i>Geometrische Grundlagen der diffusen Strahlung</i>	58
6.3	<i>Verteilung der Skyview-Faktoren</i>	60
6.4	<i>Stündliche potentielle Direktstrahlung am 14.2.1995</i>	64
7.1	<i>Tageswerte der turbulenten Wärmeflüsse</i>	71
8.1	<i>Gesamtbedeckungs- und Wolkentransmissionsgrad</i>	76
8.2	<i>Gesamtbedeckungsgrad bei geringer Bewölkung</i>	77
8.3	<i>Gesamtbedeckungsgrad bei starker Bewölkung</i>	77
8.4	<i>Gesamtbedeckungsgrad bei wechselnder Bewölkung</i>	78
8.5	<i>Luft- und Oberflächentemperatur am Gipfel der Sta. Isabel</i> . .	79

9.1	<i>Tageswerte von Schmelzenergie und Energiebilanz</i>	82
10.1	<i>Schematische Darstellung von Gletscherregimen</i>	87
10.2	<i>Tagessummen der Massenbilanz</i>	89
10.3	<i>Blick auf die westliche Gletscherzunge im April 1990</i>	92
10.4	<i>Blick auf die westliche Gletscherzunge am 3. März 1994</i>	92
10.5	<i>Blick auf die westliche Gletscherzunge am 21. August 1997</i>	93
10.6	<i>Mittlerer Tagesgang der Globalstrahlung</i>	94

Tabellenverzeichnis

2.1	<i>Monatswerte der meteorologischen Stationen</i>	21
2.2	<i>Mittlere Tagestemperaturamplituden</i>	23
3.1	<i>Statistik der Hangwinkel am Nevado Sta. Isabel</i>	40
3.2	<i>Statistik der Expositionen am Nevado Sta. Isabel</i>	40
5.1	<i>Einteilung der Oberfläche in Albedoklassen</i>	52
6.1	<i>Häufigkeitsverteilung der Skyview- und Groundview-Faktoren</i>	60
6.2	<i>Pot. dir. Strahlung über dem Gletscher und an der Station</i>	63
6.3	<i>Komponenten der Globalstrahlung abhängig von Bewölkung</i>	65
6.4	<i>Monatsmittelwerte der kurzwelligen Strahlungskomponenten</i>	66
7.1	<i>Wärmeflüsse in Abhängigkeit der Rauigkeitslänge</i>	72
9.1	<i>Monatsmittelwerte der Strahlungsflüsse in W/m^2</i>	84
9.2	<i>Monatsmittelwerte der Energiebilanzkomponenten in W/m^2</i>	85
10.1	<i>Monatssummen der Massenhaushaltskomponenten</i>	90
10.2	<i>Tageswerte der Massenbilanz und meteorol. Standardwerte</i>	90
10.3	<i>Gletscherflächenverlust an der Sta. Isabel</i>	91
D.1	<i>Dekadenwerte der Stationen Zunge und Spitze</i>	107

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Vorwort

Während meiner Tätigkeit als Technischer Angestellter am Geographischen Institut der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf ergab sich im Spätsommer 1997 die Möglichkeit, Herrn Prof. Jordan auf einer seiner zahlreichen Forschungsreisen nach Südamerika zu begleiten. Ziel war u. a. der Nevado Santa Isabel in Kolumbien, an dem seit 1987 zwei durch die VW-Stiftung finanzierte Wetterstationen betrieben wurden. Die Auswertung der dort gewonnenen meteorologischen Daten gehörte zwar schon vorher zu meinen Aufgaben, aber erst der trotz widriger Umstände (Höhenkrankheit, starker Wind, defekte Geräte, ...) beeindruckende Besuch des Gletschers führte bei mir zu einem größeren Interesse an glaziologischen Fragestellungen, in denen das Zusammenspiel zwischen Klima und Gletscher im Mittelpunkt steht. Die Anregung von Prof. Jordan, die Klimadaten des Gletschers mit Geländeeigenschaften in einem Modell zu verknüpfen, welches eine Abschätzung des Energie- und Massenhaushaltes ermöglicht, nahm ich daher dankend auf. Zumal diese Aufgabe auch eine Verbindung meines Studienfachs Mathematik mit photogrammetrischen und geographischen Arbeitsweisen ermöglichte, die ich in verschiedenen Projekten am Institut kennengelernt hatte.

Außer für die zahlreichen inhaltlichen Anregungen danke ich Herrn Prof. Jordan, der die vorliegende Arbeit geduldig betreute, für die Bereitstellung der Arbeitsgrundlagen und -geräte.

Desweiteren gilt mein Dank Herrn Dr. Dr. Linder für seine wertvollen Hinweise zur Herstellung des digitalen Höhenmodells und die vielen nützlichen Arbeiten (Softwarepaket LISA, Aerotriangulation des Untersuchungsgebietes), auf welche ich zurückgreifen konnte und die den Aufwand für den methodischen Teil dieser Studie in erträglichen Grenzen hielten.

Herrn Dr. Fey danke ich, da er mir bei allen klimatologischen Fragestellungen immer ein kompetenter Ansprechpartner war und durch zahlreiche treffende Vorschläge meine Literaturrecherche in erheblichem Maß vereinfacht hat.

Nicht unerwähnt bleiben sollen an dieser Stelle auch die vielen kolumbianischen Helfer, die immer wieder den beschwerlichen Aufstieg zum Nevado Santa Isabel auf sich genommen haben, um die Stationen zu betreuen und die Daten auszulesen. Sowohl Mitarbeiter des IGAC (Instituto Geografico Agustin Codazzi) in Bogota, als auch vom INGEOMINAS (Instituto Nacional de Investigaciones Geológicas Mineras) in Manizales und INDERENA (Instituto Nacional de los Recursos Naturales Renovables y del Ambiente) beteiligten sich in dankenswerter Weise an den Arbeiten.

1.2 Allgemeines

Die Gletscher der Tropen nehmen eine Fläche von etwa 2500 km² ein und sind damit zu lediglich 0,16% an der weltweit durch Eis überdeckten Fläche beteiligt (WGMS 1989). Trotz dieser vernachlässigbaren Ausdehnung sind sie von großer Bedeutung als Indikatoren von Klimaveränderungen, auf welche sie empfindlich durch Massenverlust oder -gewinn reagieren. Auf der Einnahmenseite der Massenbilanz steht fester Niederschlag und der Eintrag von Schnee durch Wind oder Lawinen. Auf der Ausgabenseite finden sich Schmelzen, Verdunstung und Sublimation sowie Verluste durch Schneeverwehungen oder Lawinen.

Jeder Gletscher läßt sich in ein Zehrgebiet, den Ablationsbereich, und ein Nährgebiet, den Akkumulationsbereich, unterteilen. Im Jahresmittel trennt die Gleichgewichtslinie beide Bereiche. Während im Akkumulationsbereich sich Massepartikel von der Oberfläche in den Gletscher hineinbewegen, treten sie im Ablationsbereich wieder zu Tage. Ein Gletscher ist kein starres Gebilde, sondern wird durch eine geordnete, zumeist strömende Bewegung charakterisiert. Dabei zeigt sich eine deutliche Geschwindigkeitsabnahme von der Mitte zum Rand und von der Oberfläche zum Grund.

Im Gegensatz zu beispielsweise den alpinen Gletschern gibt es bei tropischen keine klare Trennung von Akkumulations- und Ablationszeiten. Während in den höheren Breiten im Sommer temperaturbedingt der Gletscher abgebaut und im Winter wieder aufgebaut wird, fallen in den Tropen beim jährlichen Sonnenhöchststand günstige Akkumulationsbedingungen durch Niederschläge mit günstigen Ablationsbedingungen durch höhere Temperaturen zusammen. Beim Sonnentiefststand ist es genau umgekehrt. Weniger Ablation durch niedrigere Temperaturen geht mit geringerem Schnee-

zuwachs durch weniger Niederschlag einher. Die Zusammenhänge zwischen Klima und Gletschermasse sind in den Tropen also wesentlich komplizierter. Ändern sich nun aber die klimatischen Verhältnisse, so verschiebt sich die Grenze zwischen Ablations- und Akkumultionsgebiet in den Tropen unmitelbar und beeinflußt somit den Massenhaushalt. Die verursachten Reaktionen der Gletscherzungen sind meist meßbar.

Bei kleinen Gletschern ist die Fließbewegung nicht so stark ausgeprägt wie bei großen, so daß die Energiebilanz an der Oberfläche als die wichtigste Größe zur Abschätzung der Massenbilanz gilt. Sie wird durch die Komponenten Nettostrahlung Q_N , fühlbarer Wärmefluß Q_H , latenter Wärmefluß Q_L , Schmelzenergie Q_M , Bodenwärmefluß Q_G und den Eintrag von Energie durch Niederschlag Q_P in der Gleichung

$$Q_N + Q_H + Q_L + Q_P + Q_M + Q_G = 0 \quad (1.1)$$

beschrieben und basiert auf dem grundlegenden physikalischen Prinzip der Erhaltung der Energie. Wie bei glaziologischen Untersuchungen üblich bedeutet ein positives Vorzeichen Energieeintrag in die Oberfläche, ein negatives Vorzeichen Energieverlust. Die Schmelzenergie (Schmelzen/Gefrieren) und der latente Wärmefuß (Verdunstung oder Sublimation/Kondensation) stellen in Gl. (1.1) die Verbindung zur Massenbilanz her.

Direkte Messungen der Komponenten sind mit Ausnahme der Nettostrahlung sehr aufwendig und können, wenn überhaupt, lediglich für kurze Zeiträume durchgeführt werden. Man versucht daher die physikalischen Prozesse mit Hilfe von vergleichsweise einfach meßbaren Größen in Modellen nachzubilden. Außer nach den verwendeten Eingabeparametern und den mehr oder weniger komplexen Parametrisierungen können die Energiebilanzmodelle noch in zwei prinzipielle Kategorien unterteilt werden: punktuelle oder flächenhaft verteilte. Erstere berechnen die Bilanz für einen Punkt im Gelände, typischerweise dem Standort einer meteorologischen Station. Letztere modellieren an endlich vielen Punkten des Gletschers die Energiekomponenten. Numerisch sind sie zwar ungleich aufwendiger, können aber bei entsprechenden Eingabedaten auch Geländeeinflüsse, wie z.B. Abschattung der Strahlung, Höhenabhängigkeit der Lufttemperatur, unterschiedliche Reflektionseigenschaften der Oberfläche usw., berücksichtigen. Parallel zu den rasanten Entwicklungen im Computerbereich häufen sich daher die Studien, in welchen mit dem flächenhaft verteilten Ansatz operiert wird.

Die Veröffentlichungen zum Thema der Energiebilanz von Gletscher- und Schneeflächen sind mittlerweile unüberschaubar. Dies gilt insbesondere für den alpinen Raum, wo die Gletscher als Wasserreservoir, Energielieferant und für den Tourismus auch von wirtschaftlicher Bedeutung sind. Dort existieren

Gletscherbeobachtungsdienste, die relevante Daten sammeln und auch wissenschaftlich auswerten. Weitere Forschungsschwerpunkte liegen beispielsweise in der Antarktis (SCHNEIDER 1998), Grönland (KONZELMANN et al 1994), Skandinavien (HÖCK et al 1997, HÖCK 1998). Sehr viel rarer sind dagegen vergleichbare Untersuchungen tropischer Gletscher. Neben der im weltweiten Vergleich unbedeutenden räumlichen Ausdehnung ist ein weiterer Grund sicherlich die häufig sehr unzugängliche Lage in großer Höhe. Studien zur Ermittlung von Energiebilanzen sind eng an eine gute Erreichbarkeit des Untersuchungsgebietes gekoppelt, da sie auf meteorologischen Daten aufbauen. Der reibungslose Betrieb einer Klimastation aber ist, bei allem technischen Fortschritt, nicht ohne regelmäßige menschliche Betreuung zu gewährleisten. Als Beispiel sei der bolivianische Gletscher Chacaltaya (5140 bis 5360 m) genannt, der ca. 20 km nordöstlich von La Paz liegt und ganzjährig mit dem Auto erreichbar ist. Seit 1999 wird dort eine automatische Wetterstation betrieben (RAMIREZ et al 2001). Auch am nicht weit entfernten Gletscher Zongo werden seit 1996 entsprechende Daten in der Nähe der Gleichgewichtslinie (ca. 5150 m) gesammelt und die Energiebilanz punktuell berechnet (WAGNON et al 1999a).

1.3 Motivation, Zielsetzung

Die große Zahl an Veröffentlichungen und Untersuchungen dokumentiert das starke Interesse an den Wechselwirkungen zwischen Klima und Gletscher. Die Gründe sind in den seit Jahrzehnten immer wieder beobachteten Gletscherflächenrückgängen und Eismassenverlusten aus den verschiedensten Teilen der Erde zu sehen, für die Klimaänderungen in der Regel als Ursache gelten. Um die Hintergründe besser zu verstehen, untersucht man die energetischen Umsätze an der Oberfläche, welche sich aus meßbaren Klimavariablen modellieren lassen. Für viele unterschiedliche Klimate konnten so bereits tiefergehende Kenntnisse erworben werden.

Im tropischen Bereich sind diesbezügliche Forschungen erst seit kurzem bekannt, weil das nötige Datenmaterial vorher noch nicht in ausreichendem Umfang vorlag. Nachdem auf diesem Gebiet aber in den letzten Jahren verstärkte Anstrengungen unternommen wurden, konnten auch erste Ergebnisse für die äußeren Tropen veröffentlicht werden. Beispielsweise sind dort für Schwankungen in der Energiebilanz andere Faktoren als dominant ausgemacht worden als in den mittleren Breiten oder den Polargebieten.

Für die vorliegende Arbeit standen neben mehrjährigen Reihen meteorologischer Standardwerte auch Farbluftbilder des innertropischen Gletschers Sta. Isabel zur Verfügung, an dem während der letzten 50 Jahre starke Ver-

luste der Eismassen zu verzeichnen waren. Daraus leiten sich die folgenden Ziele und Aufgabenstellungen ab:

- Erstellung eines Höhenmodells aus den existierenden Farbluftbildern.
- Aufstellen eines flächenhaft verteilten Energiebilanzmodells, welches aus den Klimadaten und dem Höhenmodell die einzelnen Komponenten abschätzt.
- Wie sensibel reagiert der Energiehaushalt auf Schwankungen der Klimatelemente?
- Können die modellierten Ergebnisse die Gründe des Eismassenverlustes erklären?
- Worin liegen Unterschiede oder Gemeinsamkeiten des Energiehaushalts im Vergleich mit dem Klima der äußeren Tropen?

Zur Beantwortung der Fragen wird die vorliegende Arbeit folgendermaßen gegliedert: Nach diesem ersten, einleitenden Kapitel, welches allgemein in die Thematik der Energiebilanzmodelle einführt, das Untersuchungsgebiet vorstellt und klimatisch einordnet, folgt eine Analyse der zur Verfügung stehenden meteorologischen Daten in Kapitel 2 und die Festlegung des Untersuchungszeitraumes.

Um von den an einer Station punktuell gemessenen Klimadaten auf die Verhältnisse für den gesamten Gletscher schließen zu können, muß der Einfluß der Topographie berücksichtigt werden. Mit der Erlangung entsprechender Informationen und der computergerechten Aufbereitung zu einem digitalen Höhenmodell befaßt sich Kapitel 3.

In Kapitel 4 steht die Herstellung eines Orthobildmosaiks aus digitalem Höhenmodell und Luftbildern mit Hilfe einfacher Bildverarbeitungstechniken im Mittelpunkt. Das gewonnene Orthobild dient als Grundlage zur Abschätzung der Reflektionseigenschaften der Gletscheroberfläche.

Die raumzeitliche Änderung des Reflektionsgrades der Oberfläche unter Einfluß des Klimas ist Inhalt von Kapitel 5.

Nach diesen vorbereitenden Ausführungen behandeln die Kapitel 6 bis 8 die Abschätzung der raumzeitlichen Verteilung der kurz- und langwelligen Strahlung und des turbulenten Wärmeaustauschs. Damit sind die drei wichtigsten Komponenten der Energiebilanzgleichung bekannt.

Kapitel 9 faßt die bis dahin gewonnenen Erkenntnisse in der Abschätzung der Schmelzenergie zusammen und diskutiert den zeitlichen Zusammenhang zwischen Klimadaten und Schmelzenergie.

Die Interpretation des Massenhaushalts als Reaktion auf den zeitlichen Verlauf der Klimadaten und die Einordnung in bekannte Gletscherregime steht im Mittelpunkt von Kapitel 10.

Kapitel 11 faßt die ermittelten Ergebnisse noch einmal zusammen und gibt einen Ausblick auf mögliche Ansätze zukünftiger Forschung zum Thema.

1.4 Untersuchungsgebiet

Der Nevado Santa Isabel (ca. 4950 m) befindet sich in der Zentralkordillere Kolumbiens auf etwa $4^{\circ} 48'$ nördlicher Breite und $75^{\circ} 23'$ westlicher Länge. Neben dem benachbarten Nevado del Ruiz (5310 m) und dem Nevado del Tolima (5250 m) ist er einer von drei vergletscherten Vulkanen des Nationalparks Parque Nacional de los Volcanes (vgl. Abb. 1.2). Mit einer Fläche von $6,37 \text{ km}^2$ (Stand: 1987, siehe Abschnitt 5.3) zählt er zu den eher kleineren Gletschern.

Die Region um den Ruiz herum wird schon in Berichten über Forschungsreisen in den Jahren 1868 und 1877 erwähnt. Unter anderem werden dabei auch Zahlenwerte der unteren Schneegrenze genannt, die aber für Vergleiche mit späteren Angaben als wenig verwertbar gelten. Der Grund liegt in einer großen Unsicherheit bei historischen Höhenangaben, die aus Schwierigkeiten bei der Bestimmung bzw. allein schon aus der Definition der Schneegrenze herrühren.

Viele der späteren Forschungen beschäftigten sich hauptsächlich mit der Geologie des Raumes. Insbesondere die ab Ende 1984 wieder aufkommenden vulkanischen Aktivitäten des Ruiz, die am 13.11.1985 in einen großen Ausbruch mündeten, führten dazu, daß sich sowohl der staatliche geologische Landesdienst INGEOMINAS als auch Wissenschaftler der Universidad Nacional aus Bogota intensiver mit den Hintergründen auseinandersetzten. Die Eruption verursachte durch starke Erhitzung des Untergrundes enorme Schmelzwasserbildung im Gletscher. Verstärkt durch starke Gewitterregen flossen riesige Wassermassen mit großer Geschwindigkeit talwärts. Die ca. 50 km östlich gelegene Stadt Armero wurde in der darauffolgenden Nacht fast vollständig von dem Schlammstrom zerstört.

Nachfolgende Veröffentlichungen befaßten sich daher auch mit glaziologischen Fragestellungen (JORDAN et al 1986a, JORDAN et al 1986b), da exakte Daten über Gletscherflächen und -dicke, ihre Einzugsgebiete und die zeitliche Entwicklung als Basis eines wirksamen Katastrophenschutzes bei Eruptionen vergletschelter Vulkane gelten (LINDER 1991). Erstmals wurden 1987 genauere Flächenangaben als Ergebnis von Luftbildvermessungen veröffentlicht (JORDAN et al 1987) und Deformationsmessungen im Gletscherbereich des



Abbildung 1.1: Übersichtskarte Kolumbien (geändert aus HOYOS-PATIÑO 1998).

Ruiz durchgeführt (CARVAJAL et al 1987).

Der kleinere, nicht vulkanisch beeinflusste Nachbargletscher Sta. Isabel wurde 1991 zu Vergleichszwecken in eine Untersuchung der Eismassenverluste am Ruiz miteinbezogen (LINDER 1991). Auf der Basis von Luftbildern wurden sowohl nennenswerte Flächenverluste als auch deutliche Höhenverluste in den letzten 30-50 Jahren festgestellt. Dabei zeigte die Sta. Isabel einen höheren Verlust als der Ruiz, obwohl dieser von dem Vulkanausbruch betroffen war. Erklärt wird dieses „etwas sonderbar anmutende Ergebnis“ mit dem Einfluß von Gesamtgletscherfläche und absoluter Höhenlage. Eine Hebung der Gleichgewichtslinie durch Klimaänderungen wirkt sich bei der nur halb so großen Fläche der Sta. Isabel sehr viel stärker aus, da die maximale Höhe von 4950 m „gefährlich“ nahe an der Gletscherschneegrenze liegt.

Der Einfluß des Klimas wurde 1995 durch direkt am Gletscher gemessene Daten mit in die Untersuchungen einbezogen (KÜMEKE 1995). Allerdings war die Datenreihe zu kurz, um eine Korrelation des lokalen Klimas mit Gletschererscheinungen herzustellen.

Einige Gipfel im Untersuchungsgebiet sind schon seit längerem eisfrei, obwohl sie immer noch als „Nevado“ bezeichnet werden. Setzt sich der Trend der Flächenverluste fort, wird dieses Schicksal wohl auch den Nevado Santa Isabel in den nächsten Jahren ereilen.

1.5 Klimatische Einordnung

Großklimatisch gesehen ist das Untersuchungsgebiet den inneren, immerfeuchten Tropen zuzuordnen, die aufgrund der jahreszeitlichen Verlagerung der innertropischen Konvergenzzone jeweils zwei Regen- und Trockenzeiten aufweisen. Die im Klimadiagramm (Abb. 1.3) für die ca. 10 km nördlich vom Gletscher gelegene Station Las Brisas relativ schwach ausgeprägten Niederschlagsmaxima erklären sich einerseits aus der Nähe zum Äquator (ca. 5° N), andererseits aus der Höhe der Station (4150 m). Denn neben der allgemeingültigen Höhenabhängigkeit der Temperatur ist für die Tropen auch eine vertikale Niederschlagsdifferenzierung bekannt (WEISCHET 1996).

Im Normalfall verhindern semipermanente Hochdruckgebiete über den Sub- und Randtropen den Austausch zwischen wetterbestimmenden Kalt- und Warmluftmassen. Bei fehlenden Luftmassengegensätzen wird Wolken- und Niederschlagsbildung vor allem konvektiv verursacht. Regen und in höheren Lagen Schnee fallen so gut wie nie aus weiträumigen Wolkenfeldern. Mit zunehmender Höhe verlieren infolge der Temperaturabnahme feuchta-diabatische Prozesse an Dynamik. Der Wasserdampfgehalt nimmt ab, und es fällt seltener Niederschlag. Für Zentralkolumbien führt dies zu einer Abnah-

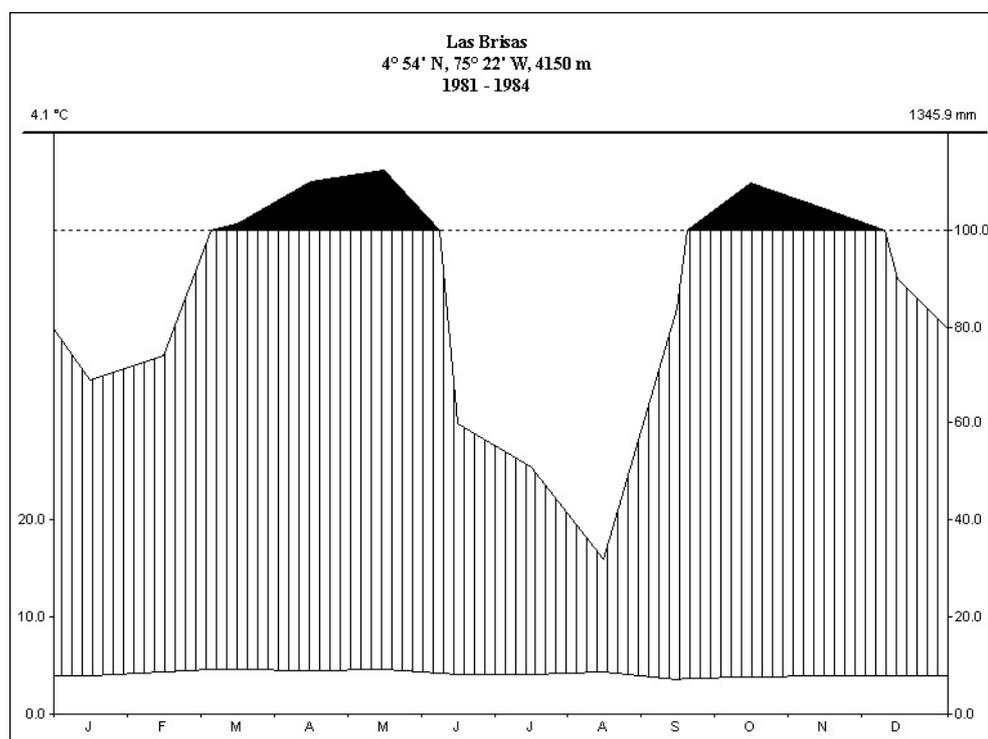


Abbildung 1.3: Klimadiagramm Las Brisas (Datenquelle: HIMAT - Bogota).

me der jährlichen Niederschlagssumme von 70-100 mm pro 100 m oberhalb einer Maximalstufe in 900-1500 m Höhe (vgl. Abb. 1.4).

Weiterhin sind an dem Klimadiagramm die nur geringen jahreszeitlichen Unterschiede der Temperatur zu erkennen – ein für die Tropen charakteristisches Merkmal, das auf die ganzjährig gleichmäßig hohe Einstrahlungsenergie zurückzuführen ist. Die Schwankungen der Temperatur sind, verursacht durch den Sonnenstand, tagesperiodisch und stehen unter wesentlichem Einfluß des Feuchte- und Bewölkungszustandes der Atmosphäre.

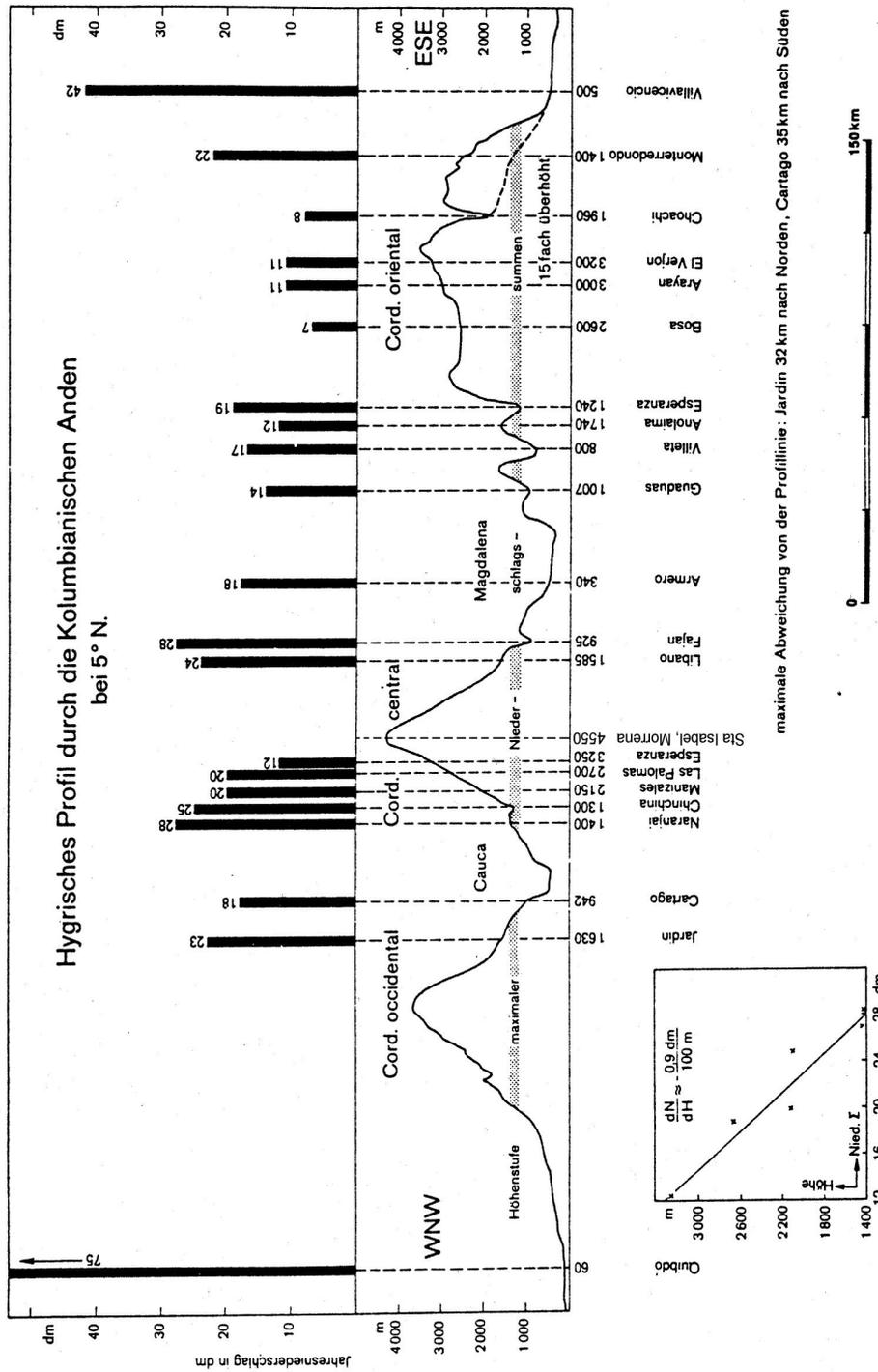


Abbildung 1.4: Die Höhenabhängigkeit der mittleren Jahressummen der Niederschläge im Querprofil über die kolumbianischen Anden (geändert aus WEISCHET 1996).

Kapitel 2

Meteorologische Datenbasis

Die energetischen Umsätze an der Oberfläche eines Gletschers hängen von allen Dingen von den klimatologischen Gegebenheiten ab. Für ein Modell sind sie daher unverzichtbare Eingangsgrößen, die in möglichst hoher Qualität vorliegen sollten. Dieses Kapitel beschreibt daher die Erhebung der meteorologischen Daten, ihre räumliche Extrapolation über den Gletscher und diskutiert die Eignung zur Abschätzung der Energiegrößen. Ihre separate Analyse gibt außerdem einen ersten Eindruck von dem tropischen Hochgebirgsklima des Untersuchungsgebietes.

2.1 Einleitung

Seit 1989 wurden im Gletschergebiet zwei Klimastationen unterhalten, die meteorologische Standardwerte mittels Dataloggern digital auf Eproms aufzeichneten. Hierzu zählten Lufttemperatur (2 m über Grund), relative Luftfeuchtigkeit, Windgeschwindigkeit und -richtung, Boden- bzw. Eistemperatur in verschiedenen Tiefen, einfallendes und reflektiertes Licht, sowie einfallende und reflektierte Strahlung (Globalstrahlung und Albedo).

Zu Beginn der Messungen 1989 existierte eine obere Klimastation (im folgenden als *Spitze* bezeichnet) auf dem zentralen Rücken des Gletschers in einer Höhe von ca. 4880 m (Akkumulationsgebiet) und eine unterhalb gelegene Station, deren Höhenlage bei ca. 4710 m lag. Auch diese untere Station *Zunge* befand sich auf dem Gletschereis, allerdings im Ablationsgebiet (vgl. Abb. 4.2).

Im Zuge eines Platinenwechsels an beiden Stationen im Januar 1990 verlängerte sich die Registrierperiode von 10 auf 15 Minuten. Gleichzeitig wurden an der Station Spitze ein Strahlungsgeber gegen einen Bodentemperaturgeber ausgetauscht. Aufgrund von Schäden durch unerwartet heftige

Stürme sind die Stecker beider Windgeber und zweier Bodentemperaturgeber so stark beschädigt worden, daß keine Daten aufgezeichnet werden konnten. Bei der Station Zunge führte dieses Ereignis nach dem Platinenwechsel zum Ausfall zweier Bodentemperatur- und zweier Strahlungsgeber.

Die extremen Witterungsbedingungen sowie die Gletscherdynamik zerstörten die Klimastationen mehrmals. Schließlich verlegte man sie im Verlaufe des Jahres 1991 an weniger gefährdete Plätze außerhalb des Eiskörpers. Die obere Station wurde auf einen Lavarücken direkt am Gletscherrand in ca. 4620 m installiert (Station *Lava*), während die untere im Moränenbereich (Station *Morrena*) auf einer Höhe von ca. 4550 m in weniger als 1000 m Horizontalabstand aufgestellt wurde. Bei dieser Gelegenheit wurden die Speicherkapazitäten der Datalogger von 28 Tage auf 40 Tage erhöht und die Stationen mit anderen Gebern bestückt.

Im März 1994 wurden sowohl *Lava* als auch *Morrena* zu Wartungs- und Kalibrierungszwecken demontiert und erst Ende des Jahres wieder aufgebaut.

Die Betreuung der Stationen gestaltete sich wegen der abgelegenen Lage als besonders aufwendig. Alle vier bis sechs Wochen machten sich Mitarbeiter des IGAC aus Bogota auf den Weg zum Gletscher. Sie benötigten einen Tag, um mit dem Auto ein Basiscamp am Fuße des Nevado Santa Isabel zu erreichen. Einen weiteren Tag dauerte der Auf- und Abstieg zu den Stationen und das Auswechseln der Eproms. Dies war nur zu Fuß oder mit Maultieren möglich, die gelegentlich zum Tragen von Werkzeugen und Ersatzteilen für anstehende Reparaturen mitgenommen wurden. Einschließlich der Rückfahrt nach Bogotá mußten also mindestens 3 Tage pro Besuch der Stationen einkalkuliert werden. Auch von Manizales aus war es für Mitarbeiter vom INGEO-MINAS und INDERENA ähnlich zeitraubend, die Klimadaten auszulesen. Trotz allem gilt der Nevado Santa Isabel als der noch am besten erreichbare, nicht durch aktiven Vulkanismus gestörte Gletscher Kolumbiens.

Aus den langen Reaktionszeiten auf Defekte, die aufgrund der extremen Witterung häufig auftraten, resultieren große Lücken in den Datenreihen. Eine weitere Folge der nur sporadischen Betreuung der Station sind die Schwierigkeiten beim Erkennen systematischer Fehler und ihre Trennung von den natürlichen Schwankungen. Das Vorhandensein systematischer Fehler ist, wenigstens zeitweise, äußerst wahrscheinlich. So ist beispielsweise Rauhreif auf den Kuppeln der Helligkeitsgeber und ein Festfrieren der Windfahne und des Schalenkreuzes beobachtet worden. Zur Bildung von Rauhreif sind ausreichende Feuchte und negative Lufttemperaturen notwendig. Mit diesen Informationen könnten die Zeiten mit hoher Rauhreifwahrscheinlichkeit zwar eingegrenzt werden, der quantitative Einfluß auf die gemessenen Strahlungswerte wäre allerdings immer noch unbekannt.

2.2 Meßwerte

Monat	T_{Mor} [°C]	T_{Lav} [°C]	P_{Mor} [mm]	P_{Man} [mm]	u_{Mor} [m/s]	u_{Lav} [m/s]	f_{Mor} [%]	f_{Lav} [%]	G_{Mor} [$\frac{W}{m^2}$]	G_{Lav} [$\frac{W}{m^2}$]
11.92		0,6				1,1		90		
12.92		0,8				1,3		87		
01.93		0,4				1,2		83		
03.93	1,0	0,8				1,3	94	95	165	
04.93	2,0									
05.93	1,8	0,8				1,1	97	97	160	
06.93	1,2									
09.93	1,2									
10.93	0,9	0,1				0,3	95	95	154	
11.93	1,4									
10.94	0,8						91		171	
11.94	1,1						90		152	
12.94	1,6	0,9					83	93	176	171
02.95	1,8	1,3	0	36	6,6		72	76	233	264
03.95	1,6	1,2	1	132	4,7		87	92	58	173
04.95	2,3	1,9	162	267	4,1		88	96	144	166
05.95	1,5	1,1	126	145	5,5		93	98	150	151
04.96	1,7		61	134	4,4		91		172	
05.96	1,6		165	177	4,4		94		164	
06.96	1,2		78	116	7,0		97		170	
07.96	0,4		61	72	5,6		97		159	

Tabelle 2.1: Monatswerte (T =Temperatur, P =Niederschlag, u =Windgeschwindigkeit, f =Feuchte, G =Globalstrahlung) der meteorologischen Stationen Morrena (Mor), Lava (Lav) und die verfügbaren Niederschlagssummen (N_{Man}) aus Manizales. Die Datenreihen der fehlenden Zeiträume reichten nicht aus, um Monatswerte mit einem Fehlwertanteil von unter 10 % zu berechnen. Zu den Daten der Gletscherstationen vergleiche Tabelle D.1.

2.2.1 Niederschlag

Der an der Gletscherstation Zunge installierte Niederschlagsgeber besaß eine 200 cm² große Auffangfläche und konnte den Niederschlag mit einer Kippwaage auf 0,1 mm/Impuls genau registrieren. Allerdings wurde er mehrfach durch Wind zerstört und deshalb im Zuge der Stationsverlegung 1993 an die Station Morrena angeschlossen. Hierbei wurde die Kippwaage jedoch nicht korrekt eingesetzt, so daß erst im Frühjahr 1995 mit der Registrierung begonnen werden konnte.

Durch Beobachtungen ist bekannt, daß der Niederschlag vorwiegend als Schnee fällt. Obwohl der Niederschlagsgeber wegen fehlender Stromversorgung keine Heizung besaß, konnten trotzdem die in Tab. 2.1 aufgelisteten Werte registriert werden. Dies liegt vor allem daran, daß die Temperaturen fast täglich über den Gefrierpunkt stiegen und der in der Auffangfläche liegende Schnee abtauen konnte. Hiermit ist ein asynchroner Verlauf von Niederschlagsereignis und Registrierung verbunden, der aber bei längeren Zeiträumen kaum ins Gewicht fällt. Die Messungen können auf jeden Fall als Nachweis von Schneefall verwendet werden. Bei einer Betrachtung als dessen Wasseräquivalent ist zu bedenken, daß Windverfrachtungen die Werte stark verfälschen, und daß bei längeren Kälteperioden auch Sublimationsverluste auftreten können. Diese Kälteperioden sind aus dem verfügbarem Datenmaterial aber nicht ableitbar, so daß solche Effekte vernachlässigbar sind. Auch Windverfrachtungen sind eher unwahrscheinlich, weil die Lufttemperaturen um den Gefrierpunkt auf Schnee mit hoher Dichte schließen lassen und damit Regenniederschlägen ähnlich sind.

Ein Vergleich mit den Monatswerten der Station am Flughafen in Manizales (2150 m) bestätigt die Aussage, daß mit zunehmender Höhe der Niederschlag abnimmt (vgl. Abb. 1.4). Die Differenzen schwanken dabei von 9 mm im Juli 1996 bis 131(!) mm im März 1995. Während der Februar 1995 auch in Manizales mit 36 mm Niederschlag trocken war, fiel im März an 9 Tagen jeweils mehr als 20 mm am Tag. An diesen Tagen wurde jedoch am Nevado Santa Isabel kein Niederschlag gemessen. Trotz der relativ großen Entfernung von ca. 50 km und der Hochgebirgsumgebung bleiben diese Werte fraglich. Die Abweichungen der anderen Monate bewegen sich dagegen in einem für die gegebenen Umstände durchaus plausiblen Rahmen.

2.2.2 Lufttemperatur

Die Lufttemperatur wurde mittels eines Thermometers mit Pt100 - Widerstand in einer Genauigkeit von $0,3^{\circ}\text{C}$ gemessen. Aufgrund der nahezu immerwährenden Luftbewegung wurde das Thermometer auf natürliche Weise gut ventiliert.

Insgesamt zeigte sich ein ausgeprägter Tagesgang der Temperaturkurve. Der fast täglich stattfindende Frostwechsel ist wichtig für die Kristallbildung des Gletschereises. Die seltenen Phasen mit mehr als 3 Tagen ohne Frostwechsel fallen ausschließlich in die Regenzeiten und weisen dann ein positives Tagesminimum auf.

Ein Jahresgang ist nicht erkennbar. Selbst bei einer zeitlichen Differenzierung nach Trocken- (Dezember bis Februar und Juni bis August) und Regenzeiten (März bis Mai und September bis November) sind keine nen-

nenswerten Unterschiede bei den Mittelwerten festzustellen. Sowohl bei der Station Lava (Regenzeit: $0,8^{\circ}\text{C}$, Trockenzeit: $0,4^{\circ}\text{C}$), als auch bei der Station Morrena (Regenzeit: $1,4^{\circ}\text{C}$, Trockenzeit: $1,5^{\circ}\text{C}$) liegen die mittleren Temperaturdifferenzen nahe der Meßgenauigkeit.

Ein anderes Bild bieten die täglichen Amplituden. Die von KÜMEKE (1995) gemachte Beobachtung, wo eine „deutlich größere Tagestemperaturamplitude in der Trockenzeit auffällig“ war, ist in dieser einfachen Aussage nicht für längere Datenreihen zutreffend. Vielmehr ergeben sich unter Einbeziehung neuerer Daten die in Tab. 2.2 aufgelisteten Zahlenwerte für die mehrjährigen mittleren Tagesamplituden.

Zeit	Lava	Morrena	Spitze	Zunge
Dez. - Feb.	5,9	6,0	6,9	6,3
März - Mai	4,9	4,7	3,8	4,6
Juni - Aug.	3,5	3,3	-	-
Sep. - Nov.	5,3	4,9	5,8	-

Tabelle 2.2: *Mittlere Tagestemperaturamplituden in $^{\circ}\text{C}$.*

Demnach ist im Mittel die größte Tagesamplitude in der Trockenperiode von Dezember bis Februar zu finden, während die geringste Amplitude auch in eine Trockenperiode, allerdings in die von Juni bis August, fällt. Die Differenz beträgt immerhin $2,4$ bzw. $2,7^{\circ}\text{C}$. Demgegenüber liegen die Unterschiede während der Regenzeiten nahe der Registriergenauigkeit von $0,3^{\circ}\text{C}$. Diese Aussagen gelten hauptsächlich für die Stationen, die sich neben dem Gletscher befanden. Bei den Gletscherstationen Spitze und Zunge ist zu beachten, daß der zugrunde liegende Datenumfang häufig einen Monat nicht überschreitet.

Die absoluten Extremwerte wurden auf dem Gletscher mit $-7,4^{\circ}\text{C}$ und $13,1^{\circ}\text{C}$ (Spitze) und neben dem Gletscher mit $-7,0^{\circ}\text{C}$ und $11,1^{\circ}\text{C}$ für Lava und $-3,4^{\circ}\text{C}$ und $10,5^{\circ}\text{C}$ für Morrena gemessen.

2.2.3 Wind

Die Erfassung der Winddaten litt stark unter der fehlenden Heizung der Instrumente. Die allzeit anwesende hohe Luftfeuchtigkeit, gepaart mit Temperaturen um den Gefrierpunkt, führte des öfteren zum Einfrieren der Windfahne und des Schalenanemometers. Gut sichtbar wird dieser Sachverhalt an den Kurven der Datenreihen (vgl. Abb. 2.1). So lassen längere Zeiträume über mehrere Stunden, in denen die Windrichtung konstant blieb und Windgeschwindigkeiten bis zu 10 m/s registriert wurden, keinen anderen Schluß

zu. Auch der umgekehrte Fall mit stark schwankenden Windrichtungen und plötzlich von 0 auf 5 m/s ansteigenden Geschwindigkeiten sind nur dadurch zu erklären. Ein weiteres Indiz ist die Kopplung an die Strahlung. Nachts reichten schon leicht negative Temperaturen aus, um die Instrumente lahmzulegen, während tagsüber deutlich niedrigere Werte notwendig waren. Problematischer ist die Bewertung bei gleichzeitig konstanter Windrichtung und Geschwindigkeiten von 0 m/s. Hierbei könnte es sich auch um natürliche Phasen völliger Windstille gehandelt haben. Eine Trennung von Calmen und Einfrieren der Instrumente ist demnach nicht zweifelsfrei möglich.

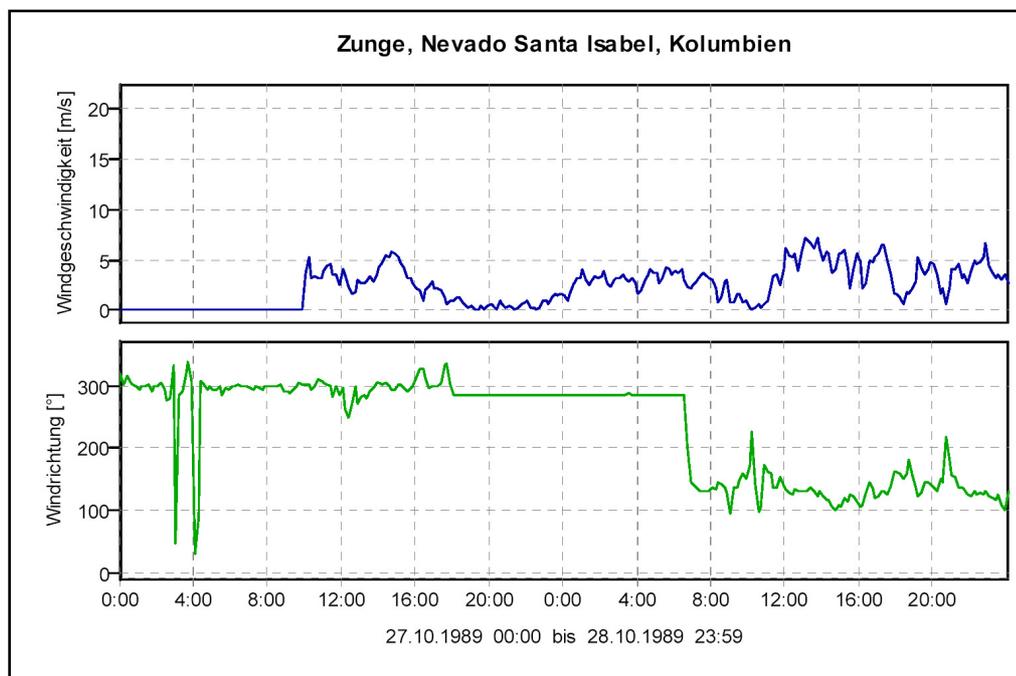


Abbildung 2.1: *Beispiel zum Einfrieren der Windgeber an der Station Zunge.*

Die Station Zunge wies im Oktober 1989 WNW als bevorzugte Windrichtung aus. Dagegen kam im ersten Halbjahr 1990 der Wind mit Geschwindigkeiten von bis zu 19 m/s fast immer aus östlichen Richtungen (NNO bis O). Der einzige Monat, von dem lückenlose Winddaten vorliegen, ist der Februar 1990 mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 3 m/s, einem absoluten Maximum von 9,8 m/s und einem mittleren Maximum von 6,1 m/s.

Die Station Spitze lieferte nur bis zum Platinenwechsel im Januar 1990 Daten. Der Wind kam im September 1989 überwiegend aus S bis SSW, hatte aber auch Anteile aus NO. Die maximale Geschwindigkeit wurde mit über 20 m/s registriert. Das Einfrieren der Instrumente ist im Vergleich zur Station

Zunge häufiger zu beobachten. Als Grund dürfte vor allem die größere Höhe mit daraus resultierenden niedrigeren Temperaturen in Betracht kommen.

Die Station Morrena registrierte bis zu ihrer Wartung im März 1993 am häufigsten südöstliche Winde (SO, OSO). Sehr auffällig ist der nachfolgende Wechsel zu nordwestlichen Richtungen (WNW bis N). Der Grund liegt nach Aussage von Prof. Jordan an einer veränderten Kalibrierung der Windfahne. Weil aber der Grad der Änderung unbekannt ist, sind die vorherigen Daten als unzuverlässig einzustufen. Die Windgeschwindigkeiten lagen im monatlichen Mittel zwischen 4,1 und 7 m/s und erreichten Maxima von über 19 m/s.

Die vorherrschenden Windrichtungen an der Station Lava lagen bis zur Wartung zwischen OSO und SO und stimmten mit denen von Morrena gut überein. Nach dem Wiederaufbau der Station Ende 1994 wurden leider nur noch kurzzeitig Winddaten registriert. Im Dezember 1994 kam der Wind meistens aus östlichen Richtungen (OSO bis ONO) und fügte sich nahtlos in die älteren Datenreihen der beiden Stationen ein. Dagegen passen die Windgeschwindigkeiten nicht in das von den anderen Stationen gelieferte Bild. Ein absolutes Maximum von 3,7 m/s erscheint angesichts der sonst gemessenen 20 m/s fraglich. Auch die niedrigen Monatsmittelwerte von 0,3 bis 1,3 m/s heben sich deutlich ab.

Ein weiterer Unterschied zwischen den Stationen besteht in den wesentlich heftigeren Richtungsänderungen, die sich bei Morrena zeigen. Im Vergleich hierzu sind die kurzzeitigen Schwankungen bei Lava weit weniger ausgeprägt, was sowohl an technischen Mängeln, als auch an unterschiedlichen Windfeldern um die Stationen liegen kann. Die Station Morrena befindet sich auf einem freien Moränenrücken in kanalisierter Tallage im Zungenvorfeld.

2.2.4 Relative Luftfeuchte

Der Hydrogeber mit Haarmeßelement registrierte die relative Luftfeuchte in dem Bereich von 10 bis 100 % mit einer vom Hersteller angegebenen Genauigkeit von 2 %. An allen Stationen wurde täglich ein Maximum von über 90 % erreicht. Demgegenüber standen Minima von selten unter 30 %, die dann ausschließlich auf Strahlungstage fielen.

Die Trockenperioden wiesen Monatsmittelwerte von unter 90 % auf, während in den Regenperioden häufig Monatsmittelwerte von über 95 % zu finden waren. In der Regel kam die Station Lava auf höhere Werte als die Station Morrena. Dies hatte allerdings keinen Einfluß auf die gute Korrelation zwischen den Stationen zu den meisten Zeiten. Deshalb liegt die Vermutung nahe, daß es sich wohl um homogene Verläufe handelt.

Ein Vergleich der Einstrahlungs- mit der Feuchtekurve läßt einen Zusammenhang besonders an Strahlungstagen deutlich werden (vgl. Abb. 2.2). Eine

positive Steigung der Strahlungskurve bewirkt die Abnahme der Feuchte, und die Abnahme der Strahlungsintensität führt zu einem Anstieg der Feuchte. Des nachts, wenn die Einstrahlung fehlt, treten allerdings auch Abweichungen auf. Der Grund liegt wahrscheinlich in lokalen Winden, die die Feuchte in der Luft zeitweise absenken und dadurch Schwankungen in dem Verlauf der Feuchtekurve verursachen. Diese Annahme liegt nahe, weil gleichzeitig die Lufttemperatur weitgehend konstant bleibt.

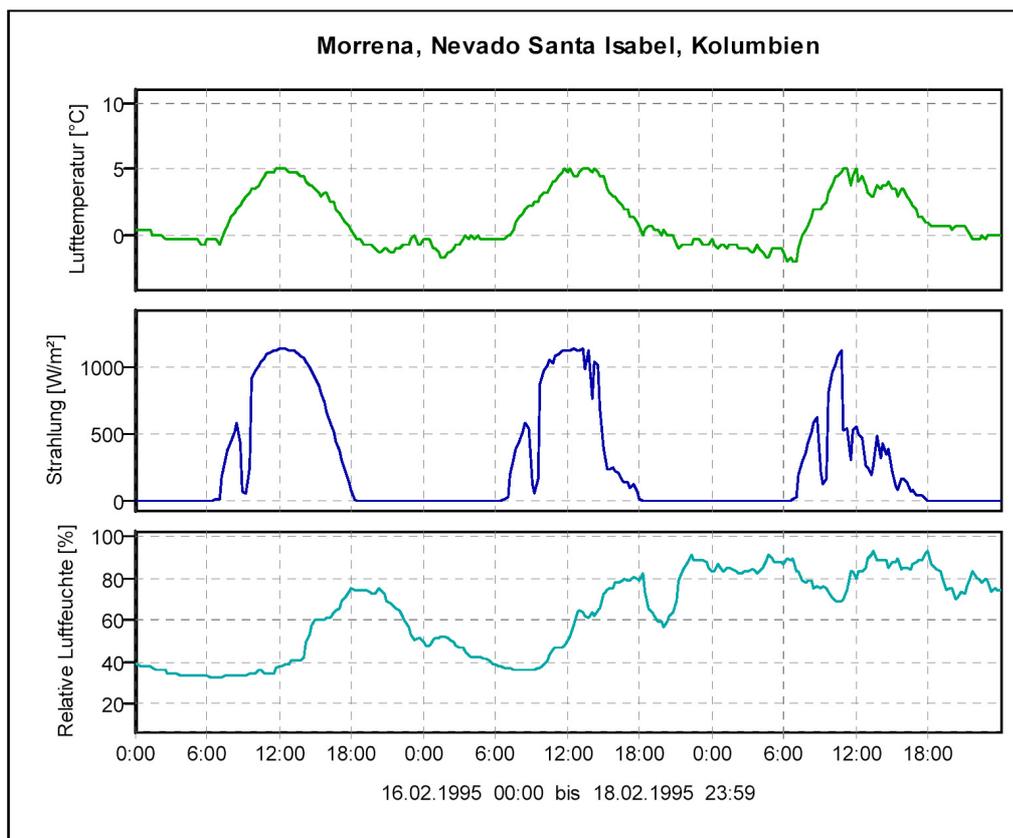


Abbildung 2.2: Zusammenhang zwischen relativer Feuchte, Lufttemperatur und Globalstrahlung.

Die Kurven von der Station Lava zeigen zu dieser Zeit einen ähnlichen Verlauf. Dabei ist allerdings eine größere Amplitude und eine deutlich längere 100 %-Periode der Feuchtekurve zu beobachten.

An typischen Regenzeittagen findet man fast 100 % Feuchte und eine stark schwankende Strahlungskurve, die auf wechselhafte Bewölkung schließen läßt. Das an der Station Morrena gezeichnete Bild vom Verlauf der relativen Feuchte hat im wesentlichen auch Gültigkeit für die andere Station neben

dem Gletscher. Die Stationen, die sich direkt auf dem Gletscher befanden, scheinen höhere Werte aufzuweisen. Allerdings ist ein direkter Vergleich wegen der kurzen Datenreihen zu unterschiedlichen Zeiten nicht vorzunehmen. Ein Einfluß des Gletschers auf die relative Feuchte deutet sich aber auch bei genauerer Betrachtung der Monatsmittelwerte von Lava und Morrena an. Sie sind an der deutlich weiter vom Gletscher entfernten Station Morrena um 4 bis 8 % niedriger. Gletscherfallwinde kommen als Ursache nicht in Betracht, da keine tageszeitlichen Schwankungen der Windrichtung zu beobachten sind. Allerdings finden wir an der Station Lava deutlich geringere Windgeschwindigkeiten, die zum Teil auf die geschütztere Lage zurückzuführen sind.

2.2.5 Globalstrahlung

Die Strahlungswerte lieferte ein Helligkeitsgeber mit Silizium-Fotoelement in einem Spektralbereich von 0,4 bis 1,1 μm , der im wesentlichen den Wellenlängenbereich der Globalstrahlung umfaßt. Ein ebenfalls vorhandener Dirmhirn-Strahlungsgeber war offensichtlich fehlerhaft kalibriert, was sich an dem verschobenen Nullpunkt und einer viel zu geringen Amplitude bemerkbar macht. Trotzdem korrelieren die Tagesgänge der beiden Geber recht gut ($r > 0,9$). Die Tagesgänge der Rohdaten zeigten häufig eine Verschiebung der Zeit um mehrere Stunden, die jedoch anhand des theoretischen Sonnenaufganges für die 75°-Zeitzone korrigiert werden konnte.

An den Strahlungskurven läßt sich deutlich die ganzjährige 12-stündige Tageslänge der inneren Tropen nachweisen. Vor Ort, insbesondere an den Gletscherstationen, ist häufiger Rauhreif auf den Kuppeln der Geber beobachtet worden. Dies führt selbstverständlich zu einer Verringerung der gemessenen Werte. Ohne Referenzwerte bzw. zeitbezogener Beobachtung dieser Störungen sind die Abweichungen aber nicht zu erkennen und noch weniger zu quantifizieren.

Der tägliche Bewölkungsverlauf kann mit Hilfe der Globalstrahlung ermittelt werden. Typisch für die Trockenzeit ist ein Verlauf wie der an der Station Morrena am 17.2.1995 registrierte (siehe Abb. 2.2). Gleichmäßig ansteigende Werte bis kurz vor Mittag, dann führt aufkommende Bewölkung zu einem schwankenden Verlauf der Strahlungskurve am Nachmittag. Sehr selten kommen in den inneren Tropen ideale Strahlungskurven wie am 16.2.1995 vor. Die Unterbrechung am Vormittag ist auf Abschattungseffekte durch den östlich der Station gelegenen Gletscher zurückzuführen. Die Regenzeiten sind durch sehr wechselhafte Bewölkung gekennzeichnet mit entsprechend schwankendem Verlauf der Kurve.

Einen Eindruck von den Größenordnungen, mit denen die Bewölkung die kurzweilige Einstrahlungsenergie dämpft, liefern die folgenden Zahlen. Sieht

man die Einstrahlung des idealen Strahlungstag 16.2.1995 als Bezugsgröße mit 100 % an, dann liefert der typische Strahlungsverlauf am 17.2.1995 noch 84 % der Energie, ein durch leichte Bewölkung gekennzeichneter Tag wie der 18.2.1995 ca. 50 % und ein typischer Regenzeitentag wie der 30.4.1995 (vgl. hierfür Abb. 8.3) nur noch 25 %.

Verglichen mit den Werten an der Station Morrena waren die der Station Lava meistens deutlich höher. Zeitweise lagen sie über 1250 W/m^2 und damit oberhalb der oberen Grenze des vom Hersteller angegebenen Wertebereichs des Helligkeitsgebers. An Strahlungstagen wurden Werte gemessen, die an diejenigen der theoretischen, extraterrestrischen Strahlung heranreichten und sie zeitweise sogar übertrafen. Darüberhinaus korrelierten an allen anderen Tagen weder die Tages- noch die Stundenwerte der Stationen miteinander.

2.3 Untersuchungszeitraum

Nach der im letzten Abschnitt beschriebenen Analyse der vorliegenden Wetterdaten blieben nur noch zwei zusammenhängende Perioden übrig, deren Daten sich als Eingaben für ein flächenhaft verteiltes Energiebilanzmodell eignen. Zum einen ist dies der Zeitraum vom 3.2. bis zum 28.5.1995 und zum anderen der vom 17.3. bis zum 9.8.1996. Dabei scheiden die Daten der Station Lava aus, da kein Niederschlag registriert wurde und die Einstrahlung unglaublich hoch war.

Der Hersteller empfiehlt, die Wetterstationen jährlich zu warten und die Geber neu zu kalibrieren. Eine Forderung für das gemäßigte Klima der mittleren Breiten, die bei den extremen Bedingungen an einem Gletscher der Hochanden eine wesentlich größere Bedeutung erhält. Da 1994 die letzten Wartungsarbeiten durchgeführt wurden, sollte der erstere der beiden Zeiträume Anfang 1995 die zuverlässigeren Daten liefern. Trotz fraglicher Niederschlags- und Globalstrahlungswerte im März bauen die folgenden Ausführungen auf den Daten vom 3.2. bis 28.5.1995, dem *Untersuchungszeitraum* der Station Morrena, auf. Denn das breitere Spektrum an unterschiedlichen Witterungen läßt differenziertere Interpretationen der Ergebnisse zu. Im Zeitraum 1995 kommen sowohl fast ideale Strahlungstage mit heftigem Wind, nahezu windstille, leicht bewölkte Tage mit und ohne Niederschlag als auch typische Regenzeitentage mit starker Bewölkung und sehr viel Schneefall vor. Die Strahlungstage fehlen in der 1996-er Periode vollständig.

Abb. 2.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der gemessenen meteorologischen Tageswerte während des besagten Untersuchungszeitraums. Man erkennt, daß die Witterung Anfang Februar durch Strahlungswetter ohne Niederschlag und mit geringer Luftfeuchte gekennzeichnet ist. Die zusätzlich hohen Wind-

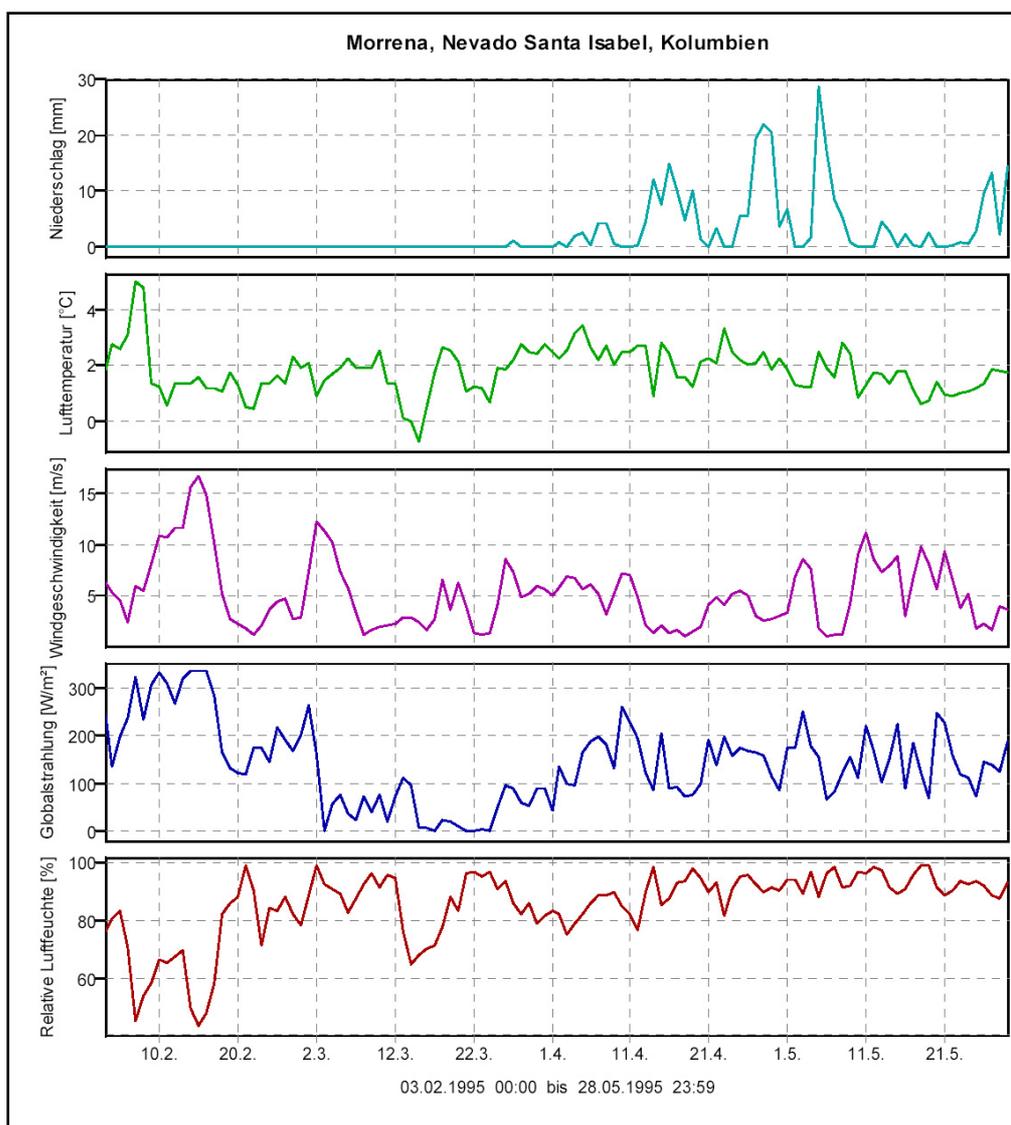


Abbildung 2.3: Tageswerte der meteorologischen Station Morrena.

geschwindigkeiten mit Tagesmittelwerten von über 15 m/s lassen für den Gletscher Massenverlust durch starke Verdunstung/Sublimation erwarten. Diese Periode ist allerdings untypisch für die inneren Tropen, die durch immerwährend feuchte Verhältnisse charakterisiert sind, und erinnert eher an eine Trockenzeit in den äußeren Tropen. Erst die letzten Tage des Monats bringen das erwartete Bild. Es zieht stärkere Bewölkung auf und es wird feuchter, ohne daß es jedoch zur Registrierung von Niederschlag kommt.

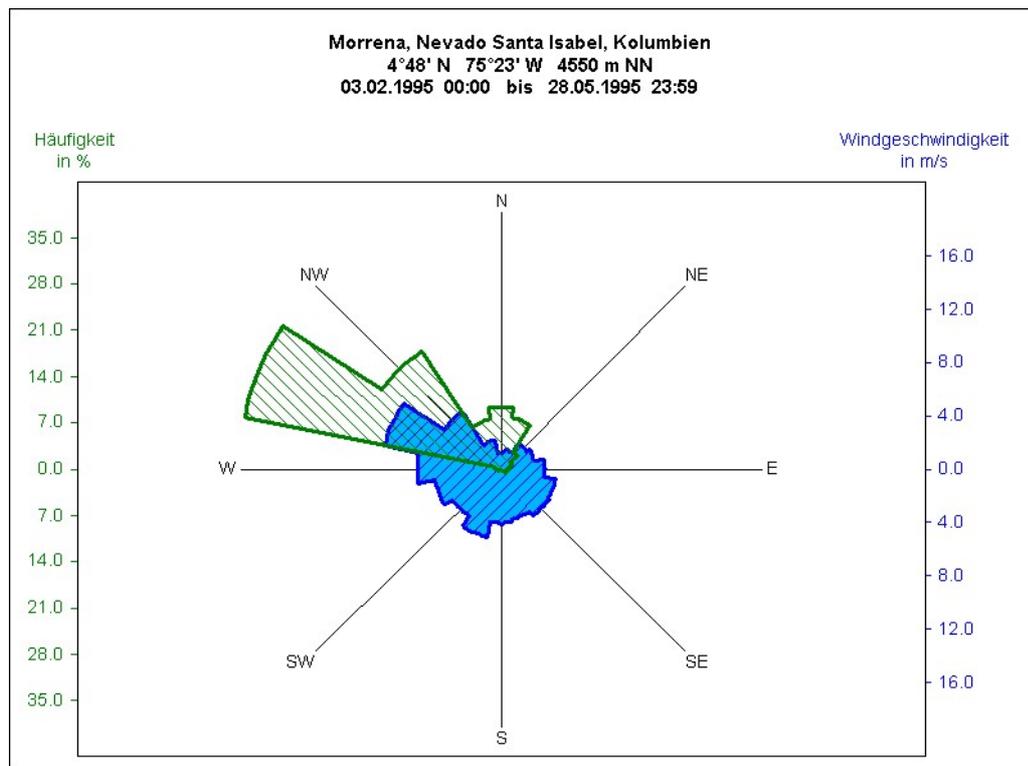


Abbildung 2.4: Windrose für die Station Morrena.

Der März wird charakterisiert durch niedrige Globalstrahlung mit einem deutlichen Temperatur- und Feuchtesturz zwischen dem 10. und 16. des Monats. Der 15. ist der einzige Tag im Untersuchungszeitraum mit negativer Tagesmitteltemperatur an der Station Morrena. Der folgende Anstieg von Temperatur und Feuchte wird weiter von sehr niedrigen Globalstrahlungswerten begleitet. Ende März setzten dann die ersten leichten Niederschläge ein, die bis zum Ende des Untersuchungszeitraums am 28.5. mehr oder weniger intensiv mit kürzeren Unterbrechungen andauerten. Auffällig ist dabei das Zusammenfallen von Maximalwerten des Niederschlags mit relativen Minima der Windgeschwindigkeitskurve.

Der Wind kam zum größten Teil aus WNW und NW (vgl. Abb. 2.4), seltener aus Norden und fast nie aus östlichen oder südlichen Richtungen. Obwohl das Untersuchungsgebiet im Bereich des Nordostpassates liegt, konnte diese Windrichtung kaum beobachtet werden. Die bereits von SCHMIDT (1952) erwähnte Modifikation der Passatwinde durch die Andenkette scheint auch im vorliegenden Fall ihre Gültigkeit zu haben. Interessanterweise ist kein Tagesgang der Strömungsrichtung festzustellen. Sowohl tagsüber als auch nachts zeigt sie an der Station Morrena hangaufwärts. Demnach spielen lokale Windsysteme wie die in Nordchile nachgewiesenen dominanten Berg-Tal-Windsysteme (RICHTER 1996, SCHMIDT 1999) nur eine untergeordnete Rolle.

2.4 Räumliche Extrapolation der Meßwerte

Die topographischen Einflüsse auf die meteorologischen Daten sind so vielfältig, daß sie nicht vollständig in diese Arbeit integriert werden können. Bei einigen Klimaelementen ist es jedoch mit Hilfe des digitalen Höhenmodells (vgl. Kap. 3) möglich, grundlegende räumliche Verteilungseigenschaften zu berücksichtigen.

Während die relative Luftfeuchte für den gesamten Gletscher als räumlich konstant angesehen werden darf, ist die Lufttemperatur höhenabhängig. Aus den Daten der Stationen Lava und Morrena wurde daher ein mittlerer Gradient von $\Delta T = 0,0065 \text{ °C/m}$ berechnet. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem von WITTE (1994) für Höhen bis 3750 m ermittelten Gradienten von $0,006 \text{ °C/m}$.

Für die Windgeschwindigkeit wird ebenfalls über den gesamten Gletscher fehlende räumliche Abhängigkeit angenommen. Mit Sicherheit entspricht diese Vereinfachung nicht den realen Gegebenheiten am Gletscher. Es sei nur an die erheblichen Unterschiede in der Windgeschwindigkeit der Stationen Lava und Morrena erinnert, welche einen Eindruck von der differenzierten Windströmung in dem stark reliefiertem Gelände der Sta. Isabel geben. Allerdings scheinen unter Berücksichtigung der Unsicherheiten bei der Windrichtungsmessung durch Kalibrierfehler und Einfrieren der Instrumente komplexe Strömungsmodelle keine gravierenden Verbesserungen der Ergebnisse erwarten zu lassen. Erschwerend kommt hinzu, daß lediglich an einem Punkt des Untersuchungsgebietes Winddaten gemessen wurden und keine weiteren Informationen des dominierenden, offensichtlich (über-)regionalen Windsystems vorhanden sind (vgl. Abschnitt 2.3).

Getrennt nach diffuser und direkter Strahlung wird unter Berücksichtigung der Geländeeinflüsse (Schatten, Hangneigung, Expo-

sition, Albedo der Oberfläche) die Globalstrahlung extrapoliert. Kapitel 6 diskutiert ausführlich die Einzelheiten.

Die Annahme der räumlichen Konstanz des Niederschlags wird sicher nicht den Tatsachen im Untersuchungsgebiet gerecht. Es ist bekannt, daß Niederschläge trotz vergleichbarer Gesamtausdehnung sehr unterschiedliche Verbreitungsmuster im Detail aufweisen können (SEUFFERT 1999). Gegenwärtig sind diese Muster nur aus aufwendigen Radarmessungen in hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung ableitbar und stehen der vorliegenden Arbeit nicht zur Verfügung. Auch die Wasserscheide, welche Sta. Isabel in einen östlichen und einen westlichen Teil mit unterschiedlichen Niederschlagsmengen trennt, vergrößert die durch obige Annahme in Kauf genommene Datenunsicherheit.

2.5 Abgeleitete Hilfsgrößen

In die später beschriebenen Parametrisierungen gehen die gemessenen Werte häufig nicht direkt als Eingangsgrößen ein, sondern über abgeleitete Hilfsvariablen. Sie sollen an dieser Stelle kurz eingeführt und ihre Berechnungsvorschriften aufgelistet werden.

2.5.1 Luftdruck

Durch die Gravitation der Erde übt die Masse einer Luftsäule Kraft auf die Erdoberfläche aus. Hierdurch ergibt sich der *Luftdruck* p , welcher bei konstanter Dichte der Luft nur von der Höhe der Luftsäule abhängig ist. Mit zunehmender Geländehöhe verringert sich die Höhe der darüberliegenden Luftsäule und gleichzeitig läßt der Luftdruck auf die Erdoberfläche nach (hydrostatische Grundgleichung, LITTMANN et al 1996). Bei fehlenden Meßdaten bietet es sich demnach an, den Luftdruck durch die Geländehöhe Z abzuschätzen. Nach LUNDE (1980) gilt

$$p = p_0 \cdot \exp(-0,0001184 \cdot Z), \quad (2.1)$$

wobei $p_0 = 1013,25$ hPa der Normaldruck auf Meereshöhe ist.

Benötigt wird der Luftdruck z. B. zur Berechnung der optischen Luftmasse, die als ein Maß für Abschwächung der direkten Strahlung auf ihrem Weg durch die Erdatmosphäre angesehen werden kann (vgl. Abschnitt 6.3). Auch die in die Abschätzung der Wärmeflüsse einfließende Luftdichte basiert auf den Daten des Luftdrucks (Gl. (7.4)).

2.5.2 Wasserdampfdruck

In der Atmosphäre kommt Wasserdampf als Gas in den unterschiedlichsten Mengen vor. Der Gehalt hängt neben dem Wasserangebot, welches potentiell in die Luft verdunsten kann, auch von der Lufttemperatur ab. Sie allein bestimmt den Gleichgewichtszustand, ab dem die Luft keinen weiteren Wasserdampf mehr aufnehmen kann, also gesättigt ist. Der dann herrschende Partialdruck des Wasserdampfes am Gasgemisch Luft wird *Sättigungsdampfdruck* E genannt und kann mit der Magnus-Dampfdruckgleichung über Eis aus der Lufttemperatur T berechnet werden:

$$E = 6,107 \cdot 10^{\frac{9,5T}{265,5+T}}. \quad (2.2)$$

Mit der gemessenen relativen Luftfeuchte f berechnet sich der *aktuelle Dampfdruck* e zu

$$e = \frac{f \cdot E}{100}. \quad (2.3)$$

Der Einsatz des Wasserdampfdruckes in den Parametrisierungen ist sehr vielfältig. Er kommt sowohl bei der Berechnung der kurzwelligen Strahlung im Transmissionsgrad des Wasserdampfes (vgl. Gl. 6.24) als auch bei der Parametrisierung der langwelligen Strahlung in der Emissivität der Atmosphäre (Gl.(8.3)) und der Berechnung der Luftdichte (Gl. (7.4)) vor.

Kapitel 3

Digitale Höhenmodelle

Die in Kapitel 2 analysierten meteorologischen Daten spiegeln lediglich die klimatischen Gegebenheiten des Standortes wider, wo sie gemessen wurden. Für andere Punkte der Umgebung, insbesondere des Gletschers, gelten die Werte nur bedingt, da sie durch die Topographie mehr oder weniger stark beeinflusst werden. Beispielsweise ist die Lufttemperatur wegen der größeren Höhe auf dem Gipfel sicherlich niedriger als an der Station am Fuß des Gletschers. Auch die Globalstrahlung wird an den meisten anderen Positionen aufgrund von Abschattung und unterschiedlichen Hangneigungen und Expositionen abweichende Werte aufweisen. Die Ermittlung der Geländeinformationen und ihre computergerechte Aufbereitung ist daher Thema dieses Kapitels.

3.1 Definitionen

Jeder Punkt auf der Erde läßt sich durch seine Lagekoordinaten X, Y und dem Höhenwert Z in einem Rechner digital als Vektor darstellen. Durch geschickte Verteilung endlich vieler Punkte erhält man ein hinreichend genaues digitales Modell eines Ausschnitts der Erdoberfläche. Liegen diese Punkte, auch *Stützpunkte* oder *Primärdaten* genannt, in Form eines regelmäßigen Gitters vor, spricht man von *digitalen Höhenmodellen* (DHM). *Digitale Geländemodelle* (DGM) sind um morphologische Informationen wie z.B. Bruchkanten, Sattelpunkte usw. erweiterte Höhenmodelle. Unregelmäßig verteilte Primärdaten werden mittels Interpolation in ein digitales Höhen- bzw. Geländemodell überführt. Die dabei neu hinzugekommenen Punkte nennt man *Sekundärdaten*.

Die digitalen Modelle lassen sich prinzipiell in zwei Kategorien trennen: Vektor- und Rasterbildmodelle. Erstere basieren auf Vektoren, deren Elemen-

te reelle Zahlen sind und damit eine (fast) beliebige Genauigkeit aufweisen. Letztere interpretieren die Geländepunkte nicht mehr als Vektoren, sondern als Grauwerte in einem Rasterbild. Daran sind einige triviale, aber weitreichende Konsequenzen geknüpft.

- durch den Übergang zu ganzen Zahlen ist die Genauigkeit endlich und wird bestimmt durch die Anzahl der Bildzeilen und -spalten (Auflösung in der Lage) sowie der Anzahl der Grauwerte (Auflösung in der Höhe).
- Punkte sind zweidimensional und die kleinste Einheit ist ein Bildelement (Pixel).
- Strecken bestehen aus endlich vielen Punkten und sind somit auch zweidimensional.

Der Vorteil des Rasterbildansatzes liegt in dem enormen Geschwindigkeitsgewinn bei der Interpolation der Primärdaten (LINDER 1994), insbesondere, wenn diese ungleichmäßig verteilt sind. Dabei kann durch Wahl der Seitenlänge eines Pixels die Lagegenauigkeit an die Bedürfnisse angepaßt werden. Allerdings wird eine größere Genauigkeit durch erhöhten Speicherbedarf erkauft. Auch die Ermittlung von Geländeparametern, die bei Strahlungsuntersuchungen eine große Rolle spielen, gestaltet sich im Rasterbild sehr viel einfacher als bei Vektoren.

3.2 Datengrundlage

Zur Ermittlung der Primärdaten lagen 4 Luftbilder vor, die 1987 während einer Befliegung des Untersuchungsgebietes hergestellt worden sind. Es handelte sich dabei um Farbdiaspositive im Maßstab von ca. 1:25 000. Die zur photogrammetrischen Auswertung notwendigen Paßpunkte lieferte eine Aerialtriangulation, welche Dr. Linder im Rahmen seiner Dissertation bereits 1991 anfertigte (LINDER 1991). Die Blockausgleichung umfaßte 332 Bilder, die sowohl den Nevado del Ruiz als auch die Nachbarvulkane Tolima und Santa Isabel mehrfach überdeckten. Die Mehrfachüberdeckung erwies sich als sehr vorteilhaft für die geometrische Stabilität und die Höhengenaugigkeit. Für die Paßpunkte wird sowohl eine absolute als auch relative Genauigkeit von 0,4 m in der Lage und Höhe angegeben. Die quantitative Auswertung der Luftbilder erfolgte im nächsten Schritt an einem analytischen Stereoplotter (Planicomp P3, Zeiss). Als Kompromiß zwischen Zeitaufwand und Genauigkeit wurde das Gelände auf einem regelmäßigen Gitter mit einer Maschenweite von 20 m abgefahren und an jedem Gitterpunkt sowohl die Geländehöhe Z gemessen als auch die Lagekoordinaten X , Y registriert. Der linke Teil

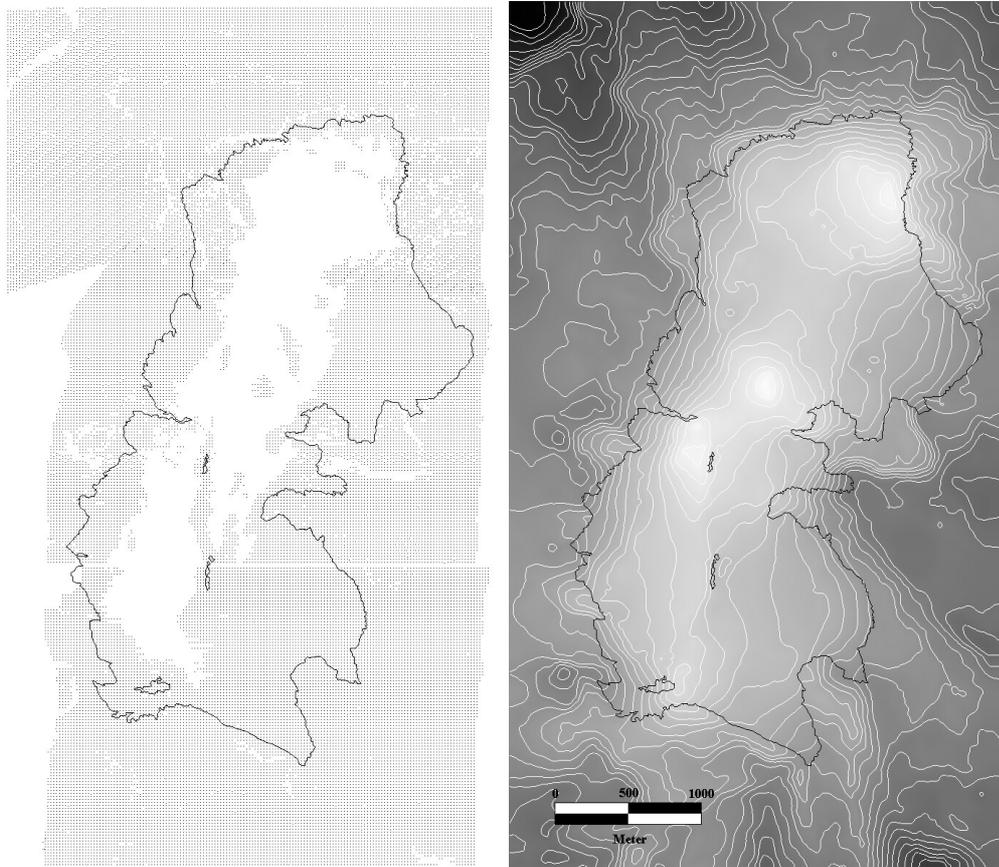


Abbildung 3.1: Lageübersicht der gemessenen Höhenpunkte (links) und interpoliertes DHM als Grauwertbild mit 25m-Isolinien (rechts).

der Abb. 3.1 zeigt die Lageübersicht der Gitterpunkte und den Gletscherstand. Es fällt auf, daß größere Teile in der Mitte des Bildes nicht bearbeitet worden sind. Ursache war eine Neuschneedecke zur Zeit der Befliegung. Dieser Bereich wies zu geringe Strukturen auf, um ihn stereoskopisch auswerten zu können. Trotzdem konnten insgesamt 36 838 Geländehöhenpunkte als Primärdaten ermittelt werden. Sie decken eine rechteckige Fläche von ca. $19,8 \text{ km}^2$ ab.

3.3 Interpolation

Zunächst wird ein \hat{n} Spalten und \hat{m} Zeilen großes Rasterbild mit dem Grauwert 0 initialisiert. Bei den weiteren Berechnungen gelten diese Pixel dann als Flächenelemente unbekannter Höhe. In das leere Bild werden nun die

Primärdaten eingetragen. Hiermit einher geht der Übergang von reellwertigen Höhen Z zu ganzzahligen Grauwerten \hat{g} . Die Quantisierung des Wertebereichs erfolgt linear durch

$$\hat{g} = \text{int} \left[\left(2^{\hat{B}-2} \right) \frac{Z - Z_{\min}}{Z_{\max} - Z_{\min}} + 1,5 \right], \quad (3.1)$$

wobei \hat{B} die Anzahl der binären Stellen (Bits) angibt, die zur Kodierung einer Grauwertstufe nötig sind. In dieser Arbeit werden 15 Bit und damit 32 767 Graustufen verwendet.

Außerdem müssen die wiederum reellwertigen Lagekoordinaten X, Y in Pixelkoordinaten transformiert werden. Hierbei ist zu bedenken, daß in der Regel die Primärdaten aus einem rechtsdrehenden System stammen und das Pixelkoordinatensystem meistens linksdrehend angegeben wird. Mit der Seitenlänge \hat{l} eines Pixels ergibt sich die Spaltennummer i aus

$$i = 1 + \frac{X - X_{\min}}{\hat{l}} \quad (3.2)$$

und die Zeilennummer j aus

$$j = m - \frac{Y - Y_{\min}}{\hat{l}}. \quad (3.3)$$

Zur Interpolation des Grauwertes in einem Bildpunkt werden die Nachbarpunkte gesucht, in die bereits eine Höhe eingetragen wurde (Grauwert $\neq 0$). Hierzu wird das definierte Suchfenster in Oktanten eingeteilt und diese der Reihe nach abgearbeitet. Pro Oktant wird vom Mittelpunkt aus bis zum Rand des Fensters oder bis zu einer Bruchkante bzw. dem Rand einer Ausparungsfläche gesucht. Die Berücksichtigung solcher morphologischen Zusatzinformationen gestaltet sich relativ einfach, weil Linien, wie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt, im Rasterbild aus endlich vielen Punkten zusammengesetzt sind. Der gesuchte Grauwert \hat{g} errechnet sich jetzt als gewichtetes Mittel aus den Grauwerten der ermittelten Nachbarpunkte \hat{g}_k :

$$\hat{g} = \frac{\sum_k \hat{p}_k \hat{g}_k}{\sum_k \hat{p}_k}. \quad (3.4)$$

Das als *Gleitender Mittelwert* bekannte Verfahren weist die Tendenz zur Platteaubildung an den Stützstellen auf. Die Abflachung kann aber durch geeignete Wahl der Gewichte \hat{p}_k beeinflußt werden. In dem für diese Arbeit verwendeten Programmsystem LISA ist das Gewicht als entfernungsabhängige Exponentialfunktion implementiert:

$$\hat{p}_k = e^{-(\hat{d}_k/50)}, \quad (3.5)$$

wobei \hat{d}_k der euklidische Abstand zwischen Interpolations- und Nachbarpunkt ist.

Das Ergebnis der Interpolation ist im rechten Teil der Abb. 3.1 zu sehen. Die Höhen sind dort als Grauwerte kodiert. Große Höhen finden sich in den hellen Gebieten, geringere Höhen in den dunklen. Das Rasterbild besteht aus 2 902 Zeilen und 1 693 Spalten. Dies entspricht einer Bildelementgröße von 2 m. Die Höhenauflösung liegt bei für Energiebilanzstudien völlig ausreichenden 0,024 m.

3.4 Exposition und Hangneigung

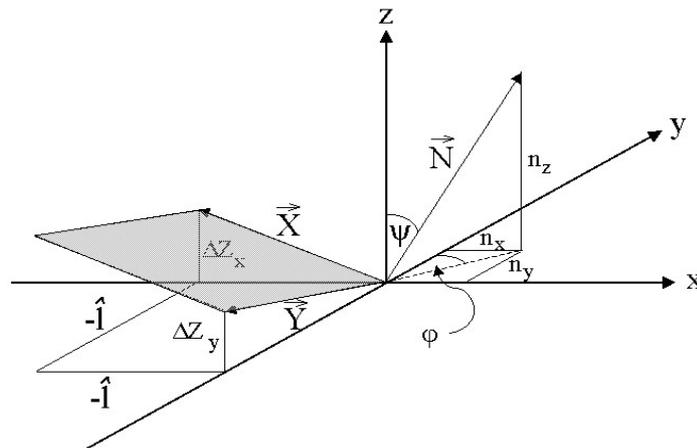


Abbildung 3.2: Geometrie eines Flächenelements.

Aus einem interpolierten DHM bzw. DGM lassen sich nun relativ einfach einige für Strahlungsbetrachtungen unverzichtbare Größen ableiten. Hierzu gehört erst einmal die Orientierung eines Flächenelementes im Raum, welche durch den Normalenvektor $\vec{N} = (n_x, n_y, n_z)^t$ mathematisch beschreibbar ist. Seien $\vec{X} = (-\hat{l}, 0, \Delta Z_x)^t$ und $\vec{Y} = (0, -\hat{l}, \Delta Z_y)^t$ die Vektoren, die das Flächenelement aufspannen, dann berechnet sich der Normalenvektor zu

$$\vec{N} = \vec{X} \times \vec{Y} = \hat{l} \begin{pmatrix} \Delta Z_x \\ \Delta Z_y \\ \hat{l} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

ΔZ_x und ΔZ_y geben die Höhendifferenz zum linken bzw. unteren Nachbar-

element im Raster-DGM an:

$$\Delta Z_x(i, j) = Z_{i-1, j} - Z_{i, j}, \quad (3.7)$$

$$\Delta Z_y(i, j) = Z_{i, j+1} - Z_{i, j}. \quad (3.8)$$

Die geographischen Parameter *Exposition* A und *Hangneigung* S eines Geländepunktes werden aus den räumlichen Polarkoordinaten φ , ψ und \hat{r} des Normalenvektors \vec{N} gewonnen. Bekanntermaßen gilt

$$\hat{r} = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}, \quad (3.9)$$

$$\tan \varphi = \frac{n_x}{n_y}, \quad (3.10)$$

$$\cos \psi = \frac{n_z}{\hat{r}}. \quad (3.11)$$

Die Hangneigung S wird definiert als der Winkel zwischen Flächenelement und Grundebene und entspricht so dem Winkel ψ zwischen Normalenvektor und Z -Achse des Koordinatensystems. Demnach gilt

$$\cos S = \frac{\hat{l}}{\sqrt{\Delta Z_x^2 + \Delta Z_y^2 + \hat{l}^2}}. \quad (3.12)$$

Gl. (3.10) eignet sich zur Berechnung der Exposition A eines Geländepunktes:

$$\varphi = \arctan \frac{|\Delta Z_x|}{|\Delta Z_y|}, \quad (3.13)$$

$$A = \begin{cases} 0, & \text{für } \Delta Z_y = 0 \text{ und } \Delta Z_x = 0 \\ \varphi, & \text{für } \Delta Z_y > 0 \text{ und } \Delta Z_x \geq 0 \\ \frac{\pi}{2}, & \text{für } \Delta Z_y = 0 \text{ und } \Delta Z_x > 0 \\ \pi - \varphi, & \text{für } \Delta Z_y < 0 \text{ und } \Delta Z_x \geq 0 \\ \pi + \varphi, & \text{für } \Delta Z_y < 0 \text{ und } \Delta Z_x < 0 \\ \frac{3\pi}{2}, & \text{für } \Delta Z_y = 0 \text{ und } \Delta Z_x < 0 \\ 2\pi - \varphi, & \text{für } \Delta Z_y > 0 \text{ und } \Delta Z_x < 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

$A \in [0, 2\pi]$ wird im Uhrzeigersinn von Norden aus gezählt.

Die Tabellen 3.1 und 3.2 zeigen die Ergebnisse für den Gletscher Sta. Isabel. Man erkennt auf der einen Seite die relativ symmetrische Verteilung der Expositionen, die homogen verteilte Einstrahlungswerte erwarten lassen. Auf der anderen Seite weist ein Großteil des Gletschers nur geringes Gefälle auf, das auf eine geringe Fließgeschwindigkeit schließen läßt.

Bereich [Grad]	Fläche [km ²]	Fläche [%]
< 5	0,97	15,2
< 10	1,85	28,9
< 15	1,23	19,1
< 20	0,90	14,1
< 25	0,54	8,5
< 30	0,31	4,8
< 35	1,19	3,0
< 40	0,09	1,5
< 45	0,04	0,6

Tabelle 3.1: *Statistik der Hangwinkel am Nevado Sta. Isabel.*

Richtung	Fläche [km ²]	Fläche [%]
N	0,44	6,8
NO	0,48	7,5
O	1,1	17,3
SO	1,2	19,4
S	0,4	6,0
SW	0,6	10,0
W	1,1	17,8
NW	1,0	15,2

Tabelle 3.2: *Statistik der Expositionen am Nevado Sta. Isabel.*

3.5 Horizontbestimmung

Nach den Überlegungen im letzten Abschnitt zur Orientierung eines Flächenelements im Raum, welche die Intensität des direkten Strahlungseinfalls beeinflusst, stellt sich die Frage nach der Abschattung. Ist die Sicht auf die Sonne durch ein Hindernis blockiert, kann keine direkte Strahlung auf das Flächenelement treffen. Es liegt demnach im Schatten.

Zur mathematischen Beschreibung des Problems definiert man den Horizontwinkel ψ_H als den Winkel vom Zenit abwärts zum Horizont und vergleicht ihn mit dem Sonnenzenitwinkel ψ_S (siehe B.7). Die Verbindungsgerade vom Flächenelement zur Sonne wird genau dann durch den Horizont unterbrochen, wenn

$$\psi_H \leq \psi_S \quad (3.15)$$

gilt. Der Sonnenzenitwinkel ist sowohl von der Tages- als auch der Jahreszeit

abhängig und zwingt daher zur Neuberechnung von ψ_H in jedem Zeitschritt. Unter Berücksichtigung der beabsichtigten hohen räumlichen (2 m, $\approx 4,9 \cdot 10^6$ Flächenelemente) und zeitlichen Auflösung (1 Stunde, 2760 Zeitschritte) bei der Modellbildung muß man die Forderung nach einem schnellen Verfahren zur Horizontbestimmung stellen, wie es z. B. von DOZIER et al (1990) vorgeschlagen wird.

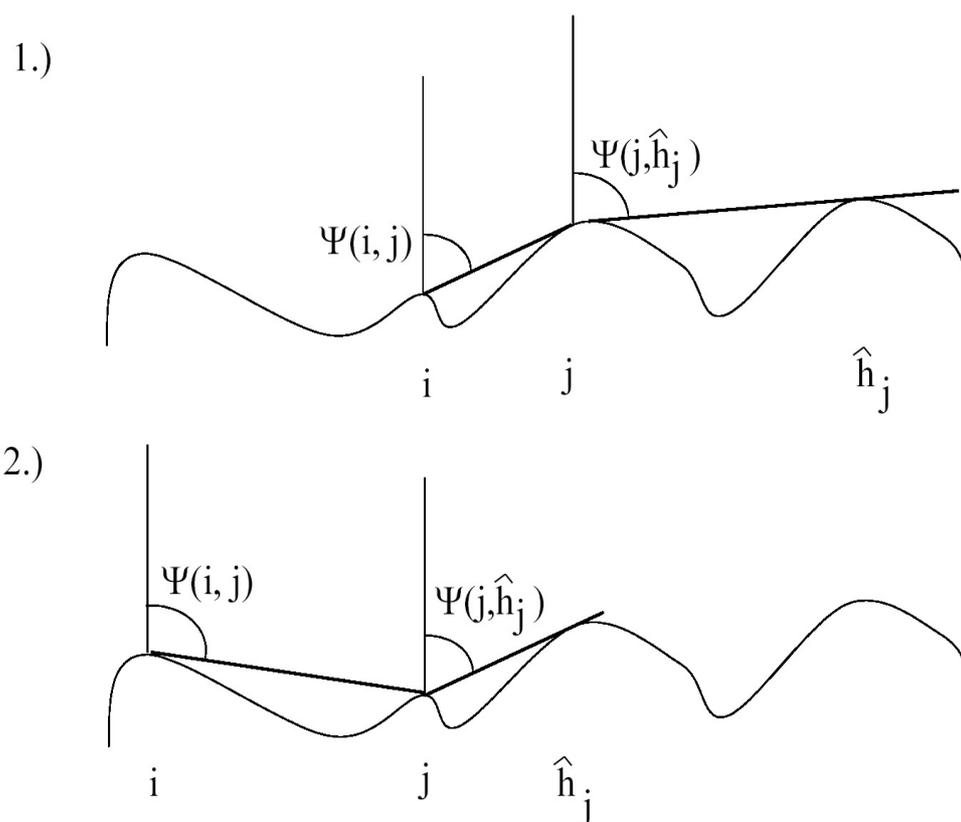


Abbildung 3.3: *Horizontpunktsuche.*

Betrachten wir zunächst eine Zeile im DHM, bestehend aus \hat{n} Bildelementen. Seien i, j Indizes zweier Elemente dieser Zeile mit $0 \leq i < j < \hat{n}$ und $\psi(i, j)$ der Zenitwinkel von i nach j (vgl. Abb. 3.3). Eine einfache Möglichkeit, den Horizontwinkel für alle Zeilenelemente zu finden, ist, für jedes Element i den Zenitwinkel nach $j > i$ zu berechnen und davon dann das Minimum zu wählen. Die Anzahl der Vergleiche ist quadratisch zur Anzahl der Zeilenelemente \hat{n} .

Schneller als ein Vergleich der Zenitwinkel aller Bildelemente ist der Ver-

gleich des Zenitwinkels von i nach j mit dem Horizontwinkel von j , der durch den Zenitwinkel von j nach dessen Horizontelement \hat{h}_j gegeben ist. Die folgenden Fälle (vgl. Abb. 3.3) verringern den Suchaufwand erheblich:

1. Ist der Winkel $\psi(i, j)$ kleiner als $\psi(j, \hat{h}_j)$, dann sind alle Elemente mit einem Index größer j von i aus nicht sichtbar. Damit ist j das Horizontelement von i .
2. Ist $\psi(i, j)$ aber größer als $\psi(j, \hat{h}_j)$, dann brauchen die Elemente zwischen i und \hat{h}_j nicht mehr überprüft werden, da von i aus das Horizontelement \hat{h}_j sichtbar ist.

Die Zahl der Vergleiche ist nur noch linear zur Anzahl der Zeilenelemente \hat{n} .

Weiteren Geschwindigkeitsgewinn erzielt man durch Vermeidung trigonometrischer Operationen zur Berechnung der Zenitwinkel. Zum Vergleich ist es ausreichend, den Cotangens der Zenitwinkel zu verwenden, der sich unmittelbar aus dem DHM ableiten läßt und im relevanten Intervall $]0, \frac{\pi}{2}[$ streng monoton fallend ist. Mit den Höhen Z_j , Z_i und der Bildelementgröße \hat{l} gilt

$$\cot \psi(i, j) = \frac{Z_j - Z_i}{\hat{l} \cdot (j - i)}. \quad (3.16)$$

Durch Rotation des DHM in Richtung des Sonnenazimuts kann das Problem der Horizontbestimmung immer mit dem zeilenorientierten Verfahren gelöst werden.

Kapitel 4

Orthobild

Eine wichtige Größe bei der Bestimmung des Strahlungshaushaltes eines Gletschers ist das Reflektionsvermögen der Oberfläche. Im kurzwelligen Spektralbereich beispielsweise reflektiert frisch gefallener Neuschnee ca. 90 % der einfallenden Strahlung, wogegen bei stark verschmutztem Gletschereis die Rückstrahlung nur noch bei 20 % des Einstrahlungswertes liegt.

Die Verteilung der unterschiedlichen Eis- und Schneeklassen kann prinzipiell aus den vorliegenden Luftbildern abgeleitet werden (vgl. Kap. 5). Allerdings sind die Informationen nur dann in das Modell einzubinden, wenn sie mit dem DHM auch eine gemeinsame geometrische Basis haben. Es bietet sich daher die Herstellung eines Orthobildes für das Untersuchungsgebiet an, welches den Inhalt der Luftbilder mit den geometrischen Eigenschaften einer Karte verbindet:

Ein Orthobild ist ein durch geometrische Bildtransformation korrigiertes Bild, das geometrisch einer orthogonalen Projektion des Geländes auf eine kartographische Bezugsfläche entspricht.

Zwar läßt diese Definition (lt. DIN 18716-3: 1997-07) die Art der geometrischen Bildtransformation offen, im deutschen Sprachraum wird aber in der Regel die *Differential-Entzerrung* mit dem Begriff Orthobild verbunden. Allgemein wird hierbei das durch Bildneigungen und Geländehöhenunterschiede verzerrte Luftbild (vgl. Abb. 4.1) in differentiell kleine Teilbilder zerlegt. Diese werden als eben angesehen und mittels Kollinearitätsbeziehungen entzerrt (Zentralprojektion des Raumes):

$$x = -c \frac{\tilde{r}_{11}(X - X_0) + \tilde{r}_{21}(Y - Y_0) + \tilde{r}_{31}(Z - Z_0)}{\tilde{r}_{13}(X - X_0) + \tilde{r}_{23}(Y - Y_0) + \tilde{r}_{33}(Z - Z_0)}, \quad (4.1)$$

$$y = -c \frac{\tilde{r}_{12}(X - X_0) + \tilde{r}_{22}(Y - Y_0) + \tilde{r}_{32}(Z - Z_0)}{\tilde{r}_{13}(X - X_0) + \tilde{r}_{23}(Y - Y_0) + \tilde{r}_{33}(Z - Z_0)}. \quad (4.2)$$

Die Geländekoordinaten (X_0, Y_0, Z_0) des Projektionszentrums und die Elemente der Drehmatrix $\tilde{R} = (\tilde{r}_{i,j}) \in \mathbb{R}^{3,3}$ sind Ergebnisse der Aerotriangulation und damit, wie auch die Kammerkonstante c , bekannt.

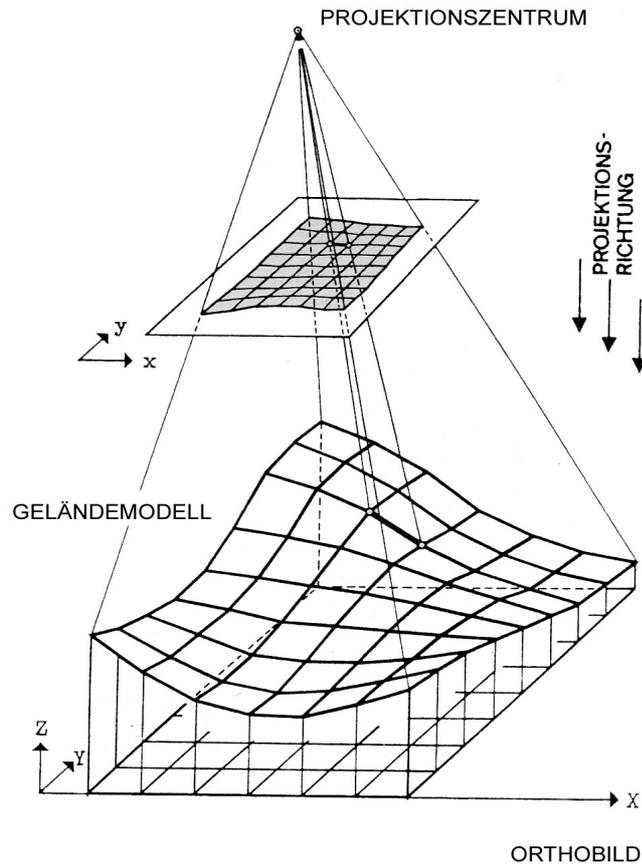


Abbildung 4.1: Zusammenhang zwischen Luftbild, Geländemodell und Orthobild (geändert aus KRAUS 1990).

Da das DHM bereits als Rasterbild vorliegt, wählt man zweckmäßigerweise als Grundlage des Orthobildes ein leeres Rasterbild derselben Größe, hier also eines bestehend aus 2902 Zeilen und 1693 Spalten. Für jedes Orthobildpixel kann mit den Umkehrungen der Gln. (3.1), (3.2) und (3.3) das entsprechende Pixel des DHM in Geländekoordinaten transformiert werden, Gl. (4.1) liefert die zugehörigen Bildkoordinaten (x,y) der Luftbilder. Diese werden dann mit Hilfe der Daten der inneren Orientierung $(a_0, a_1, a_2, b_0, b_1, b_2)$ in Pixelkoordinaten (Spalte i , Zeile j) umgerechnet:

$$i = a_0 + a_1x + a_2y, \quad (4.3)$$

$$j = b_0 + b_1x + b_2y. \quad (4.4)$$

Im digitalen Fall sind die differentiell kleinen Teilbilder, die zu entzerren sind, demnach Pixel. Dabei stellt sich die Frage nach der Interpretation von nicht ganzzahligen Ergebnissen, auch als *Resampling* bezeichnet. In dem für diese Arbeit benutzten Programm LISA-FOTO wird als Resamplingverfahren die *bilineare Interpolation* mit der *indirekten Methode* verwendet.

Auf der Grundlage des digitalen Höhenmodells mit einer Bildelementgröße von 2 m wurden zwei der vier Luftbilder differentiell entzerrt. Während die jetzt gemeinsame Bezugsfläche ein problemloses geometrisches Zusammenfügen der beiden Teilbilder erlaubte, wurden sowohl Helligkeits- als auch Farbbalanceunterschiede deutlich sichtbar. Ein Histogramm-Matching (RICHARDS et al 1998) in den Farbkanälen R, G und B homogenisierte die Farben. Nach Transformation der RGB-Bilder in den HSV-Farbraum konnten auch die Helligkeiten (V-Kanal) mit diesem Verfahren untereinander angepasst werden. Das Mosaik weist keine sichtbaren Kanten an den Schnittflächen mehr auf und ist zur weiteren Verarbeitung vorbereitet (siehe Abb. 4.2).

Da das digitale Höhenmodell und das Orthobild dieselbe Bezugsfläche aufweisen, sind einige interessante Höheninformationen über den Gletscher direkt ablesbar. Während zur Ermittlung der maximalen Höhe von 4952 m schon das DHM alleine ausgereicht hätte, ist für das Auffinden der Höhe der unteren Gletscherränder auch das Orthobild notwendig. Man findet, daß auf der Ostseite die Gletscherzungen bis auf 4554 m und im Westen bis auf 4600 m hinabreichen.

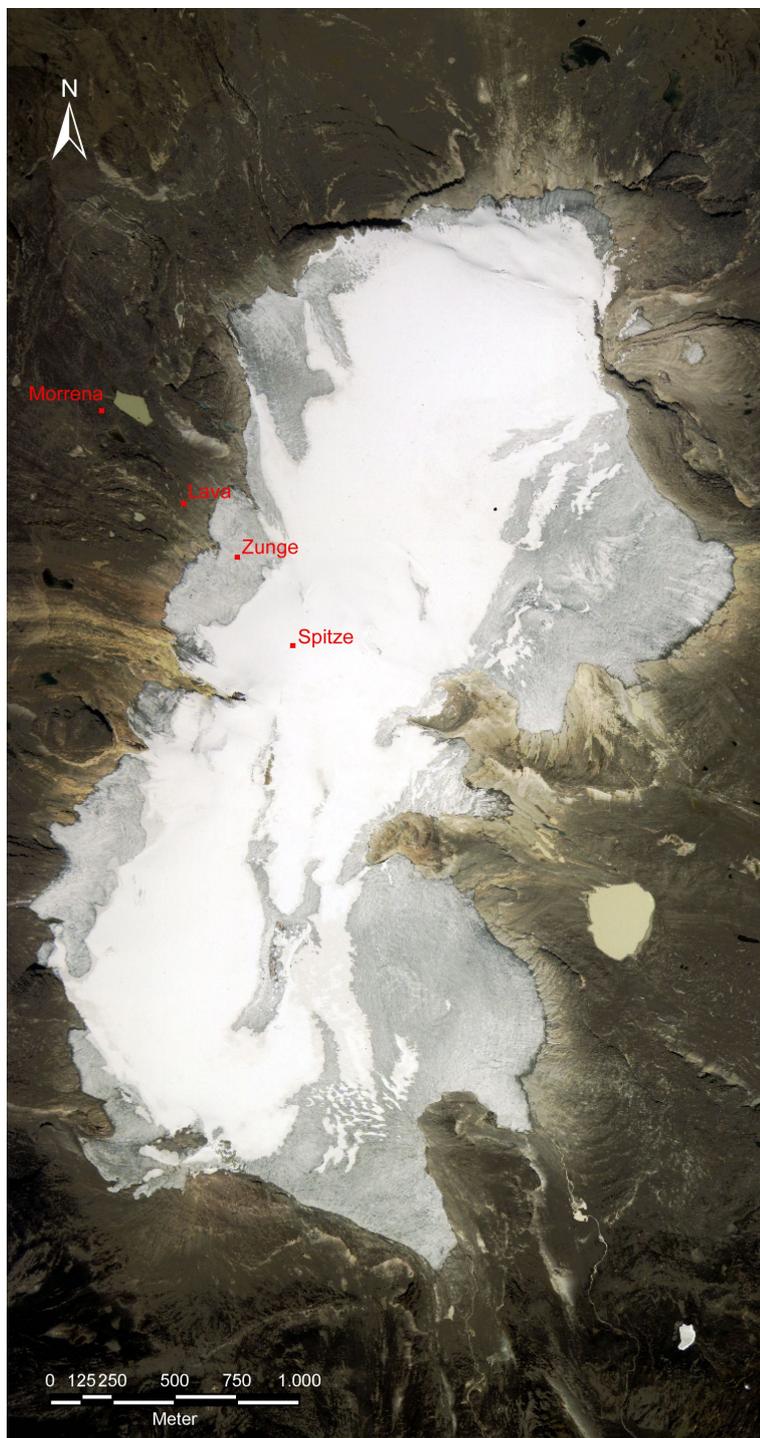


Abbildung 4.2: *Orthobildmosaik mit den meteorologischen Stationen*

Kapitel 5

Oberflächenalbedo

Auf der Grundlage des im letzten Kapitel behandelten Orthobildes lassen sich nun Aussagen über die räumliche Verteilung der kurzwelligen Reflektionsseigenschaften der Gletscheroberfläche treffen. Da sich diese Eigenschaften allerdings mit der Zeit immer wieder unter dem Einfluß des Klimas ändern, diskutiert dieses Kapitel auch Parametrisierungen, die geeignet sind, aus meteorologischen Daten des Untersuchungszeitraumes den zeitlichen Verlauf nachzubilden.

5.1 Definition

Trifft Strahlung auf eine Oberfläche, wird sie in Teilen absorbiert, reflektiert und transmittiert. Der Reflexionsgrad wird auch *Albedo* α genannt, wenn die Sonne die Strahlungsquelle ist. Im allgemeinen ist die Albedo abhängig von der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung und liegt im Intervall $[0, 1]$. Sie wird definiert als das über den kurzwelligen Spektralbereich integrierte Verhältnis von reflektierter Strahlung $R(\lambda)$ zu einfallender Strahlung $I(\lambda)$:

$$\alpha = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) d\lambda} . \quad (5.1)$$

Die Integrationsgrenzen sind $\lambda_1 = 0,3 \mu m$ und $\lambda_2 = 4 \mu m$. Für schneebedeckte Oberflächen hängt die Albedo neben der Beschaffenheit des Schnees (Wasseranteil, Form und Größe der Schneekörner) auch von Eigenschaften der einfallenden Globalstrahlung ab (IQBAL 1983). Wachsende Korngröße führt zu höherer Oberflächenrauigkeit und abnehmender Albedo in allen

Spektralbereichen. Im Tagesverlauf ändert sich die Albedo sowohl mit der Sonnenhöhe als auch mit dem Anteil der diffusen Strahlung an der einfallenden Globalstrahlung. An vollständig bewölkten Tagen bleibt α nahezu konstant.

5.2 Abschätzung auf der Basis meteorologischer Daten

Die direkte Messung von Materialeigenschaften der Schneedecke ist aufwendig und kann daher lediglich punktuell durchgeführt werden. Auch die indirekte Methode, aus gemessenen Rück- und Einstrahlungswerten den Quotienten zu bilden, liefert keine flächendeckenden Ergebnisse. Wegen der hohen räumlichen und zeitlichen Variabilität muß daher nach alternativen Methoden gesucht werden. Eine Möglichkeit besteht in regelmäßigen Aufnahmen mit automatischen Kameras. Die Bilder können dann geocodiert und die Schneeoberfläche klassifiziert werden (siehe auch Abschnitt 5.3). Jeder Klasse wird ein geeigneter Albedowert zugeordnet, der entweder der Literatur entstammt oder gemessen wurde. Da aber durch eine Kamera nur ein relativ kleiner Bereich des Gletschers einsehbar ist, müssen mehrere aufgestellt werden. Neben der Schwierigkeit bei der Betreuung der Kameras in schwer zugänglichen Gebieten muß noch die Wetterabhängigkeit bedacht werden. Nebel, dichter Schneefall usw. beeinträchtigen die Sicht auf die Oberfläche.

Für längere Zeiträume geeigneter sind Parametrisierungen, die sich auf wenige, aber signifikante und leicht meßbare Variablen stützen. Einfache Formeln bauen auf die Anzahl der Tage seit dem letzten Schneefall, also dem Alter der Schneedecke, auf und berücksichtigen dadurch Änderungen in der Schneekorngröße (CORPS OF ENGINEERS 1956). Verbesserte Ergebnisse können erzielt werden, wenn zusätzlich die Lufttemperatur Verwendung findet. Die Differenzierung zwischen Schmelz- und Nichtschmelzbedingung bezieht den Anteil flüssigen Wassers mit in die Parametrisierung ein (z.B. PLÜSS 1997). Diese Arbeit stützt sich auf einen Vorschlag, der im Gegensatz zu allen anderen schon für stündliche Werte geeignet ist (HOCK 1998). Die Vorschrift zur Berechnung der Albedo zum Zeitpunkt $t_i, i \in \mathbb{N}$ lautet:

$$\alpha(t_i) = \begin{cases} \alpha(t_{i-1}) - a_1 \cdot \ln(T + 1) \cdot e^{(a_2\sqrt{n_d})} & \text{für } n_d > 0 \text{ und } T \geq 0, \\ \alpha(t_{i-1}) - a_1 \cdot 0,1 \cdot e^{(a_2\sqrt{n_d})} & \text{für } n_d > 0 \text{ und } T < 0, \\ \alpha(t_{i-1}) + a_3 \cdot P_s & \text{für } n_d = 0. \end{cases} \quad (5.2)$$

mit der Anzahl Tage seit dem letzten Schneefall $n_d \in \mathbf{N}_0$, dem Mittelwert der Lufttemperatur T [$^{\circ}\text{C}$], der Summe des gefallenen Schnees P_s [mm/h] und dem Albedowert α_{i-1} des letzten Zeitschrittes. Werte außerhalb des Intervalls $[0,4 - 0,9]$ werden auf den nächsten Intervallgrenzwert gesetzt. Die Koeffizienten $a_1 = 0,005$, $a_2 = -1,1$ und $a_3 = 0,02$ wurden von HOCK (1998) übernommen, weil für die Sta. Isabel keine zeitgleichen Daten von Niederschlag, Lufttemperatur, Ein- und Rückstrahlung über der Schneefläche zur Verfügung standen.

Gl. (5.2) liefert stark fallende Albedowerte an den ersten Tagen nach einem Schneefallereignis. Im Extremfall kann es vorkommen, daß wenige Millimeter Neuschnee ein Absinken des Albedowertes um 0,5 verursachen, obwohl mehrere Wochen vorher kein Niederschlag gefallen ist und die Abklingrate deshalb schon sehr gering war (siehe Abb. 5.3). Gemildert wird dieser unrealistische Effekt dadurch, daß n_d auf den Wert vor dem letzten Schneefall gesetzt wird, wenn die errechnete Albedo unterhalb des Wertes vor dem letzten Schneefall liegt. Im nächsten Zeitschritt wird also wieder mit einer Abklingrate gerechnet, die schon vor Einsetzen des Schneefalls Gültigkeit hatte. Die Anwendung von Gl. (5.2) auf jedes Bildelement der Schneefläche liefert die flächenhafte Verteilung der Schneecalbedo.

Im Gegensatz zu der bis jetzt diskutierten Schneecalbedo zeigt die Eiscalbedo nur eine geringe zeitliche Variabilität (HOCK 1998, CUTLER 1996). Aus diesem Grund wird ein konstanter Wert für jede Eiscalbedoklasse verwendet.

5.3 Flächenhafte Verteilung der Startwerte

Gl. (5.2) leitet die Albedo zur Zeit t_i aus den Werten des vorherigen Zeitschrittes t_{i-1} ab. Es ist also notwendig, Startwerte für den Zeitpunkt t_0 bereitzustellen. Hierzu liefert das Farbborthobild (Abb. 4.2) die notwendigen Informationen und die Bildverarbeitung die Hilfsmittel.

In einem ersten Schritt wird die gesamte Gletscherfläche aus dem Bild herausgefiltert. Die Farbsättigung, als Ergebnis der Transformation in den HSV-Farbraum, scheint ein günstiger Ausgangspunkt zu sein (Abb. 5.1), da sich die dunkle Gletscherfläche deutlich von der Umgebung abhebt. Allerdings ist die Fläche nicht so homogen, daß schon alleine anhand des Grauwertes zwischen Gletscherflächenpunkt und Umgebungspunkt unterschieden werden kann. Es bietet sich daher ein Verfahren an, welches die ausgeprägten Grauwertkanten als Trennungsmerkmal verwendet (HABERÄCKER 1988). Nach einer Vorverarbeitung mit Glättung und Kontrastanreicherung werden die Kanten mittels Gradientbetrag (Sobeloperator) herausgearbeitet. Eine Addition mit dem Sättigungsbild hebt dort die Grauwertunterschiede an den

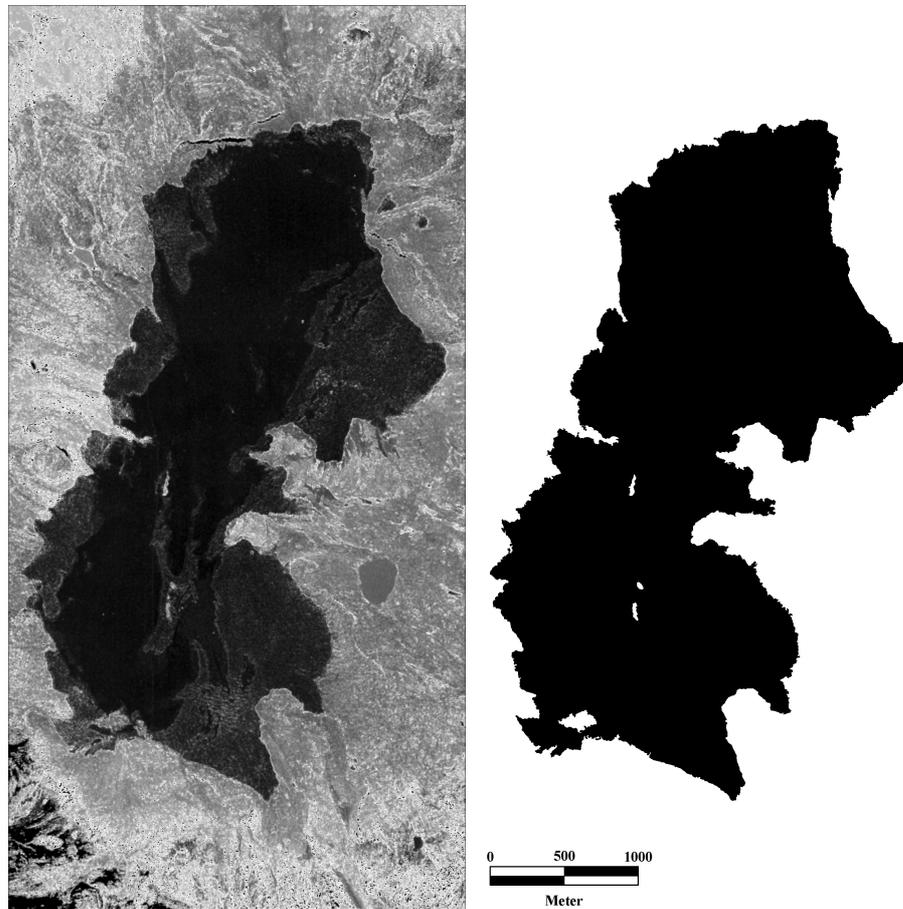


Abbildung 5.1: *Sättigung des Farborthobildes (links) und daraus abgeleitete Maske der Gletscherfläche (rechts).*

Kanten noch deutlicher hervor. Anschließend wird die Gletscherfläche mit dem Grauwert 0 (=schwarz) ausgefüllt, indem von einem inneren Punkt aus alle Nachbarpunkte auf 0 gesetzt werden, bis der Rand der Fläche erreicht ist. Durch rekursives Anwenden dieser Vorschrift auf die Nachbarpunkte wird die gesamte Fläche gefüllt. Ein Randpunkt definiert sich dadurch, daß einer seiner Nachbarpunkte eine Grauwertschwelle überschreitet. Insgesamt findet man so 1 592 475 Pixel, welche dem Gletscher zugeordnet werden können. Bei einer Bildelementgröße von 2 Metern entspricht dies einer Fläche von 6,37 km².

Die Klassifizierung der Gletscheroberfläche kann anhand der Helligkeitsverteilung des Farborthobildes (siehe Abb. 5.2) durchgeführt werden. Allerdings ist auch hier zu beachten, daß das Orthobild als Mosaik aus zwei Teilbildern zusammengesetzt worden ist. Die daraus resultierenden Inhomo-

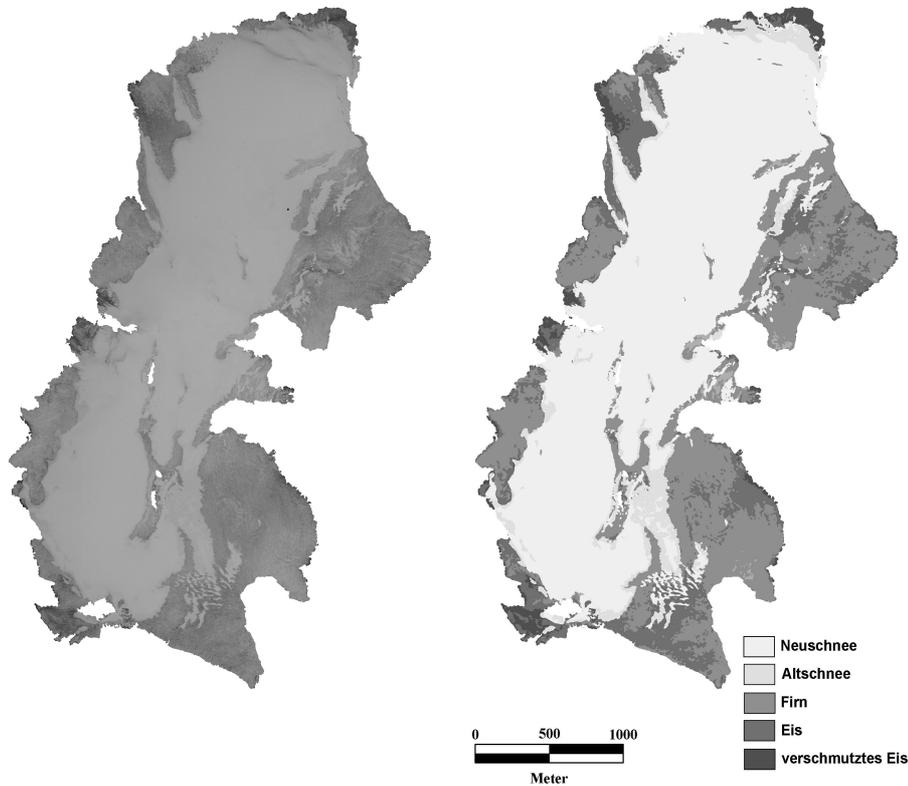


Abbildung 5.2: *Helligkeit des Farboorthobildes (links) und daraus abgeleitete Klassen der Oberflächenalbedo (rechts).*

genitäten in der Helligkeitsverteilung erfordern wieder eine kantenorientierte Segmentierung des Bildes, wie sie bereits bei der Trennung der Gletscherfläche von der Umgebung verwendet worden ist. Es gelingt so, die Flächen von Firn und Eis, Neu- und Altschnee voneinander zu trennen. Die Abstufungen der Helligkeit innerhalb der Eisflächen sind jedoch fließend und erfordern daher eine andere Technik. Stückweise konstante Skalierung der Grauwerte, die sog. Äquidensitenbildung erster Ordnung, unterteilt die Eisfläche in 3 Klassen.

Nachdem die Gletscheroberfläche in Albedoklassen aufgeteilt worden ist, steht noch die Zuordnung eines realen Albedowertes aus. Für die Station Spitze liegen aus dem Jahr 1989 Meßdaten der Ein- und der Rückstrahlung in den Zeiträumen 31.8. - 13.9. und 19.9. - 2.10. vor. Der hieraus abgeleitete mittlere Albedowert 0,82 entspricht genau dem von KONDRATYEV (1972)

veröffentlichten Wert für Neuschneefelder und wird der Klasse 1 (Neuschnee) zugeordnet. Für die Klasse 3 (Firn) eignen sich die Meßdaten der Station Zunge zwischen dem 14.10. und 29.10. desselben Jahres. Der Mittelwert von 0,65 liegt an der oberen Grenze der in der Literatur aufgeführten Werte für die Albedo von Eis. Felder aus nassem, grobkörnigem Schnee weisen einen ähnlichen Wert von 0,64 auf. Diese Klasse bildet somit eine Übergangszone zwischen Schnee und Eis. Während eines Feldaufenthalts wurde am 21.8.1997 stichprobenartig die kurzwellige Ein- und Rückstrahlung an ausgewählten Standorten der Gletscherzunge, auf der auch die Station gestanden hatte, gemessen. Die Auswertung lieferte bei einer Oberflächentemperatur von 0,2-0,4 °C eine Albedo von 0,16 für stark verschmutztes Gletschereis, für leicht verschmutztes Eis 0,3-0,34 und für sauberes Eis 0,39. Der letztere Wert stimmt fast mit dem von Hock 1993 am Storglaciaren in Schweden ermittelten Wert für die Eisalbedo von 0,37 überein (HOCK 1998). Die Klasse 4 (Eis) bekommt folgerichtig den Wert 0,35 und Klasse 5 (verschmutztes Eis) die Albedo 0,16 zugewiesen. In der letzten Klasse wurden wegen der geringen Ausdehnung und dem geringen Reflektionsgrad stark und weniger stark verschmutztes Eis zusammengefaßt. Für die noch unbesetzte Klasse 2 (Altschnee) wird der Literaturwert von 0,73 für nassen und feingekörnten Schnee eingesetzt.

Klasse	Oberfläche	Albedo	Fläche in km ²
1	Neuschnee	0,82	3,81
2	Altschnee	0,73	0,05
3	Firn	0,65	1,58
4	Eis	0,35	0,81
5	verschmutztes Eis	0,16	0,16

Tabelle 5.1: *Einteilung der Oberfläche in Albedoklassen.*

5.4 Ergebnisse

Gl. (5.2) wird nur auf die Klassen 1 bis 3 (Neu-, Altschnee und Firn) angewendet, welche auch Schnee in irgendeiner Form enthalten. Abb. 5.3 zeigt das Ergebnis für den Untersuchungszeitraum 4.2. bis 28.5.1995 an zwei fiktiven Standorten. Der eine liegt 150 Höhenmeter über der Station Morrena auf der Gletscherzunge im Ablationsgebiet, und hier startet die Berechnung mit dem Albedowert 0,65 für Firn. Die zugehörige Kurve B im oberen Diagramm verläuft während der längeren Ablationsphase parallel, aber mit deutlichem Abstand zu der Kurve C, die zu einem Standort im Akkumulationsbereich 300 m oberhalb der Station Morrena gehört (Startalbedo 0,82 für Neuschnee). Erst nachdem einsetzender Schneefall die Albedowerte bis zum Maximalwert 0,9 ansteigen läßt, wird die ursprüngliche Differenz von 0,17 aufgehoben.

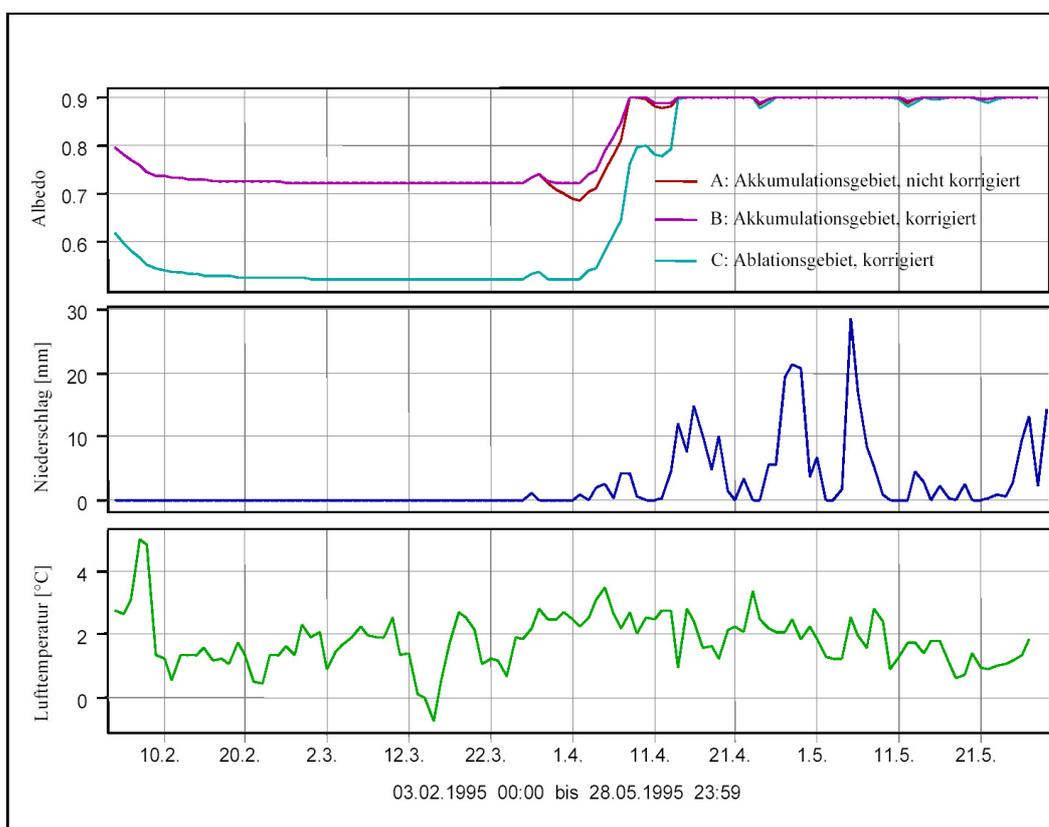


Abbildung 5.3: Vergleich der täglichen Albedowerte an zwei Gletscherstandorten.

Für beide Standorte dienen die an der Station Morrena gemessenen Niederschlags- und Lufttemperaturwerte als Grundlage zur Abschätzung der

Albedo. Dabei wurde die Lufttemperatur unter Berücksichtigung eines Temperaturgradienten von $0,0065 \text{ }^\circ\text{C}/\text{m}$ an die jeweilige Geländehöhe angepaßt. Der Einfluß des Lufttemperaturunterschiedes von $0,9 \text{ }^\circ\text{C}$ tritt bei den Kurvenverläufen aber kaum in Erscheinung.

Dagegen ist die Notwendigkeit der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Korrektur der Überbewertung von an sich unbedeutenden Schneefallereignissen durch Gl. (5.2) deutlich zu sehen. Obwohl die Kurven A und B mit denselben Albedowerten starten, liegt der Verlauf von A nach dem Schneefallereignis vom 27.3. deutlich unter dem der Kurve B. In beiden Fällen verursachen $1,2 \text{ mm}$ Neuschnee einen Anstieg des Reflektionsgrades um 2% . Ohne Korrektur fällt er in den nächsten niederschlagsfreien Tagen aber um 6% , und damit um unrealistische 4% unter den Wert vor dem Schneefall, wieder ab.

Kapitel 6

Kurzwellige Strahlung

Die Solarstrahlung der Tropen ist i. a. stark und unterliegt nur geringen jahreszeitlichen Schwankungen. Der hieraus resultierende Energiegewinn für den Gletscher ist jedoch von weiteren Faktoren abhängig. Neben atmosphärischen Bedingungen (Wolken, Aerosole, O_3 , usw.) beeinflussen auch topographische Größen wie Hangneigung, Exposition, Abschattung und die Reflektionseigenschaften der Umgebung die Intensität der Einstrahlung. Auf die Ergebnisse der letzten Kapitel aufbauend, steht ihre Integration als Komponente der Nettostrahlung in das flächenhaft verteilte Energiebilanzmodell im Mittelpunkt dieses Kapitels.

6.1 Allgemeines

Die kurzwellige Strahlung wird von der Sonne erzeugt und unterliegt zahlreichen Einflüssen, bevor sie schließlich die Erdoberfläche erreicht. Sieht man die von der Sonne ausgehende Strahlung als konstant an, so ist allein die Entfernung zwischen Sonne und Erde für die Strahlungsstärke bis zum fiktiven oberen Rand der Erdatmosphäre von Bedeutung. Bei mittlerem Sonnenabstand und senkrechtem Strahlungseinfall beträgt dort die Bestrahlungsstärke $S_0 = 1368 \frac{W}{m^2}$. Dieser Wert ist als *Solarkonstante* bekannt.

Die Abhängigkeit von der elliptischen Bahn, mit der die Erde die Sonne umkreist, bezieht die *distanzkorrigierte Solarkonstante*

$$S_{0,cor} = d^{-2} \cdot S_0 \quad (6.1)$$

mit ein, wobei d der aktuelle Abstand Erde-Sonne bezogen auf den mittleren Abstand ist. Nach BEHRENS et al (1990) berechnet man d aus dem Tag im Jahr N :

$$d = 1 - 0,01672 \cdot \cos(356,6^\circ + 0,9856N). \quad (6.2)$$

Für ein horizontales Flächenelement beträgt die *extraterrestrische Einstrahlung*

$$I_{ex} = S_{0,cor} \cdot \cos \psi_S, \quad (6.3)$$

wobei die Abweichung vom Zenitwinkel ψ_S letztendlich von der geographischen Breite, dem Datum und der Uhrzeit abhängt (vgl. Gl. (B.7)).

Auf ihrem weiteren Weg durch die Erdatmosphäre wird die Strahlung an verschiedenen Partikeln (O_3 , Wasserdampf, Aerosole, usw.) absorbiert und gestreut. Dabei erreicht ein Teil der Strahlung den Erdboden ungestört und wird folgerichtig als *direkte Strahlung* I bezeichnet. Demgegenüber steht der Streuanteil, der teils zurück in den interplanetarischen Raum reflektiert wird, teils als *diffuse Himmelsstrahlung* D_H zur Erdoberfläche gelangt. Sowohl die direkte Strahlung als auch die diffuse Himmelsstrahlung werden in Teilen wieder an der Oberfläche reflektiert. Hieraus und aus der diffusen Himmelsstrahlung setzt sich die *diffuse Strahlung* D zusammen. Der gesamte kurzwellige Strahlungsgenuß einer Erdoberflächeneinheit ist die Summe aus direkter und diffuser Strahlung und wird *Globalstrahlung* G genannt:

$$G = D + I. \quad (6.4)$$

6.2 Diffuse Strahlung

Zur Bestimmung der diffusen Strahlung an der Station Morrena steht lediglich die gemessene Globalstrahlung zur Verfügung. Ein Geber zur Aufnahme der diffusen Strahlung war nicht installiert. Einige Veröffentlichungen geben jedoch empirische Formeln an, in denen die diffuse Strahlung D mit Hilfe der extraterrestrischen Strahlung I_{ex} von der Globalstrahlung G abgespalten wird. Ein Maß für die Stärke der Bewölkung ist durch $k_{cl} = G/I_{ex}$ gegeben. Je klarer der Himmel, desto größer wird k_{cl} , während der Anteil der diffusen Strahlung abnimmt. Diesen Zusammenhang drückt auch die Parametrisierung

$$\frac{D}{G} = \begin{cases} 0,99 & \text{für } k_{cl} > 0,99 \\ 1,188 - 2,272k_{cl} + 9,473k_{cl}^2 - 21,856k_{cl}^3 + 14,648k_{cl}^4 & \text{sonst} \end{cases} \quad (6.5)$$

aus (COLLARES et al 1979). Obwohl Gl. (6.5) an 5 unterschiedlichen Stationen in den USA ermittelt wurde, liefern auch andere Standorte ähnliche Ergebnisse. So stimmt eine auf Daten aus Kiruna in Schweden basierende Parametrisierung „überraschend gut“ mit Gl. (6.5) überein (HOCK 1998). Auch ein Vergleich mit schweizer Stationen in Davos, Arosa, Weissfluhjoch kommt zu diesem Ergebnis (PLÜSS 1997). An der Station Morrena erhält

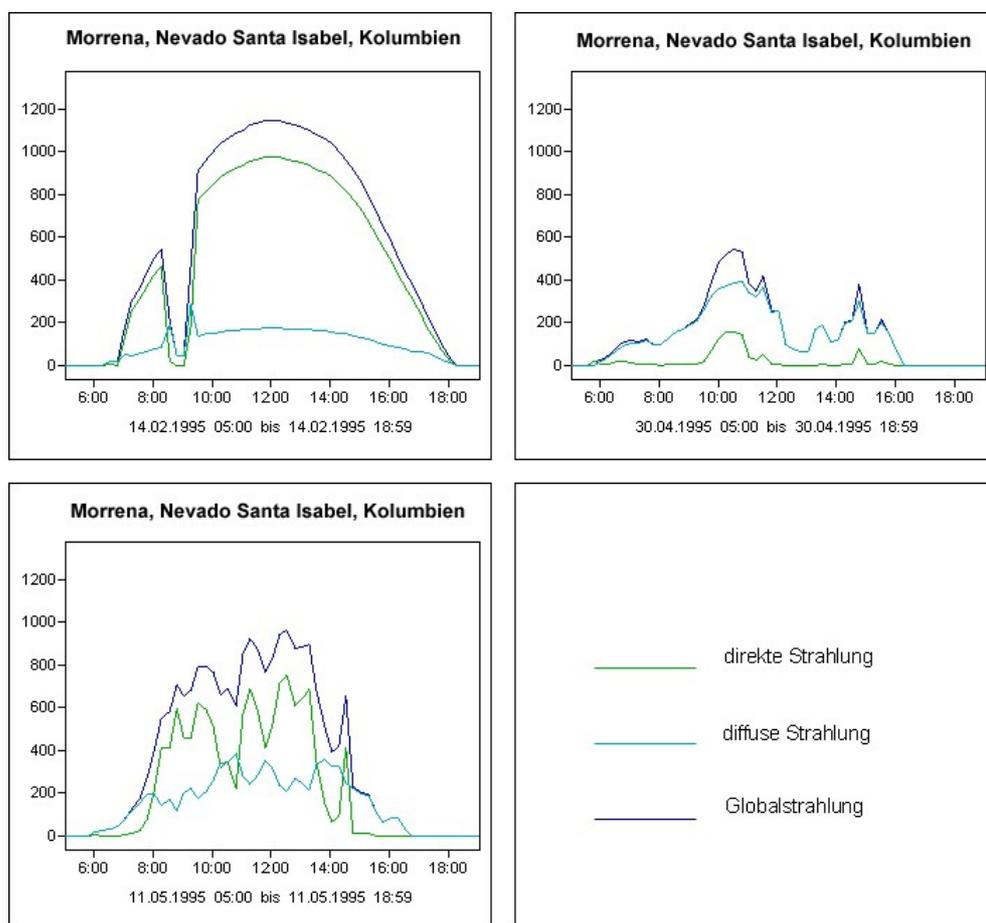


Abbildung 6.1: Die mit den Gln. (6.5) und (6.4) in diffuse und direkte Strahlung aufgeteilte Globalstrahlung der Station Morrena Fan ausgewählten Tagen.

man für den Untersuchungszeitraum eine mittlere diffuse Strahlung von $D_{Mor} = 61 \text{ W/m}^2$. Dies entspricht einem Anteil von 44 % an der gemessenen Globalstrahlung.

Die Bestimmung der diffusen Strahlung über der gesamten Gletscherfläche beruht auf der Trennung von diffuser Himmelstrahlung D_H und dem Anteil D_G , welcher durch Reflektion vom umgebenden Gelände auf ein Flächenelement trifft. Letzteres darf aufgrund der hohen Albedo von Schnee nicht vernachlässigt werden.

Die theoretischen Überlegungen zum Einfluß der Umgebung auf die diffuse Strahlung beginnen mit einem beliebig orientierten Flächenelement dA in der Mitte der Einheitskugel (siehe Abb. 6.2). Die Bestrahlungsstärke dD ,

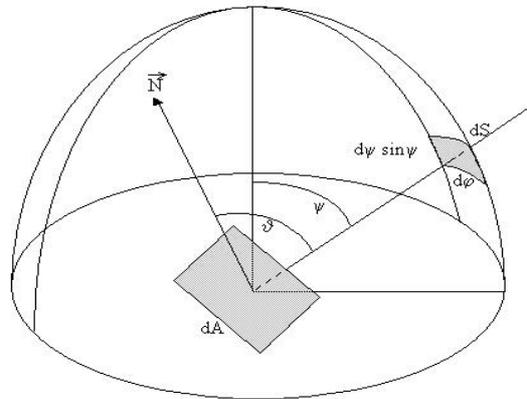


Abbildung 6.2: Geometrische Grundlagen der diffusen Strahlung.

die aus dem Raumwinkel $d\omega$ auf dA trifft, berechnet sich zu

$$dD = J \cdot d\omega \cdot \cos \vartheta, \quad (6.6)$$

wobei J die Strahlungsdichte und ϑ der Winkel zwischen dem Normalenvektor von dA und dem Verbindungsvektor von der Mitte von dA zu dS ist (IQBAL 1983). Definitionsgemäß (siehe z.B. BOURNE und KENDALL 1988) ist ein beliebiger Raumwinkel über dA gleich dem herausgegriffenen Flächenbereich auf der Einheitskugel, welcher durch

$$d\omega = \sin \psi \cdot d\psi \cdot d\varphi \quad (6.7)$$

gegeben ist. Die gesamte diffuse Strahlung D des Flächenelements dA über den Halbraum erhält man durch Integration von dD über alle Raumwinkel

$$D = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} J \cos \vartheta \sin \psi d\psi d\varphi. \quad (6.8)$$

Der Teil D_H an der diffusen Strahlung, der durch Streuung und Reflektion an den Wolken auf dA trifft, läßt sich durch Berücksichtigung des Horizontwinkels H_φ von dem Teil D_G trennen, der vom umgebenden Gelände reflektiert

oder emittiert wird:

$$D_H = \int_0^{2\pi} \int_0^{H_\varphi} J_H \cos \vartheta \sin \psi d\psi d\varphi, \quad (6.9)$$

$$D_G = \int_0^{2\pi} \int_{H_\varphi}^{\frac{\pi}{2}} J_G \cos \vartheta \sin \psi d\psi d\varphi. \quad (6.10)$$

Im Fall von Isotropie ist die Strahlungsdichte J nicht mehr richtungsabhängig, so daß die Gleichungen (6.9) und (6.10) auch mit

$$F_H = \int_0^{2\pi} \int_0^{H_\varphi} \cos \vartheta \sin \psi d\psi d\varphi, \quad (6.11)$$

$$F_G = \int_0^{2\pi} \int_{H_\varphi}^{\frac{\pi}{2}} \cos \vartheta \sin \psi d\psi d\varphi \quad (6.12)$$

folgendermaßen geschrieben werden dürfen

$$D_H = \overline{D_H} \cdot F_H, \quad (6.13)$$

$$D_G = \overline{D_G} \cdot F_G, \quad (6.14)$$

wobei $\overline{D_H}$ und $\overline{D_G}$ die mittleren diffusen Strahlungen aus der Atmosphäre bzw. dem umgebenden Gelände sind. Die Größen $F_H \in [0, \pi]$ und $F_G \in [0, \pi]$, in der Literatur auch als *Skyview-* bzw. *Groundview-Faktor* bezeichnet (DOZIER et al 1990), werden nur noch durch die Geländeparameter Hangneigung, Exposition und Horizontwinkel beeinflußt. Sie sind somit direkt aus dem DHM ohne Kenntnis von Strahlungseigenschaften ableitbar (vgl. Anhang C) und geben ein Maß dafür, wie stark die Sicht auf den freien Himmel durch umgebendes Gelände verdeckt wird. Für den Nevado Santa Isabel ergeben sich ein mittlerer Skyview-Faktor von $F_H = 0,96\pi$ sowie die in Tab. 6.1 skizzierten Häufigkeiten und die in Abb. 6.3 dargestellte flächenhafte Verteilung. Demnach ist der Anteil der Flächenelemente vernachlässigbar, von denen aus weniger als 80 % des Himmels sichtbar ist. Umgekehrt wird auf dem allergrößten Teil des Gletschers die Sicht auf die freie Hemisphäre durch weniger als 10 % vom umgebenden Gelände eingeschränkt.

Die für die Gln. (6.11) und (6.12) gemachte Annahme von Isotropie ist nur für die diffuse Himmelsstrahlung zu stark bewölkten Zeiten realistisch. Je stärker der Himmel aufklart, desto anisotroper wird die diffuse Strahlung (KONDRATYEV 1972). Allerdings nimmt dann auch der Anteil der diffusen Strahlung an der Globalstrahlung ab, so daß der Fehler für die Energiebilanz kaum ins Gewicht fällt. Für die diffuse Strahlung vom umgebenden Gelände gilt diese Überlegung nicht. Sie bleibt wegen ungleich verteilter Reflektions-eigenschaften und geometrischer Effekte (Hangneigung, Exposition), welche

F_H/π	Häufigkeit in %	F_G/π	Häufigkeit in %
< 0,8	1	< 0,1	86
< 0,9	5	< 0,2	9
< 1,0	94	< 0,7	5

Tabelle 6.1: Häufigkeitsverteilung der Skyview- (links) und Groundview-Faktoren (rechts) über den Nevado Santa Isabel.



Abbildung 6.3: Verteilung der Skyview-Faktoren F_H . In den hellen Gebieten ist ein großer Teil des Himmels sichtbar, in den dunklen Gebieten, im Norden des Gletschers, wird die Sicht durch umgebendes Gelände teilweise behindert.

nur unter hohem rechnerischen Aufwand berücksichtigt werden können (SIEGEL et al 1981), auch bei bedecktem Himmel anisotrop. Trotzdem wird in dieser Arbeit auf die Berechnung verzichtet, weil, wie oben gezeigt, das umgebende Gelände die Sicht auf den freien Himmel nur zu einem geringen Teil verdeckt. Unter der Voraussetzung eines unendlich großen Flächenelements ist der Skyview-Faktor gleich $\pi(1 + \cos S)/2$ (DOZIER et al 1990). Hieraus leitet

sich die Näherung für den Groundview-Faktor ab:

$$F_G \approx \frac{\pi}{2} (1 + \cos S) - F_H. \quad (6.15)$$

Die diffuse Strahlung für jedes Gletscherflächenelement in einem Zeitschritt berechnet sich zu

$$\begin{aligned} D &= \frac{D_H}{D_H} + \frac{D_G}{D_G} \\ &= \frac{D_H}{D_H} \cdot F_H + \frac{D_G}{D_G} \cdot F_G \\ &= \frac{D_{Mor}}{\pi} \cdot F_H + \frac{\bar{\alpha} \cdot G_{Mor}}{\pi} \cdot F_G. \end{aligned} \quad (6.16)$$

An der Bestimmung der (räumlich) gemittelten Albedo $\bar{\alpha}$ sind die Albedowerte aller Gletscherflächenelemente beteiligt. Gl. (6.5) liefert die diffuse Strahlung D_{Mor} an der Station Morrena unter Zuhilfenahme der dort gemessenen Globalstrahlung G_{Mor} .

6.3 Direkte Strahlung

Wie stark die solare Einstrahlung auf dem Weg durch die Erdatmosphäre abgeschwächt wird, hängt zum einen von der Länge des Weges, zum anderen von der Konzentration der Partikel entlang des Weges ab. Vor diesem Hintergrund definiert man als Maß für die Abschwächung die *relative optische Luftmasse* m_r

$$m_r = \frac{\int_0^\infty \rho ds}{\int_0^\infty \rho dz}, \quad (6.17)$$

wobei im Zähler die Dichte ρ entlang eines Pfades von der Erdoberfläche zur Sonne und im Nenner senkrecht zur Erdoberfläche integriert wird (IQBAL 1983). Im Allgemeinen ist Gl. (6.17) nicht lösbar, da die Änderung der Dichte ρ in der aktuellen Atmosphäre unbekannt ist. KASTEN (1983) präsentiert jedoch eine Tabelle mit Werten, die m_r näherungsweise für die Normatmosphäre bestimmt:

$$m_r = (\cos \psi_S + 0,15 \cdot (93,885 - \psi_S)^{-1,253})^{-1}. \quad (6.18)$$

Unter anderen Bedingungen muß Gl. (6.18) mit dem lokalen Luftdruck p korrigiert werden:

$$m_a = m_r \frac{p}{p_0}. \quad (6.19)$$

Mit Hilfe der relativen optischen Luftmasse kann nun der Transmissionsgrad τ der Atmosphäre für die potentielle direkte Strahlung bei wolkenlosem Himmel berechnet werden. So gilt bzgl. der Rayleigh-Streuung

$$\tau_r = \exp(-0,0903 m_a^{0,84} \cdot (1 + m_a - m_a^{1,01})). \quad (6.20)$$

Den Transmissionsgrad von Ozon erhält man aus

$$\tau_o = 1 - 0,1611U_3 \cdot (1 + 139,48U_3)^{-0,3035} + 0,002715U_3(1 + 0,044U_3 + 0,0003U_3^2)^{-1}, \quad (6.21)$$

wobei $U_3 = lm_r$ ist. Die Dicke der vertikalen Ozonschicht l wird von ROBINSON (1966) für den Äquator im Jahresmittel mit 0,23 cm angegeben. Der Transmissionsgrad für die gleichmäßig gemischten Gase CO_2 , N_2O und CO ist gegeben durch

$$\tau_g = \exp(-0,0127 \cdot m_a^{0,26}) \quad (6.22)$$

und der für Wasserdampf durch

$$\tau_w = 1 - 2,4959U_1 \cdot ((1 + 79,034U_1)^{0,6828} + 6,385U_1)^{-1}, \quad (6.23)$$

wobei $U_1 = w \cdot m_r$ und w der Vorrat ausfällbaren Wasserdampfes in der Luft unter Normbedingungen ist. Nach LECKNER (1978) kann w aus der relativen Luftfeuchte f , der Lufttemperatur T_a und dem Sättigungsdampfdruck E abgeleitet werden

$$w = 0,493 \cdot \frac{f \cdot E}{T_a + 273,16}, \quad (6.24)$$

wobei der Sättigungsdampfdruck über Eis durch die Magnus-Gleichung gegeben ist (vgl. Gl. (2.2)). Die Parametrisierung des Transmissionsgrades für Wasserdampf kann demnach auf die relative optische Luftmasse und die durch die Wetterstationen verfügbaren Lufttemperatur- und relativen Luftfeuchtwerte zurückgeführt werden. Schließlich ist auch für Aerosole die Berechnung des Transmissionsgrades möglich:

$$\tau_a = \exp(-k_a^{0,873} \cdot (1 + k_a - k_a^{0,7088}) \cdot m_a^{0,9108}), \quad (6.25)$$

mit

$$k_a = 0,2758k_{a,\lambda=0,38\mu m} + 0,35k_{a,\lambda=0,5\mu m} \quad (6.26)$$

und

$$k_{a\lambda} = \beta\lambda^{-\gamma}. \quad (6.27)$$

Die Ångström-Parameter β und γ beschreiben die Trübung der Luft durch Aerosole und werden hier auf die Werte $\beta = 0,01$ und $\gamma = 1,3$ für sehr klare Luft gesetzt. Zusammenfassend ergibt sich der Transmissionsgrad der Atmosphäre zu

$$\tau = \tau_r \tau_o \tau_g \tau_w \tau_a. \quad (6.28)$$

Die potentielle direkte Strahlung bei wolkenlosem Himmel auf ein beliebig orientiertes Flächenelement ist damit gegeben durch

$$I_p = \tau \cdot S_{0,cor} \cdot \cos \vartheta_S, \quad (6.29)$$

wobei ϑ_S der Winkel zwischen der Flächennormalen und dem Sonnenvektor ist.

An der Station Morrena kann die direkte Strahlung aus der mit Gl. (6.5) berechneten diffusen Strahlung D_{Mor} und der gemessenen Globalstrahlung bestimmt werden

$$I_{Mor} = G_{Mor} - D_{Mor}. \quad (6.30)$$

Bei der Extrapolation über den Gletscher wird davon ausgegangen, daß der Bewölkungsgrad über das gesamte Gelände nicht variiert. Weil die Intensität der direkten Strahlung vor allen Dingen von der Bewölkung abhängt, kann in diesem Fall auch das Verhältnis von direkter zu potentieller Strahlung I/I_p als räumlich konstant betrachtet werden. Die direkte Strahlung I für jedes Gletscherflächenelement in einem Zeitschritt berechnet sich zu

$$I = \frac{I_{Mor}}{I_{p,Mor}} \cdot I_p, \quad (6.31)$$

wobei die potentielle direkte Strahlung bei wolkenlosem Himmel I_p und $I_{p,Mor}$ aus Gl. (6.29) unter Berücksichtigung der Horizontabschattung gewonnen wird.

MOZ	$I_{p,Mor}$ in W/m ²	I_p in W/m ²	Differenz in W/m ²
7:00	156	159	+ 3 (+ 2 %)
10:00	905	843	- 62 (- 7 %)
12:00	1102	1045	- 57 (- 5 %)
14:00	968	932	- 36 (- 4 %)
17:00	269	269	0 (0 %)

Tabelle 6.2: Vergleich der über den Gletscher gemittelten potentiellen direkten Strahlung I_p mit der auf eine horizontale Fläche an der Station Morrena treffende $I_{p,Mor}$ am 14.2.1995.

Den Einfluß der Abschattung auf die Intensität der potentiellen direkten Strahlung verdeutlicht Abb. 6.4 am Beispiel des 14.2.1995. Liegt noch kurz nach Sonnenaufgang um 6:15 Mittlerer Ortszeit (MOZ) ein Großteil der westlichen Gletscherhälfte im Schatten, so wird gegen Mittag die gesamte Fläche aufgrund des hohen Sonnenstandes nahezu gleichmäßig bestrahlt. Um 17:00 MOZ, also mehr als eine Stunde vor Sonnenuntergang (18:13 MOZ) werden schon einige Flächen im Osten des Gletschers abgeschattet. Trotzdem sind die über den gesamten Bereich gemittelten Werte nahezu identisch mit denen für eine horizontale Fläche an der Station Morrena (siehe Tab. 6.2). Die Orientierung eines Flächenelements zur Strahlrichtung scheint demnach

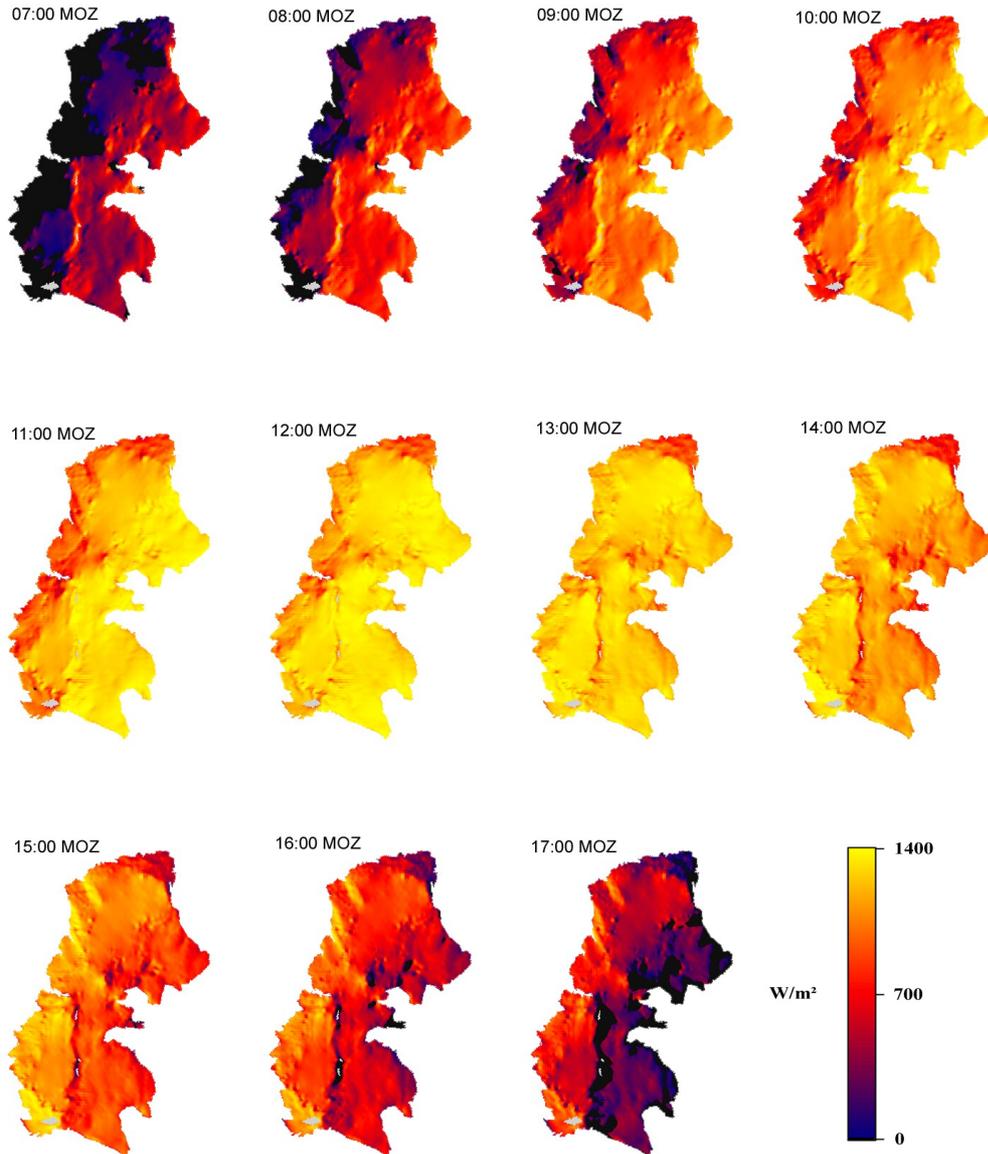


Abbildung 6.4: Stündliche potentielle Direktstrahlung am 14.2.1995.

für den direkten kurzweiligen Strahlungseintrag am Nevado Santa Isabel von größerer Bedeutung zu sein. Der fehlende Eintrag durch Abschattung wird durch eine für diese Zeiten günstige Lage der meisten anderen Flächen wieder ausgeglichen. Bei hohen Sonnenständen übt das Gelände einen leicht dämpfenden Einfluß auf den Gesamteintrag aus.

6.4 Globalstrahlung

Während die Globalstrahlung G an der Station Morrena direkt als Meßwert vorliegt, werden für jedes Gletscherflächenelement die diffuse Strahlung D mit Gl. (6.16) und die direkte Strahlung I mit Gl. (6.31) gesondert berechnet und mittels Gl. (6.4) zusammengefügt. Somit finden sowohl die reliefbedingten Einflüsse (Hangneigung, Exposition, Abschattung) als auch die Reflektionseigenschaften der unterschiedlichen Oberflächen (Eis, Schnee) Berücksichtigung.

Element	3.2. bis 28.5.	14.2.	11.5.	30.4.
I	74 (55%)	282 (81%)	151 (72%)	17 (20%)
D_H	56 (42%)	54 (16%)	51 (25%)	67 (77%)
D_G	4 (3%)	9 (3%)	7 (3%)	3 (3%)
G	134 (100%)	345 (100%)	209 (100%)	87 (100%)
G_{Mor}	140	336	220	88

Tabelle 6.3: *Komponenten der Globalstrahlung in W/m^2 als Mittelwert (3.2. bis 28.5.), an einem Strahlungstag (14.2.), bei wechselnder Bewölkung (11.5.) und bei starker Bewölkung (30.4.).*

Die Anteile der einzelnen Komponenten an der Globalstrahlung fasst Tabelle 6.4 zusammen und stellt die Werte für drei unterschiedlich bewölkte Tage denen des gesamten Zeitraums gegenüber. Auffällig sind dabei die konstant niedrigen Werte für die diffuse Strahlung D_G , die vom umgebenden Gelände reflektiert wird. Demgegenüber ist die diffuse Himmelsstrahlung D_H mit deutlich höheren Werten vertreten. Der Grund liegt in den wenig schwankenden Skyview-Faktoren nahe dem Maximalwert. Von fast jedem Punkt des Gletschers aus ist der Himmel nahezu vollständig zu sehen. Hieraus resultiert, trotz der Reflektionseigenschaften des Schnees, ein geringer Einfluß des Geländes auf die gesamte diffuse Strahlung D . Da sich auch, wie in Abschnitt 6.3 gezeigt, die reliefbedingten Unterschiede in der direkten Strahlung I im räumlichen Mittel nahezu egalalisieren, ist der geringe Unterschied zwischen der gemessenen Globalstrahlung G_{Mor} und der über den Gletscher extrapolierten Globalstrahlung G nicht überraschend.

Für den Untersuchungszeitraum besteht die mittlere Globalstrahlung, welche auf den Nevado Santa Isabel trifft, zu 55 % aus direkter Strahlung und zu 42 % aus diffuser Himmelsstrahlung, lediglich 3 % wird vom umgebenden Gelände reflektiert. An manchen Tagen können die Anteile allerdings sehr stark vom Mittelwert abweichen (vgl. auch Abbildung 6.1).

6.5 Rückstrahlung

Die Rückstrahlung R eines Flächenelementes ist gegeben durch die einfallende Globalstrahlung G und den Reflektionsgrad der Oberfläche, die Albedo α :

$$R = \alpha \cdot G. \quad (6.32)$$

Durch die große zeiträumliche Varianz sowohl der Globalstrahlung als auch der Oberfläche muß R für jedes Flächenelement separat abgeschätzt werden.

Zeit	$G \left[\frac{W}{m^2} \right]$	$R \left[\frac{W}{m^2} \right]$	α	$G + R \left[\frac{W}{m^2} \right]$
2.1995	223,9	-110,2	0,49	113,7
3.1995	53,7	-24,8	0,46	28,9
4.1995	135,8	-79,6	0,59	55,8
5.1995	141,2	-87,5	0,62	53,7

Tabelle 6.4: Monatsmittelwerte von Oberflächenalbedo α , kurzwelliger Einstrahlung G und Rückstrahlung R sowie resultierender Strahlungsbilanz $G+R$ für den gesamten Gletscher.

Die Ergebnisse der Modellierung sind in Tab. 6.4 zu sehen. Es zeigt sich dabei ein großer Unterschied zwischen dem Trockenzeitmonat Februar und den Regenzeitmonaten. Neben den aufgrund zunehmender Bewölkung verminderten Einstrahlungswerten führen starke Niederschläge zu höheren Albedowerten und damit zu einer vermehrten Rückstrahlung. Der resultierende Strahlungsgewinn ist in den typischen Regenzeitmonaten April und Mai nur noch etwa halb so groß wie in dem außergewöhnlich trockenen Februar.

Kapitel 7

Turbulenter Wärmeaustausch

Eine weitere Komponente der Energiebilanz ist der turbulente Austausch von Energie an der Gletscheroberfläche. Kommt ihm in den mittleren Breiten nur vergleichsweise wenig Bedeutung an dem Gesamthaushalt zu, dann gilt er in den Tropen als entscheidend für saisonale Schwankungen der Schmelze. Die quantitative Abschätzung darf demnach in einem Energiebilanzmodell für diese Klimazone nicht fehlen und wird deshalb im folgenden Kapitel beschrieben.

7.1 Gradientenmethode

In der bodennahen Luftschicht wird durch turbulente Durchmischungsprozesse Energie zwischen Oberfläche und Atmosphäre transportiert. Grund sind Störungen der laminaren Strömung durch Bodenreibung und Hindernisse. Im allgemeinen findet der Transport von kinetischer Energie, fühlbarer und latenter Wärme sowohl vertikal, als auch horizontal statt. Die mathematische Beschreibung der dreidimensionalen Transportvorgänge führt auf ein kompliziertes, nichtlineares Differentialgleichungssystem, welches nicht geschlossen lösbar ist.

In dieser Arbeit wird daher auf eine weitverbreitete Parametrisierung, die sog. *Gradientenmethode*, zurückgegriffen. Sie geht durch Vereinfachungen aus der Navier-Stokes-Gleichung (ROEDEL 1992), eine der Grundgleichungen der Strömungslehre, hervor und benötigt lediglich Werte der Feuchte, Temperatur und Windgeschwindigkeit an der Oberfläche und in der Höhe $h = 2$ m. Hiernach berechnet sich bei neutraler Luftschichtung der fühlbare

Wärmefluß Q_H zu

$$Q_H = \frac{\rho c_p \kappa^2 (u_h - u_0)}{\ln\left(\frac{h}{z_{0,u}}\right) \ln\left(\frac{h}{z_{0,T}}\right)} (\Theta_h - \Theta_0) \quad (7.1)$$

und der latente Wärmefluß Q_L zu

$$Q_L = \frac{\rho \cdot \tilde{L} \cdot 0,622 \cdot \kappa^2 (u_h - u_0)}{p \ln\left(\frac{h}{z_{0,u}}\right) \ln\left(\frac{h}{z_{0,q}}\right)} (e_h - e_0). \quad (7.2)$$

Mit Ausnahme der Rauigkeitslängen $z_{0,u}, z_{0,T}$ und $z_{0,e}$ sind alle an den Gleichungen beteiligte Größen entweder bekannt ($\kappa, h, \tilde{L}, u_h$) oder aus den Meßgrößen ableitbar (c_p, e, ρ, p, Θ). An der Station am Gletscher wurden die benötigten meteorologischen Parameter zwar nur in 2 m Höhe gemessen, aber an der Oberfläche ist die Windgeschwindigkeit gleich Null, und bei Schnee- und Eisoberflächen entspricht der Wasserdampfdruck an der Oberfläche dem Sättigungsdampfdruck der Oberflächentemperatur, welche durch Gl. (8.9) abgeschätzt wird.

Die potentielle Temperatur Θ folgt aus der aktuellen Temperatur T , dem aktuellen Luftdruck p und dem Normaldruck $p_0 = 1013,25$ hPa (LITTMANN et al 1996):

$$\Theta = (T + 273,16) \left(\frac{p_0}{p}\right)^{0,286}. \quad (7.3)$$

Nach LILJEQUIST (1974) berechnet man die Dichte der Luft ρ zu

$$\rho = \left(1 - 0,378 \frac{e}{p}\right) \frac{100p}{T + 273,16} \cdot \frac{m_L}{U}, \quad (7.4)$$

mit der universellen Gaskonstanten $U = 8314$ J kmol⁻¹ K⁻¹ und der Molmasse der trockenen Luft $m_L = 28,97$ kg kmol⁻¹.

In die Formel der spezifischen Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck c_p fließen über die spezifische Feuchte

$$q = \frac{0,622 \cdot e}{p - 0,378 \cdot e} \quad (7.5)$$

der Luftdruck p und der aktuelle Dampfdruck e mit ein (WAGNON et al 2001):

$$c_p = 1005 \cdot (1 + 0,84q). \quad (7.6)$$

In Gl. (7.2) steht \tilde{L} entweder für Verdampfungs- ($2,514 \cdot 10^6$ J Kg⁻¹) oder Sublimationswärme ($2,849 \cdot 10^6$ J Kg⁻¹). Bei positivem latenten Wärmefluß

und schmelzender Oberfläche ($T_s = 0 \text{ }^\circ\text{C}$) kondensiert der Wasserdampf in der Luft und unter Nichtschmelzbedingungen ($T_s < 0 \text{ }^\circ\text{C}$) gefriert er. Für negative latente Wärmeflüsse wird unabhängig von der Oberflächentemperatur Sublimation angenommen.

7.2 Rauigkeitslängen

Die kritischen Größen in den Näherungen sind die Rauigkeitslängen. Physikalisch gesehen stellen sie die Höhe über Grund dar, in der Impuls, Temperatur bzw. Feuchte den Wert an der Oberfläche annehmen. Ihre Bestimmung ist empirisch möglich, wenn Messungen von Temperatur und Windgeschwindigkeit in mehreren Höhen vorliegen. Häufig werden sie aber auch als Kalibrierparameter zur Anpassung modellierter Energiebilanzen an gemessene benutzt. Dies liegt zum einen an der problematischen Bestimmung, zum anderen aber auch an der großen Bandbreite möglicher Werte. So finden sich in der Literatur Rauigkeitslängen für Eis und Schnee im Bereich von 10^{-6} bis 10^{-1} m, wodurch auch die große Palette an möglichen Schneeoberflächen widergespiegelt wird. Übersichten finden sich z. B. bei KUHN (1979), WIERINGA (1993) und MORRIS (1989). Rauigkeitslängen von 10^{-3} m charakterisieren rauhes, aperes Eis. Glatte Schneeoberflächen liegen darunter mit Werten zwischen $5 \cdot 10^{-5}$ und 10^{-3} m. Es zeigt sich, daß die Rauigkeitslängen sowohl zeitlich und räumlich als auch von Parameter zu Parameter variieren. Einige Studien (z. B. WAGNON et al 1999) verwenden gleiche Rauigkeitslängen, andere (z. B. MORRIS 1989) arbeiten mit Rauigkeitslängen für Temperatur und Feuchte, die einige Zehnerpotenzen kleiner sind als die Rauigkeitslänge für den Impuls. Da keine Profilmessungen vom Nevado Sta. Isabel zur Verfügung stehen, ist diese Arbeit auf Literaturwerte angewiesen. Die Rauigkeitslängen für Temperatur und Feuchte werden gleichgesetzt ($z_0 := z_{0,T} = z_{0,e}$) und bekommen einen Wert, der zwei Zehnerpotenzen kleiner als die Rauigkeitslänge für den Impuls ist ($z_0 = 10^{-2} z_{0,u}$) (HOCK 1998, HOCK et al 1997). Über Eis wird ein Wert von $z_{0,u} = 10^{-3}$ m und über Schnee ein Wert von $z_{0,u} = 10^{-4}$ m verwendet.

Die für die Gln. (7.1) und (7.2) gemachte Voraussetzung der neutralen Luftschichtung wird über permanent kalten Oberflächen wie Schnee- und Eisflächen bei stark negativer Strahlungsbilanz häufig durch eine stabile Schichtung verletzt. Dies gilt besonders für polare Gebiete (SCHNEIDER 1998), ähnliches ist aber auch am Zongo beobachtet worden. Die dort gemessenen nächtlichen Temperaturprofile sind typisch für stabile Schichtungen (WAGNON et al 1999). Zur Unterscheidung der verschiedenen Schichtungen ist ein Kriterium nötig, welches im wesentlichen auf den Meßdaten basiert.

Häufig verwendet wird die *Richardsonzahl* R_b , die durch

$$R_b = \frac{2 \cdot g \cdot (\Theta_h - \Theta_0) (h - z_0)}{(\Theta_h + \Theta_0) \cdot u_h^2} \quad (7.7)$$

definiert ist (SCHNEIDER 1998, PLÜSS 1997). Hiermit können die Gleichungen der turbulenten Flüsse auch auf nicht-neutrale Schichtungen erweitert werden (OKE 1987):

$$Q_H = \frac{\rho c_p \kappa^2 u_h}{\ln\left(\frac{h}{z_{0,u}}\right) \ln\left(\frac{h}{z_0}\right)} (\Theta_h - \Theta_0) \cdot s, \quad (7.8)$$

$$Q_L = \frac{\rho \cdot \tilde{L} \cdot 0,622 \cdot \kappa^2 u_h}{p \cdot \ln\left(\frac{h}{z_{0,u}}\right) \ln\left(\frac{h}{z_0}\right)} (e_h - e_0) \cdot s, \quad (7.9)$$

wobei im stabilen Fall

$$s = \begin{cases} 0 & \text{für } R_b > 0,2 \\ (1 - 5R_b)^2 & \text{für } 0 < R_b \leq 0,2 \end{cases} \quad (7.10)$$

und im labilen Fall

$$s = (1 - 16R_b)^{0,5} \quad \text{für } R_b < 0 \quad (7.11)$$

gilt.

Die Wärmeflüsse Q_H und Q_L werden für jedes Flächenelement gesondert berechnet, weil aufgrund der Höhenabhängigkeit von Lufttemperatur und Luftdruck weder die Luftdichte noch der aktuelle Wasserdampfdruck als räumlich konstant angesehen werden dürfen.

7.3 Ergebnisse

Abb. 7.1 stellt den zeitlichen Verlauf der über die Eis- bzw. Schneefläche gemittelten Tageswerte der Wärmeflüsse dar. Dabei fällt eine deutlich stärkere Amplitude bei der über Eis gemittelten Kurve als bei jener über Schnee auf. Der Grund ist in der hohen Abhängigkeit der Parametrisierung von den Rauigkeitslängen zu suchen, für die in der vorliegenden Studie nach Eis- und Schneeflächen getrennte Werte gewählt wurden. Beispielsweise führten sie am 15. Februar zu mittleren Wärmeflüssen von $Q_H = 23 \text{ W/m}^2$ und $Q_L = -154 \text{ W/m}^2$ für den gesamten Gletscher. Mit der größten in der Literatur erwähnten Länge von $z_{0,u} = z_0 = 10^{-1} \text{ m}$ liefern die Gleichungen $Q_H = 280 \text{ W/m}^2$ und $Q_L = -2019 \text{ W/m}^2$ und mit der niedrigsten Länge

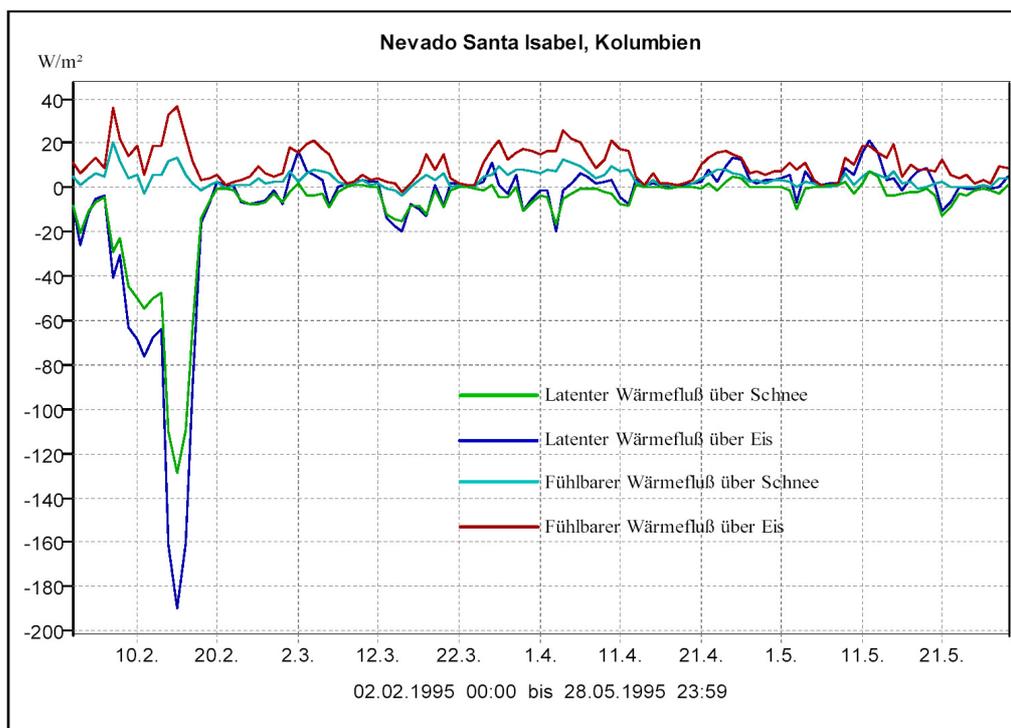


Abbildung 7.1: Tageswerte der turbulenten Wärmeflüsse.

von $z_{0,u} = z_0 = 10^{-1}$ m nur noch $Q_H = 12 \text{ W/m}^2$ und $Q_L = -86 \text{ W/m}^2$. Die Schwankungsbreite für die Tageswerte ist also beträchtlich. Über den gesamten Untersuchungszeitraum gemittelt ergeben sich immerhin noch die in Tabelle 7.1 aufgelisteten Werte.

Die Wärmeflüsse weisen an vielen Tagen entgegengesetzte Vorzeichen auf, die auf die Werte von Temperatur und Feuchte zurückzuführen sind. Für schmelzende Oberflächen von 0°C liegt der Wasserdampfdruck bei 6,1 hPa. Die mittlere Lufttemperatur für den Gletscher lag am 15.2. bei $0,4^\circ\text{C}$. Zusammen mit einer relativen Feuchte von 43 % errechnet sich der Partialdruck des Wasserdampfes zu 2,7 hPa. Der Temperaturunterschied beträgt also $+0,4^\circ\text{C}$, der Unterschied des Dampfdruckes $-3,3$ hPa. Wir finden demnach bei den beiden Gradienten verschiedene Vorzeichen, welche in den turbulenten Wärmeflüssen wiederzufinden sein müssen. Eine Regelmäßigkeit bei den unterschiedlichen Vorzeichen ist nur insofern erkennbar, als daß die Tageswerte des fühlbaren Wärmeflusses bis auf einen Tag nie negativ werden. Der Vorzeichenwechsel geht also immer auf den latenten Wärmefluß zurück.

Die Windgeschwindigkeit hat, wie die Wahl der Rauigkeitslängen, lediglich verstärkenden oder dämpfenden Einfluß auf die Ströme. Sehr deutlich

Rauhigkeitslänge [m]	Q_L [W/m ²]	Q_H [W/m ²]
$z_{0,u} = z_0 = 10^{-1}$	-120,1	81,4
$z_0 = 10^{-2} z_{0,u}$ mit $z_{0,u} = 10^{-3}$ über Eis und $z_{0,u} = 10^{-4}$ über Schnee	-8,8	6,6
$z_{0,u} = z_0 = 10^{-6}$	-5,1	3,5

Tabelle 7.1: Wärmeflüsse in Abhängigkeit der Rauhigkeitslänge.

ist dies an den ersten Tagen des Untersuchungszeitraumes zu erkennen. Die sehr hohen Windgeschwindigkeiten von bis zu 20 m/s am 15.2. führen zu den ausgeprägten Maxima der Wärmeflüsse. Die verursachte latente Energieabgabe von $190 \frac{W}{m^2}$ liegt in der Größenordnung der globalen Einstrahlung eines wechselnd bewölkten Tages. Wirkt dieser extreme Tageswert noch sehr hoch, so liegt der Monatsmittelwert für den gesamten Gletscher bei $Q_L = -35,9 \frac{W}{m^2}$ und reicht damit nahe an dem Mittelwert von $Q_L = -34,6 \frac{W}{m^2}$ einer 9-tägigen Trockenzeitperiode des randtropischen Gletschers Zongo heran (WAGNON et al 1999). Die dort benutzte Profilmethode ist der Gradientenmethode sehr ähnlich, benötigt allerdings Meßwerte in mindestens 2 verschiedenen Höhen über Grund. Die Rauhigkeitslängen $z_{0,u} = z_{0,T} = z_{0,e}$ wurden alle gleich gewählt und so abgeschätzt, daß der berechnete latente Wärmefluß möglichst gut mit der gemessenen Sublimation übereinstimmt. Bedenkt man vor diesem Hintergrund die klimatischen Gegebenheiten an der Sta. Isabel im Februar 1995, die denen eines Trockenzeitmonats der äußeren Tropen sehr ähnlich sind (vgl. Kap. 2), dann scheinen durch obige Wahl der Rauhigkeitslängen die Wärmeflüsse wenigstens im Mittel plausibel abgeschätzt zu werden.

Kapitel 8

Langwellige Strahlung

Neben der kurzwelligen Strahlung werden auch im langwelligen Spektralbereich Beiträge zum Energiehaushalt eines Gletschers geleistet. Allerdings ist hier nicht die Sonne als Quelle verantwortlich, sondern Gaskomponenten der Atmosphäre und die Erdoberfläche. Geeignete Parametrisierungen zur Berechnung der hierdurch generierten Strahlungsenergie werden im folgenden vorgestellt und ihre Einbindung als Komponente der Nettostrahlung in das Modell beschrieben.

8.1 Einleitung

Nach dem Gesetz von Stefan-Boltzmann sendet jeder Körper Strahlung in Form von elektromagnetischen Wellen aus (LITTMANN et al 1996, GEIGER 1961). Für schwarze Körper, welche einfallende Strahlung aller Wellenlängen vollständig absorbieren, ist die Intensität proportional zur 4. Potenz seiner absoluten Temperatur \tilde{T} :

$$L = \sigma \tilde{T}^4. \quad (8.1)$$

Sowohl die Atmosphäre als auch der Erdboden können als Energie emittierende Körper angesehen werden. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß sie zwar das spektrale Verhalten schwarzer Körper zeigen, aber niedrigere Strahlung aussenden. Diesem Unterschied wird durch Einführung der *effektiven Emissivität* $\epsilon \in]0, 1[$ Rechnung getragen:

$$L = \epsilon \sigma \tilde{T}^4. \quad (8.2)$$

Körper, die Gl. (8.2) gehorchen, nennt man auch *graue Strahler*. Die Strahlung der Atmosphäre und des Erdbodens sind im langwelligen Spektralbereich von 6,8 bis etwa 100 μm wirksam und werden entsprechend ihrer Strah-

lungsrichtung als *atmosphärische Gegenstrahlung* und *terrestrische Ausstrahlung* bezeichnet (GEIGER 1961).

8.2 Atmosphärische Gegenstrahlung

Im wolkenfreien Fall emittieren hauptsächlich die dreiatomigen Gase Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ozon. Betrachtet man jedoch die spektrale Wirksamkeit der Gase, so sieht man, daß sich die Atmosphäre außerhalb eines Fensterbereichs zwischen 8 und 13 μm wie ein Schwarzkörperstrahler ($\epsilon = 1$) verhält und innerhalb der Wasserdampf die dominierende variable Größe darstellt (KEDING 1989). Die Gegenstrahlung des unbewölkten Himmels wird daher überwiegend von Temperatur und Feuchte bestimmt.

Bei Anwesenheit von Wolken erhöht sich die atmosphärische Gegenstrahlung, denn die Wolkentröpfchen wirken als Schwarzkörper und emittieren zusätzlich Strahlung. So schwankt die Emissivität von 0,23 bei vollständig trockener Atmosphäre ohne Bewölkung bis nahe 1 bei entsprechend mächtigen Wolken, die den Himmel vollständig bedecken.

8.2.1 Parametrisierung im Fall wolkenlosen Himmels

Alle Schichten der Atmosphäre sind an der Gegenstrahlung beteiligt. Allerdings ist aus Modellrechnungen bekannt, daß der überwiegende Teil der langwelligen Strahlung aus den bodennahen Luftschichten stammt. Bei KEDING (1989) ist die Rede von 50 % aus den untersten 30 m, bei GEIGER (1961) liegt der Anteil bei 72 % aus den untersten 87 m. Zur praktischen Berechnung benutzt man daher 2 m über Grund gemessene Feuchte- und Temperaturwerte, die den unteren Teil der Atmosphäre schon recht gut repräsentieren.

Eine für Grönland unter arktischen Bedingungen entwickelte (KONZELMANN 1994) und auch in alpinen Gebieten (PLÜSS 1997) erfolgreich angewandte Parametrisierung berechnet die Emissivität ϵ_0 mit Hilfe des aktuellen Dampfdruckes e und der Lufttemperatur T_a zu

$$\epsilon_0 = 0,23 + 0,484 \left(\frac{100e}{T_a + 273,16} \right)^{\frac{1}{8}}. \quad (8.3)$$

Die Unsicherheit der berechneten Werte wird mit 4 % für Stundenmittelwerte und mit 3 % für Tagesmittelwerte angegeben. Im Untersuchungszeitraum ergeben sich aus den Daten der Station Morrena Werte zwischen 0,38 und 0,41.

8.2.2 Parametrisierung im Fall von Bewölkung

Die Berücksichtigung der Bewölkung gestaltet sich in der Praxis als schwierig, da mindestens der Gesamtbedeckungsgrad, besser noch die Einzelbedeckungsgrade und Gattungen der Wolkenstockwerke, ihre Höhe und ihre Temperatur an den Unterkanten mit in die Berechnung einfließen sollten (KEDING 1989). Alle diese Größen sind jedoch vom Nevado Santa Isabel unbekannt. Diese Studie behilft sich daher mit einer (groben) Abschätzung des Gesamtbedeckungsgrades basierend auf der gemessenen Globalstrahlung, deren Intensität stark von der Bewölkung beeinflusst wird. Die so gewonnenen Daten gelten genau genommen nur tagsüber, werden aber, mangels Alternativen, auch auf die Nachtstunden ausgedehnt.

Gesamtbedeckungsgrad der Bewölkung

Eine aus einer mehrjährigen Reihe stündlicher Strahlungsmessungen und Wolkenbeobachtungen in Deutschland abgeleitete Parametrisierung (KASTEN 1983) berechnet den Bedeckungsgrad n in Abhängigkeit des Wolkenstrahlungsgrads τ_{cl} zu

$$n = \min \left(1, \left(\frac{1 - \tau_{cl}}{0,72} \right)^{1/3,2} \right). \quad (8.4)$$

An der Kurve in Abb. 8.1 erkennt man, daß ab einem Transmissionsgrad von ca. 0,9 der Bedeckungsgrad stark abnimmt. Für geringe Bewölkung reagiert obige Parametrisierung sehr sensibel auf geringfügige Schwankungen von τ_{cl} , wie das Beispiel 14. Februar zeigt (vgl. Abb. 8.2). Obwohl die Kurven der gemessenen und der modellierten Globalstrahlung nahezu identisch erscheinen, liefert Gl. 8.4 für die Mittagszeit und die späten Nachmittagsstunden Bedeckungsgrade von 20 - 50 %. Dagegen verhält sie sich für stärkere Bewölkung unkritisch gegenüber Abweichungen. Die errechneten Werte für starke Bewölkung (30.4.1995, Abb. 8.3) wirken ähnlich realistisch wie die für einen wechselnd bewölkten Tag (11.5.1995, Abb. 8.4). Ein Umstand, der sich günstig auf die Fehlerfortpflanzung bei der Abschätzung der Gegenstrahlung auswirkt. Mit zunehmender Bewölkung steigt auch die atmosphärische Gegenstrahlung an, die Empfindlichkeit gegenüber Fehlern bei den Eingabedaten nimmt jedoch ab.

Der in Gl. (8.4) verwendete Wolkenstrahlungsgrad τ_{cl} kann aus den an der Station Morrena gemessenen Daten mit Hilfe der in Kapitel 6 formulierten Beziehungen für die extraterrestrische Strahlung I_{ex} und die potentielle direkte Strahlung I_p wie folgt abgeleitet werden: Teilt man die gemessene Globalstrahlung G durch die potentielle Globalstrahlung unter wolkenlosen

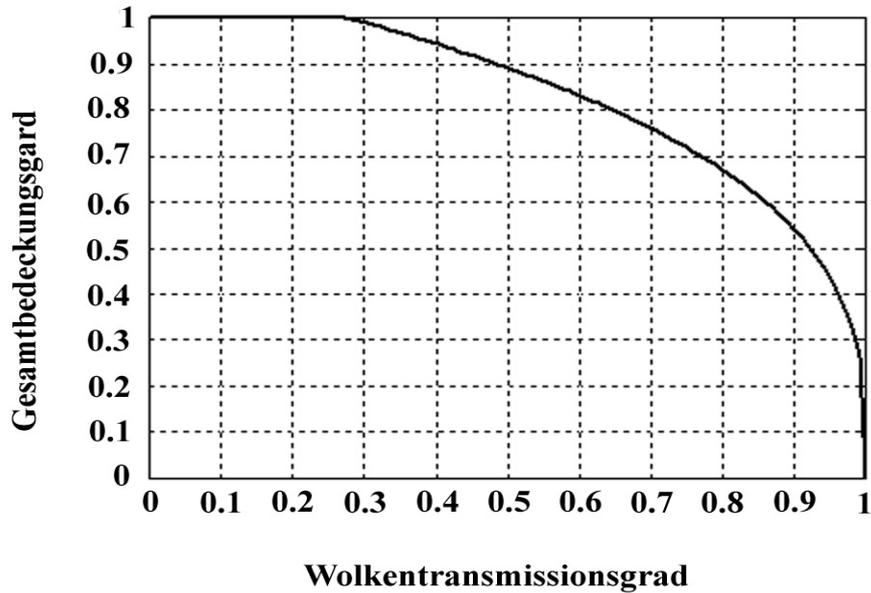


Abbildung 8.1: Zusammenhang zwischen Gesamtbedeckungs- und Wolken-transmissionsgrad.

Bedingungen G_p , dann liefert das Resultat ein Maß für den Transmissionsgrad bei Anwesenheit von Wolken

$$\tau_{cl} = \frac{G}{G_p}. \quad (8.5)$$

Die potentielle Globalstrahlung G_p wird approximiert durch

$$G_p = I_{ex} \cdot A \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{\tau_L}{\cos \psi_S}\right), \quad (8.6)$$

mit dem Linke-Trübungsfaktor

$$\tau_L = (0,9 + 9,4 \cos \psi_S) \cdot \ln\left(\frac{I_{ex}}{I_p}\right), \quad (8.7)$$

durch welchen die Abschwächung der Strahlung in der wolkenfreien Atmosphäre Berücksichtigung findet. Die Konstanten in Gl.(8.6) wurden mit Hilfe der gemessenen Globalstrahlung an den Tagen mit sehr geringer Bewölkung (10.2. und 14.-16.2.) für Morrena auf $A = 0,89$ und $B = 0,01$ gesetzt. Ein Korrelationskoeffizient von $r = 0,97$ für 160 Wertepaare zeigt die hohe Anpassungsgüte der Formel.

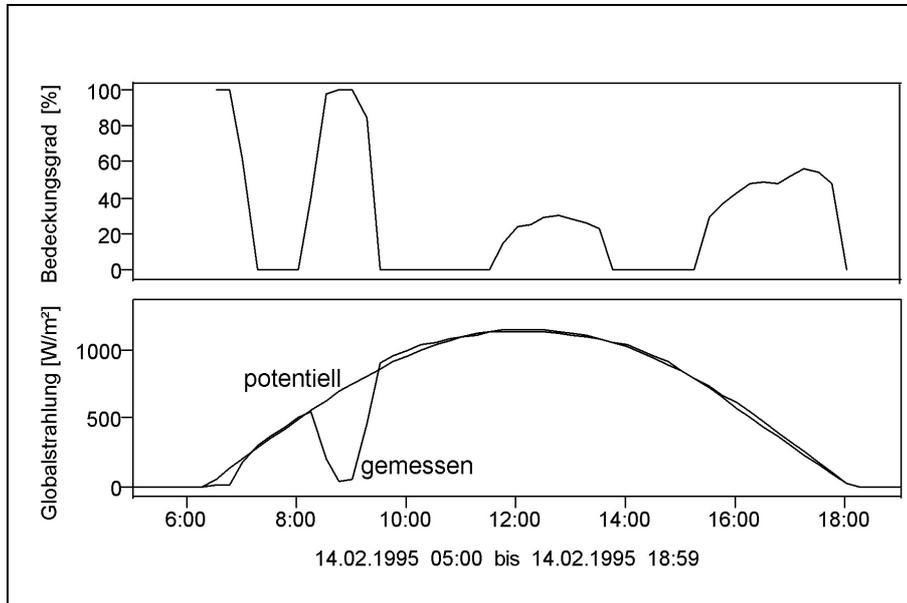


Abbildung 8.2: Gesamtbedeckungsgrad bei geringer Bewölkung.

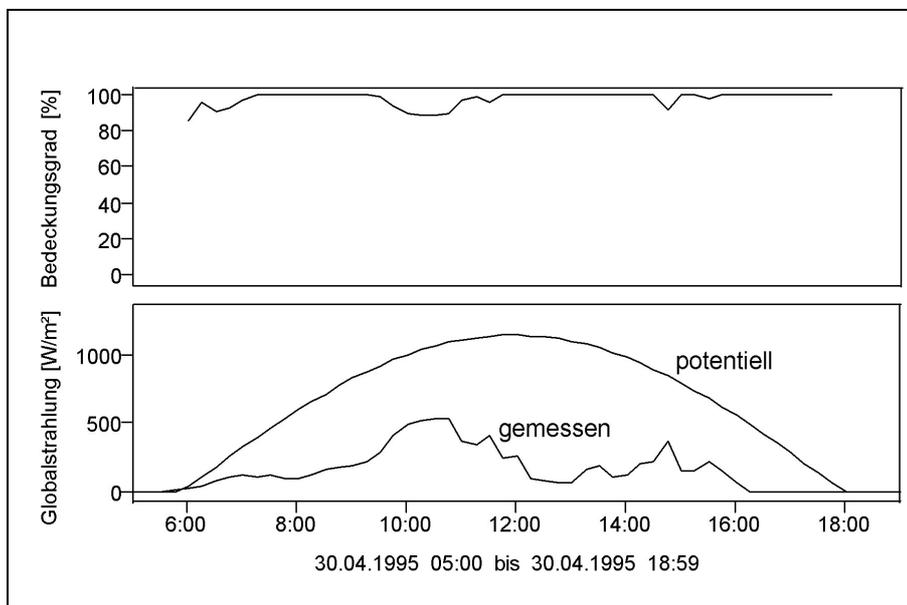


Abbildung 8.3: Gesamtbedeckungsgrad bei starker Bewölkung.

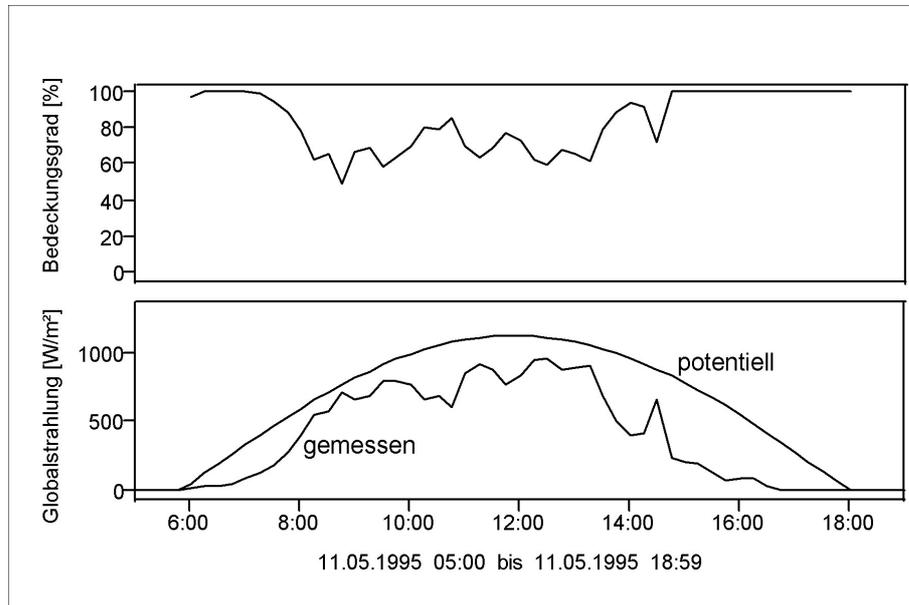


Abbildung 8.4: Gesamtbedeckungsgrad bei wechselnder Bewölkung.

Gegenstrahlung bei Bewölkung

Aus der Emissivität bei wolkenlosem Himmel ϵ_0 und dem Gesamtbedeckungsgrad n folgt die Emissivität bei Bewölkung:

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 - n^4) + 0,952n^4. \quad (8.8)$$

Auch hierzu wird in KONZELMANN (1994) der Fehler für die resultierende Gegenstrahlung angegeben. Bei Tageswerten muß mit einer Unsicherheit von 5 % und bei Stundenmittelwerten mit 6 % gerechnet werden. Zusammenfassend berechnet sich die atmosphärische Gegenstrahlung $L \downarrow$ aus dem Gesetz von Stefan-Boltzmann (Gl. (8.2)) mit der durch die Gln. (8.8), (8.3) und (8.4) abgeschätzten Emissivität ϵ , der Stefan-Boltzmann-Konstanten $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ und der Lufttemperatur T_a .

Dabei ist $L \downarrow$ für jedes Flächenelement separat zu berechnen, da die Höhenabhängigkeit der Lufttemperatur auch die der Emissivität ϵ_0 nach sich zieht. Der Gesamtbedeckungsgrad wird für das Untersuchungsgebiet als räumlich konstant angesehen und aus den Daten der Station Morrena bestimmt.

8.3 Terrestrische Ausstrahlung

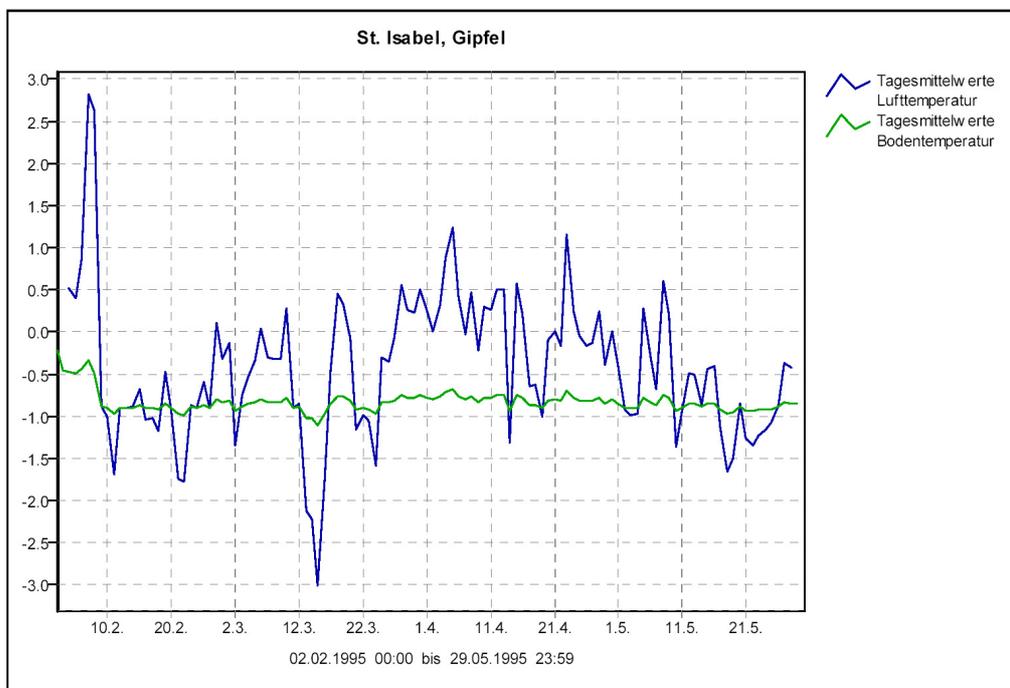


Abbildung 8.5: Luft- und Oberflächentemperatur am Gipfel der Sta. Isabel.

Für Schnee- und Eisflächen darf die Emissivität ϵ in Gl. (8.2) gleich 1 gesetzt werden. Im langwelligen Spektralbereich verhält sich ein Gletscher also näherungsweise wie ein Schwarzkörper, und seine terrestrische Ausstrahlung hängt nur noch von der Temperatur T_s der emittierenden Oberfläche ab.

Die Eis- bzw. Schneetemperaturen wurden lediglich 1989 gemessen. Dabei zeigten sich an der Station Spitze nur geringe Schwankungen, die im Bereich der Meßgenauigkeit des Thermometers lagen ($-0,3 \text{ °C} \leq T_s \leq 0,1 \text{ °C}$). Zu einem späteren Zeitpunkt lieferte die Station Zunge Werte zwischen $-1,6$ und $0,1 \text{ °C}$. Da aus dem Untersuchungszeitraum leider keine Meßwerte vorlagen, greift diese Arbeit auf eine Parametrisierung zurück (MARKS et al 1992), welche die Oberflächentemperatur als verzögerte Antwort auf die Lufttemperatur berechnet:

$$T_s(t_i) = \min [0 \text{ °C}, T_s(t_{i-1}) + (T_a(t_i) - T_a(t_{i-1})) \cdot 0,1]. \quad (8.9)$$

Dabei bezeichnet t_i den aktuellen und t_{i-1} den vorherigen Zeitschritt, T_a die Lufttemperatur und T_s die Oberflächentemperatur in °C . Wendet man Gl. (8.9) auf die Daten der Stationen Zunge und Spitze an, so liefert

ein Vergleich mit den gemessenen Oberflächentemperaturen eine mittlere Abweichung von weniger als $1\text{ }^\circ\text{C}$. Für den höchsten und damit auch kältesten Punkt des Gletschers erhält man im Untersuchungszeitraum den in Abb. 8.5 zu sehenden Verlauf der Tagesmittelwerte. Die an sich schon geringen Schwankungen der Lufttemperatur verursachen nahezu konstante Temperaturen der Schneeoberfläche. Es ist bemerkenswert, daß selbst in einer Höhe von 4952 m die Oberflächentemperatur im Tagesmittel nie unter $-1,1\text{ }^\circ\text{C}$ sinkt. Bei der Ermittlung dieser Werte wurde die Lufttemperatur der Station Morrena mit einem Temperaturgradienten von $0,006\text{ K/m}$ an die um 372 m größere Höhe des Gipfels angepaßt ($\Delta T_a \approx -2,2^\circ\text{ C}$). Für die räumliche Verteilung der langwelligen Ausstrahlung bedeutet dies, daß im Tagesmittel die Werte nur zwischen 316 W/m^2 ($T_s = 0\text{ }^\circ\text{C}$, Zehrgebiet) und 310 W/m^2 ($T_s = -1,1\text{ }^\circ\text{C}$, Gipfel) variieren können. Im räumlichen Mittel liegen die Tageswerte zwischen 312 und 316 W/m^2 .

Kapitel 9

Schmelzenergie

Auf der Ausgabenseite der Massenbilanz eines Gletschers steht neben Sublimation, Verdunstung und den Verlusten durch Lawinen und Schneeverwehungen noch die Schmelze. Das folgende Kapitel diskutiert die Berechnung der dazu potentiell zur Verfügung stehende Energie auf der Grundlage der gemessenen Klimadaten im Untersuchungszeitraum.

Ausgangspunkt ist die Energiebilanzgleichung (1.1), in der jedoch der Eintrag von Energie durch Niederschlag Q_P wegen der geringen Niederschlagsmenge und dem im Mittel kleinen Temperaturunterschied zwischen Oberfläche und der unteren Luftschicht vernachlässigt wird. Auch der Bodenwärmefluß Q_G , der bei einer Schneedichte von 500 kg/m^3 und einer maximalen Temperaturdifferenz von 1 K in den oberen 2 m lediglich $0,3 \text{ W/m}^2$ beträgt (SCHNEIDER 1998), wird nicht weiter berücksichtigt. Damit vereinfacht sich die Gleichung zur Berechnung der Schmelzenergie Q_M zu:

$$Q_N + Q_H + Q_L = -Q_M. \quad (9.1)$$

Ist die Summe aus Nettostrahlung und turbulenten Wärmeflüssen positiv, kann Eis geschmolzen werden. Bei negativen Werten kann im Schnee gespeichertes Wasser wiedergefrieren oder die Temperatur erniedrigt werden.

Die Nettostrahlung setzt sich aus vier Strahlungsflüssen zusammen, welche sich nach Ab- oder Aufwärtsrichtung und nach dem Wellenlängenbereich unterscheiden:

- kurzwellige Globalstrahlung $+G$,
- kurzwellige Rückstrahlung $-R$,
- langwellige atmosphärische Gegenstrahlung $+L \downarrow$,
- langwellige terrestrische Ausstrahlung $-L \uparrow$.

Ersetzt man in Gl. (9.1) die Nettostrahlung durch die Summe der Strahlungsflüsse, dann gilt:

$$G - R + L_{\downarrow} - L_{\uparrow} + Q_H + Q_L = -Q_M. \quad (9.2)$$

Die Berechnung der Komponenten der linken Seite wurde in den Kapiteln 6,7 und 8 ausführlich erläutert. In Abb. 9.1 sind die Tageswerte der Energiebilanzkomponenten im Untersuchungszeitraum zu sehen.

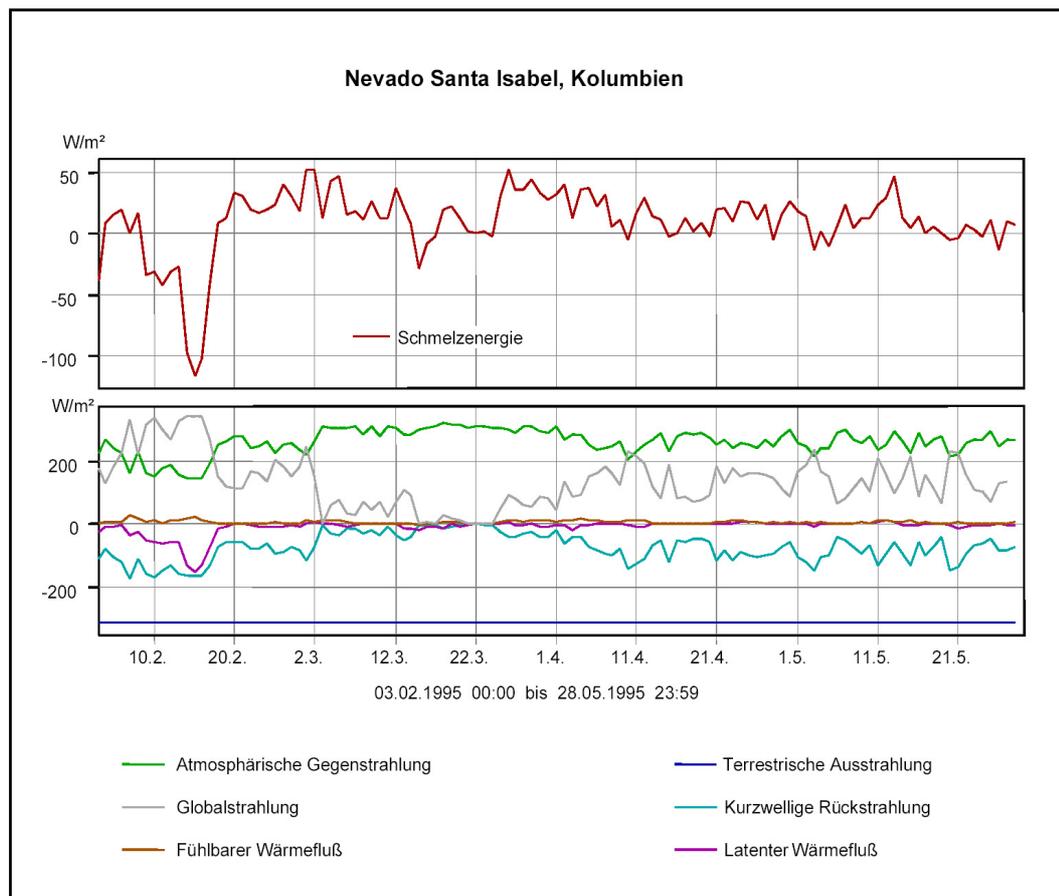


Abbildung 9.1: Tageswerte der Schmelzenergie (oben) und der anderen Energiebilanzkomponenten (unten) während des Untersuchungszeitraums.

Ihrer Berechnung liegt Gl. (9.2) zugrunde, angewandt auf die Stundenwerte der Meßgrößen und für jedes Gletscherflächenelement individuell betrachtet. Räumliche Mittelwertbildung und anschließende Zusammenfassung zu Tageswerten ergeben die dargestellten Kurven.

Die Strahlungstage mit heftigen Winden Anfang Februar verursachten stark negative latente Wärmeflüsse. Die Oberfläche verliert sehr viel Energie (über 100 W/m^2) durch Verdunstung bzw. Sublimation, die dann nicht mehr für Schmelzprozesse zur Verfügung steht. An 89 der insgesamt 115 Tagen ist immer Schmelzenergie vorhanden, gelegentlich sogar mehr als 40 W/m^2 . Von den restlichen 26 Tage fallen alleine 9 Tage auf die oben genannte windreiche Schönwetterperiode. Zwischen dem 15.3. und 24.3. liegen weitere 7 Tage, die allerdings mit unrealistisch niedrigen Globalstrahlungswerten zusammenfallen. Die anderen Tage sind Einzelereignisse mit meist geringer Intensität. Einen besonderen Tag stellt in diesem Zusammenhang der 15. März dar. Sowohl die Nettostrahlung als auch beide Wärmeflüsse sind negativ. Ein Ergebnis, das im wesentlichen auf die fast nicht vorhandene Globalstrahlung (5 W/m^2), eine ungewöhnlich tiefe Temperatur ($-0,8 \text{ °C}$ an Morrena) und niedrige Luftfeuchte (68 %) zurückzuführen ist.

Ein differenziertes Bild gibt die Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Schmelzenergie und einzelnen Klimagrößen. Die hohe Konstanz der Tagestemperaturen führt zu einer geringen Korrelation mit der Schmelzenergie ($r = 0,25$), obwohl die Lufttemperatur sowohl die atmosphärische Gegenstrahlung als auch den fühlbaren Wärmefluß direkt beeinflusst. Umgekehrt ist die Lufttemperatur in Teilen von der Globalstrahlung abhängig, allerdings ist dieser Zusammenhang sehr komplex. Geht man zu den Stundenwerten über, erhöht sich der Korrelationskoeffizient um mehr als das Doppelte auf $r = 0,61$. Trotz des höheren Wertes bei den kurzen Perioden ist die lineare Abhängigkeit nicht groß genug, um gute Ergebnisse von einfachen, nur auf positiven Temperatursummen basierenden Parametrisierungen der Schmelze (sog. *Gradtag-Verfahren*) erwarten zu können. Ein Koeffizient zwischen jährlicher Eisablation und positiven Lufttemperatursummen wie der in Westgrönland ermittelte von 0,96 (BRAITHWAITE et al 1987) ist für tropische Gletscher schwer vorstellbar, obwohl auch für den Altiplano bei VUILLE (1996) ein Wert von 0,87 angegeben wird. Die dort getrennt für Sublimation und Schmelze ermittelten Klimaindizes ergeben keine einheitlichen Ergebnisse. Während die gemessene Sublimation gut mit dem Globalstrahlungsindex ($r=0,86$), Dampfdruckdefizitindex ($r=0,85$) und Luftfeuchtigkeitsindex ($r=0,85$) approximiert wird, kann für die Schmelze nur der Gradtagindex ($r=0,87$) einen überzeugenden Korrelationskoeffizienten für den Untersuchungszeitraum von 2 1/2 Monaten vorweisen.

Für den Nevado Sta. Isabel korrelieren die Tageswerte der Globalstrahlung und die modellierte Schmelze mit $r = -0,48$, die positiven Stundenwerte tagsüber schon mit $r = 0,81$. Die Höhe dieses Wertes ist teilweise modellbedingt, da die Abschätzung des Bewölkungsgrades, welcher ein wesentlicher Bestandteil der langwelligeren Einstrahlung ist, auf der gemessenen Global-

strahlung beruht. Dadurch wird ein starker Zusammenhang zwischen kurz- und langwelliger Einstrahlung hergestellt, der tagsüber auch durchaus gegeben ist.

Bei Betrachtung der monatlichen Strahlungsflüsse (Tab. 10.1) erkennt man die Dominanz der atmosphärischen Gegenstrahlung bei dem Energieeintrag in die Oberfläche während der Regenzeitmonate März bis Mai. Im Februar, dem einzigen Trockenzeitmonat des Untersuchungszeitraumes, finden wir dank der oben genannten Schönwetterperiode umgekehrte Verhältnisse vor. Für die Varianz des Energieaustrags ist allein die kurzwellige Rückstrahlung verantwortlich. Die terrestrische Ausstrahlung ist auf hohem Niveau nahezu konstant.

Zeit	G	R	$L\downarrow$	$L\uparrow$
2.1995	223,9	-110,2	216,5	-311,2
3.1995	53,7	-24,8	300,1	-310,8
4.1995	135,8	-79,6	263,8	-311,2
5.1995	141,2	-87,5	260,1	-310,7

Tabelle 9.1: Monatsmittelwerte der Strahlungsflüsse in W/m^2 .

Als Summe der Strahlungsflußkomponenten finden wir den höchsten Wert der Nettostrahlung im Februar (vgl. Tab. 9.2). Er ist allerdings nur unwesentlich größer als derjenige einen Monat später, obwohl die mehrtägige Periode fast ohne Globalstrahlung in den März fällt. Der Mangel an Energieeintrag wird jedoch durch die hohe atmosphärische Gegenstrahlung mehr als ausgeglichen. Für die verhältnismäßig niedrigen Werte im April und Mai ist der Ende März einsetzende Schneefall verantwortlich. Durch den Anstieg der mittleren Albedo von 0,46 im März auf 0,59 im April und 0,62 im Mai wird ein deutlich höherer Anteil einfallender Strahlung wieder zurück in die Atmosphäre reflektiert.

Die fühlbaren Wärmeflüsse sind im Monatsmittel nur von geringer Varianz, übertreffen aber im Mai sowohl die Nettostrahlung als auch den latenten Wärmefluß. Während im Februar der negative latente Wärmefluß die dominierende Größe ist, wird die Bilanz im März am stärksten von der Nettostrahlung beeinflusst. Für die Schmelzenergie im April ist bei ausgeglichenem latenten Wärmefluß in nahezu gleichen Anteilen die Nettostrahlung und der fühlbare Wärmefluß verantwortlich.

Insgesamt zeigt sich ein anderes Bild als für die Energiebilanzen in polaren Gebieten oder den mittleren Breiten. Während dort die turbulenten Wärmeflüsse nur ein untergeordnete Rolle spielen (PLÜSS 1997, HOCK 1998,

Zeit	Q_N	Q_H	Q_L	$-Q_M$
2.1995	19,0	7,7	-35,9	-9,2
3.1995	18,1	6,1	-3,0	21,2
4.1995	8,8	7,7	0,0	16,5
5.1995	3,0	4,9	0,3	8,2

Tabelle 9.2: Monatsmittelwerte der Energiebilanzkomponenten in W/m^2 .

SCHNEIDER 1998), kommt ihnen in den Tropen eine zentrale Position zu. Wegen der Kürze der vorliegenden Datenreihe kann zwar nicht von den „Schlüsselwerten zur Erklärung der hohen Saisonalität der Schmelze unter tropischen Bedingungen“ gesprochen werden (WAGNON et al 1999), ihr größerer Einfluß wird aber doch sehr deutlich.

Die relativ trockene Luft im Februar (72 % relative Luftfeuchte) führt zu starker Sublimation, die die gesamte an der Oberfläche zur Verfügung stehende Energie verbraucht. Der Wert des verantwortlichen latenten Wärmeflusses ($Q_L = -35,9 \text{ W/m}^2$) ist vergleichbar mit dem am Gletscher Zongo im Juli 1996 (Trockenzeit: 0 mm Niederschlag, $-4,3 \text{ }^\circ\text{C}$ Temperatur) ermittelten Wert von $Q_L = -34,6 \text{ W/m}^2$. Während an dem randtropischen Gletscher jedoch Q_L in der Regenzeit aufgrund der höheren Feuchte auf $-10,9 \text{ W/m}^2$ ansteigt, liegt der Wert an der Sta. Isabel noch deutlich höher (-3 bis $+0,3 \text{ W/m}^2$). Auch bei der Beurteilung des Einflusses der Nettostrahlung gibt es Unterschiede. An der Sta. Isabel ist sie die Hauptenergiequelle nur in drei der vier Monate, dabei im April auch nur etwas stärker als der fühlbare Wärmefluß. Für den Zongo wird immerwährende Dominanz angegeben. Der aus den Meßwerten dreier Jahre ermittelte Wert von $Q_N = 20 \text{ W/m}^2$ für Trockenzeiten stimmt gut mit den Wert für Februar an der Sta. Isabel überein. Dagegen fallen zwei der drei Regenzeitwerte ($Q_N = 8,8 \text{ W/m}^2$ und $Q_N = 3 \text{ W/m}^2$) für Sta. Isabel deutlich niedriger als der Durchschnittswert für den Zongo ($Q_N = 24 \text{ W/m}^2$) aus.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß die an dem randtropischen Gletscher Zongo festgestellte überragende Bedeutung der latenten Wärmeflüsse an den jahreszeitlichen Schwankungen der Schmelze nicht auf die Sta. Isabel übertragbar ist. Abgesehen von der kurzen Datenreihe, die noch keine periodische Änderung der Schmelze erkennen läßt, scheint der Einfluß aller Energiebilanzkomponenten ausgeglichener zu sein. Zwar ist in der Trockenzeit der latente Wärmefluß der dominierende Faktor, Veränderungen der Schmelzenergie während der Regenzeit sind aber auch auf die Nettostrahlung zurückzuführen.

Kapitel 10

Massenhaushalt

Der Wetterablauf steuert direkt den Gewinn oder Verlust der Eismasse eines Gletschers. Die Auswirkungen werden im Massenhaushalt quantitativ ausgedrückt und im folgenden Kapitel für den Untersuchungszeitraum aus der Energiebilanzgleichung heraus abgeleitet. Darüberhinaus wird versucht, die modellierten Werte in bekannte Gletscherregime einzuordnen und zu den beobachteten Flächenrückgängen und asymmetrischen Gletschergrenzen in Beziehung zu setzen.

10.1 Modellergebnisse und Gletscherregime

Das tropische Klima mit geringen jährlichen Temperaturschwankungen, aber wechselnden Trocken- und Regenzeiten hat grundlegende Konsequenzen für den jährlichen Massenhaushalt eines Gletschers. Im Gegensatz zu alpinen Gletschern findet Ablation das ganze Jahr über statt und beschränkt sich hauptsächlich auf das (mittlere jährliche) Zehrgebiet. Die Akkumulationsphasen konzentrieren sich auf die Regenzeiten. Dies hat zur Folge, daß in den inneren Tropen mit ihren weitgehend feuchten Verhältnissen und zwei Niederschlagsmaxima ein anderes jährliches Gletscherregime vorzufinden ist als in den äußeren Tropen mit jeweils einer ausgeprägten Regen- und Trockenzeit (vgl. Abb. 10.1).

Wie bereits bei der Diskussion der Schmelzenergie angeführt, kann der relativ kurze Zeitraum von vier Monaten nur beispielhaft aufzeigen, inwiefern die generellen Aussagen auch auf die Sta. Isabel zutreffen. Für einen entsprechenden Vergleich ist es Voraussetzung, die aus der Energiebilanz gewonnenen Ergebnisse in Größen des Massenhaushalts umzuwandeln. Hierfür bietet sich die *spezifische Massenbilanz* an, welche Ablation und Akkumulation auf eine Flächeneinheit bezieht und als äquivalente Wasserhöhe in mm

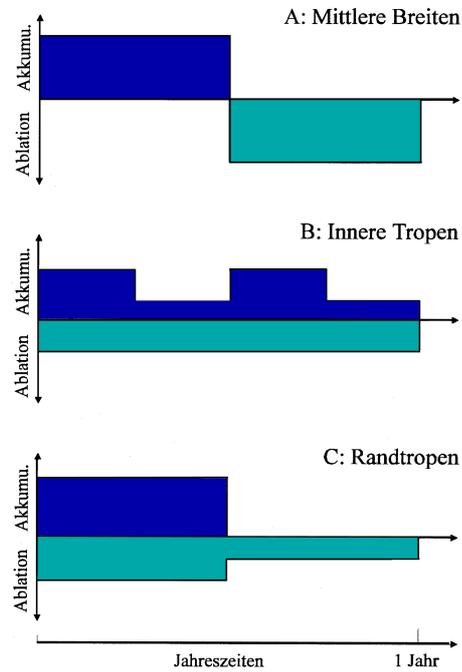


Abbildung 10.1: Schematische Darstellung von Gletscherregimen unter verschiedenen klimatischen Bedingungen (nach KASER et al 1996).

ausdrückt.

Die Einnahmenseite wird durch den an der Station Morrena gemessenen Niederschlag repräsentiert. Obwohl der Fehler durch Schneeverwehungen wegen der zu erwartenden Nässe des Schnees sicherlich gering ist, können die Meßwerte nur eine grobe Abschätzung der flächenhaften Verteilung der Akkumulation sein (vgl. Abschnitt 2.4).

Die wichtigsten Anteile der Ausgabenseite, Schmelze, Verdunstung und Sublimation, folgen unmittelbar aus den Energiebilanzkomponenten Schmelzenergie Q_M und latenter Wärmefluß Q_L (vgl. Kap. 7). Bei negativen Werten der Schmelzenergie und positiven Lufttemperaturen wird die Schmelze WE_M in mm Wasseräquivalent berechnet:

$$WE_M = 1000 \cdot \frac{Q_M \cdot \Delta t}{\rho_w \cdot \tilde{L}_M}. \quad (10.1)$$

Für die Auswertung wird die Länge eines Zeitschrittes Δt [s] auf einen Tag festgelegt und die Schmelzwärme $\tilde{L}_M = 0,335 \cdot 10^6$ J/Kg wie auch die Dichte des Wassers $\rho_w = 1000$ Kg/m³ als konstant angesehen. Zu Gl. (10.1) kommt noch der Austrag durch Evaporation/Sublimation bzw. der Eintrag durch

Kondensation WE_V :

$$WE_V = 1000 \cdot \frac{Q_L \cdot \Delta t}{\rho_w \cdot \tilde{L}}. \quad (10.2)$$

Wie bei der Berechnung der turbulenten Wärmeflüsse in Kap. 7 steht \tilde{L} entweder für Verdampfungs- ($2,514 \cdot 10^6 \text{ J Kg}^{-1}$) oder Sublimationswärme ($2,849 \cdot 10^6 \text{ J Kg}^{-1}$). Bei positivem latenten Wärmefluß und schmelzender Oberfläche wird die Verdampfungswärme in Gl. (10.2) eingesetzt, ansonsten die Sublimationswärme. Insgesamt berechnet sich die Ablation WE_A in mm Wasseräquivalent zu:

$$WE_A = WE_V + WE_M. \quad (10.3)$$

Mit den Daten aus dem letzten Kapitel ergibt sich für die Tageswerte der in Abb. 10.2 gezeigte Kurvenverlauf. Während des gesamten Zeitraums ist Ablation in schwankender Intensität festzustellen, welche besonders in den ersten Wochen auch die Bilanz dominiert. Erst die teilweise heftigen Schneefälle kehren das Vorzeichen des ehemals negativen Haushalts um. Durch die Variabilität der Ablation bestimmt nicht allein die Niederschlagsstärke das Vorzeichen. Beispielsweise führen am 8. April bereits 4,2 mm Niederschlag zu einer Bilanz von + 2,7 mm, während am 13. Mai 4,5 mm nicht ausreichen, um die Bilanz von -7,5 mm auszugleichen. Ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen Niederschlags- und Ablationsintensität ist nicht festzustellen.

Bemerkenswert bleibt der Zeitraum vom 15. bis 24. März mit 7 fast ausgeglichenen Haushaltstagen (-0,5 bis 0 mm). Wie bereits erwähnt, führen kaum vorhandene Globalstrahlung, Temperaturen um den Gefrierpunkt und geringe Windstärken zu vernachlässigbaren Werten fast aller Energiebilanzkomponenten. Einzig der Feuchteunterschied zwischen Atmosphäre und Oberfläche läßt den latenten Wärmefluß nennenswert erscheinen. Aber auch er reicht nicht aus, um einen signifikanten Anteil des Gletschers zu sublimieren.

Sieht man einmal davon ab, daß die klimatischen Gegebenheiten im ariden Februar eher an einen Trockenzeitmonat der äußeren Tropen als an die weitgehend feuchten Verhältnisse der inneren Tropen erinnern, können generelle Merkmale eines tropischen Gletscherregimes auch an der Sta. Isabel erkannt werden. Durchgängige Ablation während des ganzen Untersuchungszeitraumes mit Akkumulation von Schnee in den Regenzeitmonaten führt zu stark negativen Bilanzen im Februar und März und leicht positiven im April und Mai. Klammert man den März aufgrund der fraglichen Niederschlagswerte im Vergleich zu denen von Manizales aus, dann erkennt man, daß die Verluste eines (außergewöhnlichen?) Trockenzeitmonats nicht durch die Gewinne zweier (typischer?) Regenzeitmonate ausgeglichen werden konnten. Mit Blick auf den bekanntlich starken Rückgang der Gletschermasse in

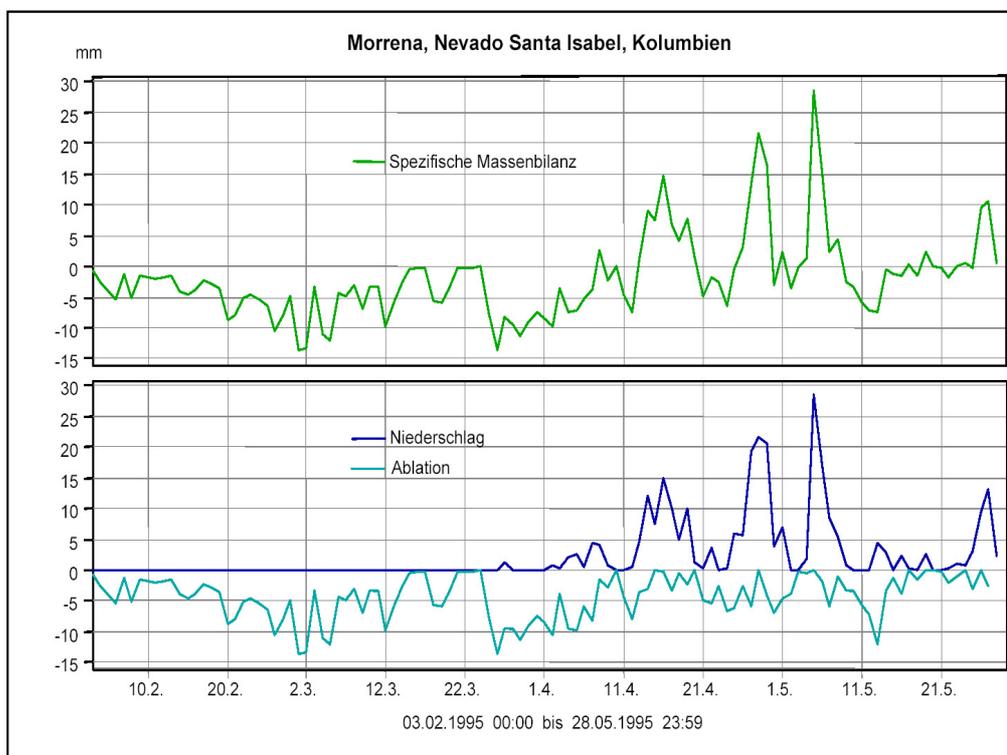


Abbildung 10.2: Tagessummen der spezifischen Massenbilanz (oben), der berechneten Ablation und des gemessenen Niederschlags (unten).

den letzten 50 Jahren (LINDER 1991) liegt die Vermutung nahe, daß mit dem Untersuchungszeitraum vergleichbare klimatische Perioden auch vorher schon vorgekommen sein müssen.

Während für langfristige Zyklen der Einfluß des Klimas auf den Massenhaushalt eines tropischen Gletschers noch schematisch darstellbar ist und anhand von Monatswerten verifizierbar erscheint, kann aus gemessenen Tageswerten der atmosphärischen Bedingungen nur äußerst bedingt auf die der Massenbilanz geschlossen werden. Für einige ausgewählte Beispieltage mag Tabelle 10.2 die Komplexität verdeutlichen, mit der Klima und Haushalt in Zusammenhang stehen. Alle aufgelisteten Tage waren niederschlagsfrei, so daß die Werte der Bilanzspalte auch gleichzeitig für die Ablationswerte stehen. Die Wetterdaten stammen von der Station Morrena.

Ausgehend vom 10. April mit ausgeglichener Bilanz zeichnen sich sowohl der 1. März als auch der 29. März durch starke Ablation aus. Dabei laufen die Abweichungen in den Klimadaten nicht immer parallel, sondern teilweise sogar konträr zueinander. Führt am 29.3. bei fast gleichen Temperatur- und

Zeit	Ablation	Niederschlag	Massenbilanz
2.1995	-110,6	0	-110,6
3.1995	-182,7	1,2	-181,5
4.1995	-130,9	161,5	30,6
5.1995	-70,7	111,7	40,9

Tabelle 10.1: *Monatssummen der Massenhaushaltskomponenten in mm Wasseräquivalent.*

Tag	Bilanz [mm we]	Globalstr. [W/m ²]	Temp. [°C]	Feuchte [%]	Windgeschw. [m/s]
26.2.	-10,5	191	1,2	88	4,6
1.3.	-13,7	263	2,0	89	7,3
4.3.	-11,1	58	1,6	91	10,2
26.3.	-13,5	80	1,8	93	8,5
29.3.	-11,3	53	2,4	86	5,1
10.4.	0,0	239	2,4	85	7,1

Tabelle 10.2: *Zusammenhang zwischen Tageswerten der Massenbilanz und meteorologischer Standardwerte.*

Feuchtwerten eine starke Abnahme der kurzwelligen Einstrahlung um mehr als 75% und eine um 2 m/s geringere Windgeschwindigkeit zu 11,3 mm Massenverlust, dann lassen sich für den 1.3. keine vergleichbaren klimatischen Unterschiede erkennen. Die Globalstrahlung weicht lediglich um 10% von derjenigen am 10.4. ab, und die Abweichung zeigt dabei noch in die entgegengesetzte Richtung. Die Temperatur ist um ganze 0,4 °C geringer. Auch die Unterschiede in Feuchte und bei der Windgeschwindigkeit sind kaum merklich. Trotzdem ergibt sich ein Ablationswert von -13,7 mm! Bei den Tageswerten können demnach sowohl starke Abweichungen in einem Klimaelement als auch leichte Schwankungen in mehreren dieser Größen für vergleichbare Unterschiede beim Massenverlust verantwortlich sein.

Bei genauerem Hinsehen findet man aber noch eine Größe, welche an beiden Tagen unterschiedliche Werte aufweist. Die im Vergleich zum März um mehr als 10 % höhere Albedo im April scheint auszureichen, um die Bilanz aufgrund der höheren kurzwelligen Rückstrahlung ausgeglichen zu gestalten. Aus Kapitel 5 ist bekannt, daß der Reflektionsgrad der Oberfläche in starkem Maß von zuvor gefallenem Schnee abhängt. Damit bestimmt fester Niederschlag nicht nur die Einnahmenseite des Massenhaushalts, sondern kann auch

die Ablation gravierend beeinflussen.

10.2 Flächenrückgang

Der für den Untersuchungszeitraum berechnete Massenverlust kann auch für andere Zeiträume an dem Rückgang der Gesamtfläche beobachtet werden. Die bekannten Werte sind in Tabelle 10.3 zusammengefaßt worden.

Jahr	Gesamtfläche [km^2]	Quelle
1959	9,5	(LINDER 1991)
1976	(10,8)	(HOYOS-PATIÑO 1998)
1987	6,4	vgl. Kap. 3
1996	5,3	(IDEAM 2002)

Tabelle 10.3: *Gletscherflächenverlust an der Sta. Isabel.*

Es fällt auf, daß die Fläche mit Ausnahme des Jahres 1976 stetig abnahm. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß der Wert für 1976 aus Landsat-MSS-Bildern abgeleitet wurde, die lediglich eine Pixelgröße von 79 m aufwiesen und zwischen 20 und 40 % Wolkenbedeckung zeigten. Während die anderen Flächenwerte aus Luftbildern abgeleitet wurden und damit eine sehr viel genauere Berechnung möglich war, muß der 76-er Wert als sehr unsicher gelten. Besonders, weil die Auswertung der Luftbilder aus dem Jahr 1975 von LINDER (1991) zwar den Gletscherrand nur lückenhaft lieferte, aber alle vorhandenen Teillinien zwischen den Grenzen von 1959 und 1987 liegen. Die Gesamtfläche von 1975 ist zwar nicht zahlenmäßig bekannt, liegt aber höchstwahrscheinlich nur knapp über den 6,4 km^2 von 1987, aber deutlich unterhalb der 9,5 km^2 von 1959.

Die Abnahme der Gletschermasse zeigt sich nicht nur an den zunehmenden Höhen der Zungenenden und dem Rückgang der Gesamtfläche. Bereits das Orthobild von 1987 zeigt felsige Bereiche inmitten des Gletschers, welche noch 1959 von Eis überdeckt waren und bis 1996 weiter ausgeapert sind (vgl. IDEAM 2002).

Auch terrestrische Aufnahmen belegen den Flächenrückgang. So dokumentieren die Bilder aus den Jahren 1994 und 1997 (siehe Abb. 10.4 und 10.5) am oberen rechten Bildrand starke Ausaperungen. Der zu sehende Gipfel ist sowohl in den Luftbildern 1987 (vgl. Abb. 4.2) als auch im Foto von 1990 (Abb. 10.3) noch vollständig vom Gletscher überdeckt. Dagegen ist der westliche Teil des Gipfels bereits 1994 komplett abgetaut. Die Ausmaße des Flächenrückgangs sind im Foto von 1997 noch klarer zu erkennen, obwohl die

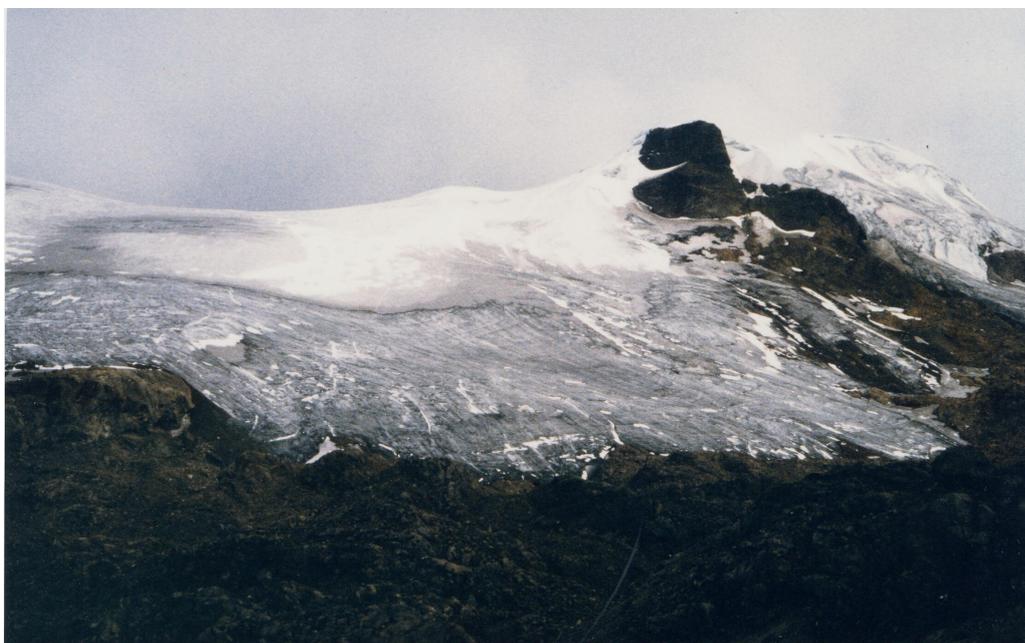


Abbildung 10.3: *Blick auf die westliche Gletscherzunge der Sta. Isabel, April 1990 (Foto: Jordan).*



Abbildung 10.4: *Blick auf die westliche Gletscherzunge der Sta. Isabel, 3. März 1994 (Foto: Jordan).*



Abbildung 10.5: *Blick auf die westliche Gletscherzunge der Sta. Isabel, 21. August 1997 (Foto: Braitmeier).*

Unterschiede zwischen diesen beiden Jahrgängen nicht so gravierend scheinen. Lediglich die Grenze zwischen Ablations- und Akkumulationsgebiet liegt 1997 zum Ende der Trockenzeit höher als 1994 zu Beginn der Regenzeit, während die Grenze zwischen Gletscher und Fels in etwa gleich ist. Genauere Aussagen kann man aus den Fotos leider nicht ableiten, da keine definierten Paßpunkte wiederzufinden sind und damit eine Entzerrung auf ein Bezugssystem unmöglich ist. Trotzdem ist festzuhalten, daß der von LINDER (1991) ermittelte Flächenverlust von 1959 bis 1987 mit einer Rate von $0,11 \text{ km}^2/\text{a}$ auch in den Jahren danach offenbar ungebremst weitergegangen ist. Die berechneten Energieumsätze an der Gletscheroberfläche geben ausreichend Anlass dafür, die klimatischen Gegebenheiten hierfür verantwortlich zu machen. Zwar ist es aufgrund der großen Lücken in den meteorologischen Datenreihen und den fehlenden Möglichkeiten zur genauen Entzerrung der terrestrischen Aufnahmen unmöglich, den Zusammenhang in Zahlen aufzuzeigen, die Tendenz ist aber unübersehbar.

10.3 Asymmetrie der Gletschergrenzen

Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, können aus dem Orthobild unterschiedliche Höhenlagen der unteren Zungengrenzen abgeleitet werden. Beginnt der Gletscher im Osten bereits bei ca. 4550 m, so muß man im Westen noch weitere 50 Höhenmeter aufsteigen um ihn zu erreichen. Auch die im letzten Abschnitt beschriebene Ausaperung scheint im westlichen Teil des Gletschers schneller voranzuschreiten als im östlichen. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu den von TROLL (1942) und TROLL et al (1949) beschriebenen tageszeitlichen konvektiven Zirkulationsmustern an dem tropischen Gletscher Mount Kenya, welche zu höheren Gleichgewichtslinien im Osten als im Westen führen. Die Ablation nimmt dort im Tagesverlauf aufgrund aufkommender konvektiver Bewölkung ab und die Ostflanken sind dadurch stärker der direkten Sonneneinstrahlung ausgesetzt als die Westflanken.

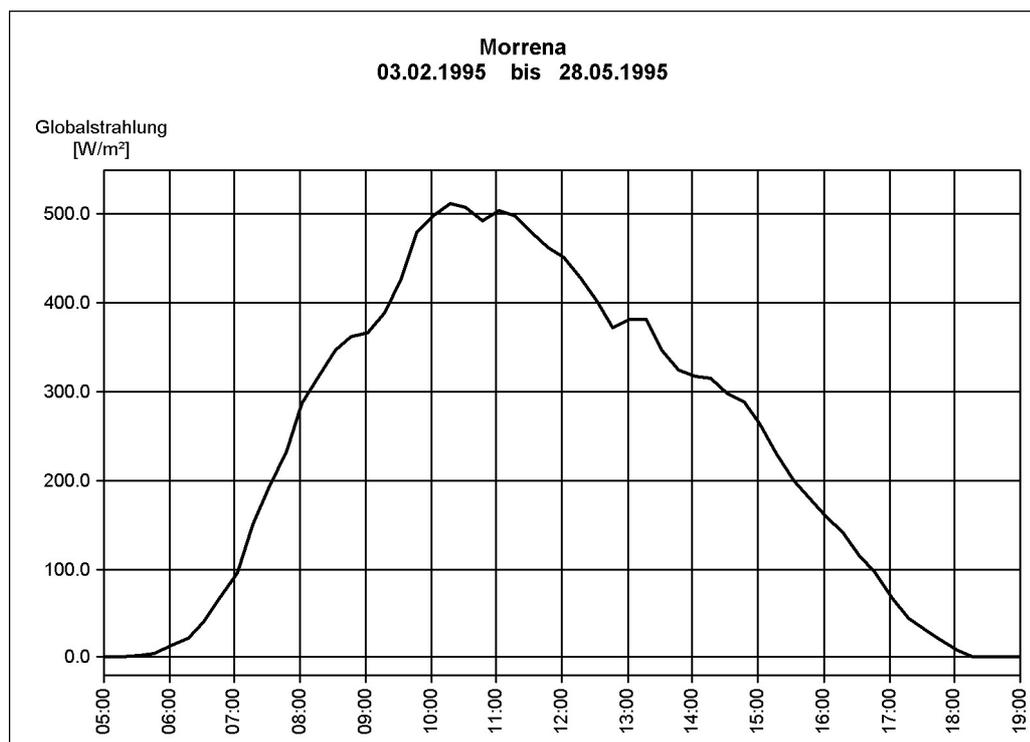


Abbildung 10.6: *Mittlerer Tagesgang der Globalstrahlung.*

Ein höherer Strahlungsgenuß der östlichen Gletscherseite ist auch für den Nevado Santa Isabel aus den gemessenen Globalstrahlungsdaten abzuleiten. Abb. 10.6 zeigt den mittleren Tagesgang für den Untersuchungszeitraum, der sein Maximum zwischen ca. 10 und 11 Uhr MOZ erreicht. Die Fläche unter

der Kurve - und damit die Energiezufuhr durch kurzweilige Einstrahlung - von Sonnenaufgang bis 12:00 ist deutlich größer als diejenige von 12:00 bis Sonnenuntergang. Trotzdem liegen die östlichen Zungenenden nicht höher als die westlichen!

Das beobachtete Verteilungsmusters der Gletschergrenzen muß also andere Gründe haben. Eine Erklärung könnte in Anlehnung an KASER (1996) gegeben werden. Die dort für die Cordillera Blanca vermutete advective Strömung, welche feuchte Luft von Osten heranzführt, könnte im Fall der Sta. Isabel der Nordostpassat sein. Zwar spricht die während des Untersuchungszeitraumes gemessene Hauptwindrichtung WNW dagegen, ältere Werte von den Stationen auf dem Gletscher zeigen aber auch östliche Strömungen. Die feuchte Luft könnte zu erhöhtem Niederschlag an der Ostflanke führen (Steigungsniederschlag) und damit dort die Akkumulation stärker beeinflussen als im Westen. Ohne genauere Messungen der Niederschlags- und Windverteilung über den Gletscher sind die Annahmen aber nicht beweisbar und natürlich auch nicht von dem Modell erfassbar (vgl. auch Abschnitt 2.4).

Sehr viel wahrscheinlicher als klimatische Gründe aber sind Einflüsse des Reliefs. Zwar ist die Form des unter dem Gletscher liegenden Geländes nicht bekannt, aber sowohl der Verlauf der Höhenlinien der Gletscheroberfläche (vgl. Abb. 3.1) als auch Aussagen von LINDER (1991) deuten darauf hin, daß die westlichen Hänge sehr viel steiler als die östlichen sind. Beispielsweise beträgt der mittlere Hangwinkel, berechnet aus den Zungenendpunkten 1959 und 1987, für eine westliche Zunge ca. 28° und für eine östliche 15° . Außerdem ist auffällig, daß die Zehrgebiete im Osten erheblich weiter ausgedehnt sind als im Westen (vgl. Abb. 4.2). Dies läßt auch auf größere Nährgebiete schließen, in denen, verstärkt durch das flachere Gelände, sehr viel mehr Masse akkumuliert werden kann als im Westen. Dieser Unterschied ist offensichtlich so groß, daß der Druck der Eismassen die Zungenenden im Osten ca. 50 Höhenmeter - und damit um gut 10 % der vertikalen Ausdehnung des Gletschers - tiefer ins Tal schiebt als im Westen.

Kapitel 11

Zusammenfassung und Ausblick

Bekannte Parametrisierungen der Energiebilanzgrößen wurden in einem flächenhaft verteilten Modell zusammengefaßt. Als Eingabe reichen die Zeitreihen der verhältnismäßig einfach zu messenden meteorologischen Standardwerte Lufttemperatur, Niederschlag, relative Luftfeuchte, Windgeschwindigkeit und kurzwellige Globalstrahlung aus. Andere wichtige, zeitlich veränderliche Größen wie Oberflächenalbedo und Bewölkung werden intern generiert. Für erstere ist die Bereitstellung einer flächenhaften Verteilung der Startwerte notwendig.

Die räumliche Ausdehnung der punktuell gemessenen Werte von Lufttemperatur und der Globalstrahlung basiert auf einem digitalen Höhenmodell des Untersuchungsgebietes, welches mit photogrammetrischen Methoden aus Luftbildern gewonnen werden konnte. Dabei zeigte sich, daß nur geringfügige Unterschiede zwischen der gemessenen und der über den Gletscher extrapolierten kurzwelligen Einstrahlung bestehen. Die reliefbedingten Einflüsse (Hangneigung, Exposition, Abschattung) und die unterschiedlichen Reflektionsseigenschaften der Oberfläche (Eis, Firn, verschmutzter Schnee, Neuschnee usw.) auf die Globalstrahlung heben sich im räumlichen Mittel nahezu auf.

Die Anwendung einfacher Bildverarbeitungstechniken auf das aus dem digitalen Höhenmodell und den Luftbildern abgeleitete Orthobild ermöglichte eine Klassifizierung der Gletscheroberfläche in verschiedene Reflektionsstufen, die als Startwerte der Albedoverteilung in das Modell einfließen.

Erstmalig konnte ein flächenhaft verteiltes Energiebilanzmodell auf die Daten eines innertropischen Gletschers angewendet werden. Die Energiebilanz des Nevado Sta. Isabel wurde mit einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde berechnet. Das Ergebnis ermöglicht die generelle Einordnung der Monatswerte eines 115 Tage langen Untersuchungszeitraums in tropische Gletscherregime. Aufgrund der Kürze der Datenreihe, die lediglich einen Trockenzeit- und drei Regenzeitmonate umfasste, war kein wesentlicher Un-

terschied zu einem randtropischen Gletscherregime nachweisbar. Erschwert wurde die diesbezügliche Untersuchung durch den Umstand, daß die klimatischen Gegebenheiten des einzigen Trockenzeitmonats eher denen der äußeren als der inneren Tropen ähnelten.

Wie auch in den äußeren Tropen beeinflussen die Wärmeflüsse den Verlauf der Energiebilanz sehr viel stärker als in den mittleren Breiten. Allerdings gibt es Anzeichen dafür, daß wegen fehlender Konstanz der Nettostrahlung die alleinige Dominanz des latenten Wärmeflusses als Erklärung eventueller jahreszeitlicher Schwankungen der Schmelze nicht ausreicht, wie es für den randtropischen Gletscher Zongo bekannt ist.

Der aus der modellierten Energiebilanz und den gemessenen Niederschlagsdaten abgeschätzte Massenhaushalt ist durch ein starkes Defizit im Trockenzeitmonat und durch leichte Gewinne während typischer Regenzeitmonate gekennzeichnet. Insgesamt ist ein nennenswerter Verlust zu verzeichnen, der auch mit dem durch Höhenmodellvergleich ermittelten Ergebnis von LINDER (1991) gut übereinstimmt.

Die hohe zeitliche Auflösung des Datenmaterials ließ auch die Untersuchung kurzfristiger Zyklen zu. Dabei konnte eine starke Empfindlichkeit des Energiebilanzmodells auf geringe Schwankungen in allen Klimaelementen notiert werden. Die lineare Korrelation mit einzelnen Meßgrößen verdeutlichte keine Abhängigkeit, die alleine zur Erklärung der zeitlichen Veränderlichkeit des Haushalts ausreichen würde. Eine Reduzierung der Zahl an Eingabevariablen wird dem komplexen Einfluß des tropischen Klimas auf den Energiehaushalt eines Gletschers nicht mehr gerecht. Der Niederschlag, der wesentlich die Einnahmenseite des Massenhaushaltes bestimmt, konnte auch als wichtiges Element für die Ablation ausgemacht werden. Bei vergleichbaren Werten aller gemessenen Klimaelemente kam es vor, daß allein der vom Niederschlag stark abhängige Albedowert darüber entschied, ob die Massenbilanz eines Tages ausgeglichen oder stark negativ war.

Die Abhängigkeit der Massenbilanz vom Niederschlag zeigt dann auch Grenzen des Modells auf. Die Beobachtung, daß die Gletschergrenzen an der Westflanke deutlich höher liegen als an der Ostflanke, kann nicht nachgebildet und mit Hilfe des Modells erklärt werden. Es fehlt ein detailliertes Verbreitungsmuster des Niederschlags und möglicher anderer Faktoren, wie z. B. des Reliefs unterhalb des Gletschers.

Weitergehende Ergebnisse bei der Erforschung sind dann zu erwarten, wenn es gelingt, die meteorologische Datengrundlage hinsichtlich der Länge der Zeiträume, aber auch der Qualität zu verbessern. Ansätze hierfür könnten in der Funktechnik liegen. Da eine ständige Betreuung der Wetterstationen am Gletscher unrealistisch erscheint, wäre eine Datenübertragung an eine Zentrale im nächstgrößeren Ort eine geeignete Alternative zur Verkürzung

der Reaktionszeiten auf Defekte. Auch die Bilder einer automatischen Kamera könnten in diesem Zusammenhang sehr hilfreich sein. Unsicherheiten bzgl. der Existenz von Niederschlag oder ungewöhnlich geringer Strahlungswerte sind zeitnah abschätzbar.

Aufgrund der Bedeutung der turbulenten Wärmeflüsse für die Energiebilanz würde eine Kopplung mit einem Strömungsmodell, welches die flächenhafte Verteilung der Windgeschwindigkeiten abschätzt, die Sicherheit bei der Interpretation der Daten erhöhen. Auch genauere Kenntnisse über das Verteilungsmuster des Niederschlags wären vorteilhaft. Inwiefern der erheblich größere Aufwand die Ergebnisse tatsächlich verbessert, hängt wieder stark von der Qualität der Eingangsdaten ab. Auch die teuren Radarmeßgeräte müssen gegenwärtig noch anhand konventionell ermittelter Niederschlagsdaten kalibriert werden!

Weiter ist die Verifizierung einiger verwendeter Parametrisierungen für tropische atmosphärische Bedingungen wünschenswert. Insbesondere eventuelle Fehler in der Albedoberechnung können die Ablationsabschätzung nennenswert beeinflussen. Auch zur Auswahl geeigneter Rauigkeitslängen besteht noch Forschungsbedarf, da sie ähnlich der Windstärke einen großen Einfluß auf die Intensität der turbulenten Wärmeflüsse ausüben.

Anhang A

Symbole

<i>Symbol</i>	<i>Einheit</i>	<i>Bedeutung</i>
α	–	Albedo
β, γ	–	Ångström-Parameter
ΔT	K m ⁻¹	Temperaturgradient
ΔZ	m	Höhendifferenz
ϵ	–	effektive Emissivität der bewölkten Atmosphäre
ϵ_0	–	effektive Emissivität der unbewölkten Atmosphäre
κ	–	Karman-Konstante
λ	μm	Wellenlänge
ϑ	°	Winkel zwischen zwei Vektoren
φ	°	Azimutwinkel
ψ	°	Zenitwinkel
ψ_H	°	Horizontwinkel
ψ_S	°	Sonnenzenitwinkel
ω	sr	Raumwinkel
σ	Wm ⁻² K ⁻⁴	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ	–	Transmissionsgrad der Atmosphäre
τ_a	–	Transmissionsgrad Aerosole
τ_{cl}	–	Transmissionsgrad der bewölkten Atmosphäre
τ_g	–	Transmissionsgrad CO ₂ , N ₂ O und CO
τ_L	–	Linke-Trübungsfaktor
τ_o	–	Transmissionsgrad Ozon
τ_r	–	Transmissionsgrad Rayleigh-Streuung
τ_w	–	Transmissionsgrad Wasserdampf
Θ	K	potentielle Temperatur
ρ	Kg m ⁻³	Dichte
ρ_w	Kg m ⁻³	Dichte von Wasser

<i>Symbol</i>	<i>Einheit</i>	<i>Bedeutung</i>
a_0, a_1, a_2, a_3	–	Koeffizienten
A	°	Exposition
b_0, b_1, b_2, b_3	–	Koeffizienten
\hat{B}	–	Bittiefe
c	mm	Kammerkonstante
c_p	J Kg ⁻¹ K ⁻¹	spezifische Wärmekapazität
d	km	aktueller Abstand Erde-Sonne
\hat{d}_k	–	Bildpunktabstand
dA	m ⁻²	differentielles Flächenstück
dD	W m ⁻²	differentielle Bestrahlungsstärke
dS	m ⁻²	differentielles Oberflächenstück
$d\omega$	sr	differentieller Raumwinkel
D	W m ⁻²	diffuse Strahlung
D_G	W m ⁻²	diffuse Geländestahlung
D_H	W m ⁻²	diffuse Himmelsstrahlung
e	hPa	aktueller Wasserdampfdruck der Luft
E	hPa	Sättigungsdampfdruck
f	%	relative Luftfeuchte
F_H	–	Skyview-Faktor
F_G	–	Groundview-Faktor
g	m s ⁻²	Erdbeschleunigung
\hat{g}	–	Grauwert
G	W m ⁻²	Globalstrahlung
G_p	W m ⁻²	potentielle Globalstrahlung
h	m	Höhe über Grund
\hat{h}_j	–	Horizontelement
i, j, k	–	Indices
I	W m ⁻²	direkte Strahlung
I_{ex}	W m ⁻²	extraterrestrische Einstrahlung
I_p	W m ⁻²	potentielle direkte Strahlung
J	W m ⁻² sr ⁻¹	Strahlungsdichte
k_{cl}, k_a	–	Koeffizienten
\hat{l}	m	Pixelgröße
l	cm	Dicke der vertikalen Luftschicht
L	W m ⁻²	langwellige Strahlung
$L\downarrow$	W m ⁻²	atmosphärische Gegenstrahlung
$L\uparrow$	W m ⁻²	terrestrische Ausstrahlung
\tilde{L}	J Kg ⁻¹	Verdampfungs- oder Sublimationswärme
\tilde{L}_m	J Kg ⁻¹	Schmelzwärme

<i>Symbol</i>	<i>Einheit</i>	<i>Bedeutung</i>
\hat{m}	–	Anzahl Bildzeilen
m_a	–	optische Luftmasse
m_l	kg kmol ⁻¹	Molmasse trockener Luft
m_r	–	relative optische Luftmasse
\hat{n}	–	Anzahl Bildspalten
n_{cl}	–	Wolkenbedeckungsgrad
n_d	–	Anzahl Tage
N	–	Tag im Jahr
\vec{N}	–	Normalenvektor
P	mm	Niederschlag
P_S	mm	Schneeniederschlag
p	hPa	Luftdruck
p_0	hPa	Normaldruck auf Meereshöhe
\hat{p}_k	–	Interpolationsgewicht
q	g _{H₂O} kg _{Luft} ⁻¹	spezifische Feuchte
Q_G	W m ⁻²	Bodenwärmestrom
Q_H	W m ⁻²	fühlbarer Wärmefluß
Q_L	W m ⁻²	latenter Wärmefluß
Q_M	W m ⁻²	Schmelzenergie
Q_N	W m ⁻²	Nettostrahlung
Q_P	W m ⁻²	Energieeintrag durch Niederschlag
\hat{r}	–	Vektorlänge
r	–	Korrelationskoeffizient
$\tilde{r}_{i,j}$	–	Elemente der Drehmatrix
R	W m ⁻²	kurzwellige Rückstrahlung
\tilde{R}	–	Drehmatrix
R_b	–	Richardsonzahl
s	–	Stabilitätsfaktoren
S	°	Hangneigung
S_0	W m ⁻²	Solarkonstante
$S_{0,cor}$	W m ⁻²	distanzkorrigierte Solarkonstante
t	min, h	Zeit
T	°C	Temperatur
\tilde{T}	K	absolute Temperatur
T_a	°C	Lufttemperatur
T_s	°C	Oberflächentemperatur
u	m s ⁻¹	Windgeschwindigkeit
U	J kmol ⁻¹ K ⁻¹	universelle Gaskonstante
w	cm	ausfällbarer Wasserdampfgehalt der Luft

<i>Symbol</i>	<i>Einheit</i>	<i>Bedeutung</i>
WE_A	mm	Wasseräquivalent Ablation
WE_M	mm	Wasseräquivalent Schmelze
WE_V	mm	Wasseräquivalent Evaporation, Sublimation und Kondensation
x, y	mm	Bildkoordinaten
X, Y, Z	m	Geländekoordinaten
X_0, Y_0, Z_0	m	Geländekoordinaten Projektionszentrum
$z_{0,T}$	m	Rauhigkeitslänge fühlbarer Wärmefluß
$z_{0,e}$	m	Rauhigkeitslänge latenter Wärmefluß
$z_{0,u}$	m	Rauhigkeitslänge Impuls

Anhang B

Zeit und Sonnenstand

Liste der wichtigsten Zeitvariablen (LITTMANN et al 1991):

- Mittlere Ortszeit MOZ in dezimalen Stunden [h].
- Tag im Jahr:
 $N = 1$ für den 1. Januar, $N = 365$ für den 31. Dezember in einem Normaljahr und $N = 366$ in einem Schaltjahr.

- Geozentrische scheinbare mittlere Länge in Dezimalgrad:

$$L = 279,3^\circ + 0,9856N \quad (\text{B.1})$$

- Zeitgleichung in dezimalen Stunden:

$$Z = 0,1644\text{h} \cdot \sin(2 \cdot (L + 1,92^\circ \sin(L + 77,3^\circ))) - 0,1277\text{h} \cdot \sin(L + 77,3^\circ) \quad (\text{B.2})$$

- Stundenwinkel der Sonne in Dezimalgrad:

$$t^0 = \frac{15^\circ}{\text{h}} \cdot (\text{MOZ} + Z - 12\text{h}) \quad (\text{B.3})$$

Liste der Variablen zur Berechnung des Sonnenstandes (LITTMANN et al 1991):

- Geographische Breite ϕ in Dezimalgrad.
- Geozentrische scheinbare ekliptische Länge der Sonne bezogen auf das mittlere Äquinoktium in Dezimalgrad ($\pm 30'$):

$$\lambda = 279,3^\circ + 0,9856N + 1,92^\circ \cdot \sin(356,6^\circ + 0,9856N) \quad (\text{B.4})$$

- Deklination der Sonne in Dezimalgrad:

$$\delta = \arcsin(\sin 23^\circ 40' \cdot \sin \lambda) \quad (\text{B.5})$$

- Sonnenazimut von Norden aus im Uhrzeigersinn in Dezimalgrad:

$$\varphi_S = 180^\circ - \arcsin\left(\frac{-\cos \delta \cdot \sin t^0}{\sin \psi_S}\right) \quad (\text{B.6})$$

- Sonnenzenitwinkel in Dezimalgrad:

$$\psi_S = \arccos(\sin \delta \cdot \sin \phi + \cos \delta \cdot \cos \phi \cdot \cos t^0) \quad (\text{B.7})$$

Anhang C

Skyview-Faktor

Der Kosinus des Winkels ϑ zwischen einem beliebig orientierten Richtungsvektor \vec{R} und dem Normalenvektor eines Flächenelements \vec{N} berechnet sich mit Hilfe des Skalarproduktes zu

$$\cos \vartheta = \frac{\vec{R} \cdot \vec{N}}{|\vec{R}| \cdot |\vec{N}|} \quad (\text{C.1})$$

Drückt man den Richtungsvektor in Polarkoordinaten aus

$$\vec{R} = r \begin{pmatrix} \sin \varphi \sin \psi \\ \cos \varphi \sin \psi \\ \cos \psi \end{pmatrix}$$

und setzt ihn zusammen mit \vec{N} in der Form aus Gl. (3.6) in Gl. (C.1) ein, dann gilt

$$\cos \vartheta = \frac{rl (\Delta Z_x \sin \varphi \sin \psi + \Delta Z_y \cos \varphi \sin \psi + l \cos \psi)}{r \cdot l \sqrt{\Delta Z_x^2 + \Delta Z_y^2 + l^2}} \quad (\text{C.2})$$

$$= a \cdot [\sin \psi (\Delta Z_x \sin \varphi + \Delta Z_y \cos \varphi) + l \cos \psi] \quad (\text{C.3})$$

mit der Hilfsvariablen $a := (\Delta Z_x^2 + \Delta Z_y^2 + l^2)^{-\frac{1}{2}}$.

Der Skyview-Faktor F_H wird direkt aus dem DGM abgeleitet. Unter

Berücksichtigung von Gl. (C.3) gilt

$$\begin{aligned}
 F_H &= \int_0^{2\pi} \int_0^{H_\varphi} \cos \vartheta \sin \psi d\psi d\varphi \\
 &= a \int_0^{2\pi} \int_0^{H_\varphi} [\sin^2 \psi (\Delta Z_x \sin \varphi + \Delta Z_y \cos \varphi) + l \cos \psi \sin \psi] d\psi d\varphi \\
 &= a \int_0^{2\pi} \left[(\Delta Z_x \sin \varphi + \Delta Z_y \cos \varphi) \underbrace{\int_0^{H_\varphi} \sin^2 \psi d\psi}_b + l \underbrace{\int_0^{H_\varphi} \cos \psi \sin \psi d\psi}_c \right] d\varphi,
 \end{aligned}$$

wobei die Integrale b und c analytisch lösbar sind:

$$\begin{aligned}
 b &= \frac{1}{2} \cdot (H_\varphi - \sin H_\varphi \cos H_\varphi) \\
 c &= \frac{1}{2} \sin^2 H_\varphi.
 \end{aligned}$$

Damit folgt für den Skyview-Faktor:

$$F_H = \frac{a}{2} \int_0^{2\pi} [(\Delta Z_x \sin \varphi + \Delta Z_y \cos \varphi) \cdot (H_\varphi - \sin H_\varphi \cos H_\varphi) + l \sin^2 H_\varphi] d\varphi$$

Dieses Integral ist i. a. nur noch numerisch lösbar, da die Werte der Horizontwinkel H_φ nur für einige Azimutrichtungen bekannt sind oder bestimmt werden können. Ein einfaches, aber aufgrund der Ungenauigkeiten im DGM ausreichendes Verfahren stellt die Trapezregel dar (STOER und BULIRSCH 1978). Mit

$$f(\varphi) := (\Delta Z_x \sin \varphi + \Delta Z_y \cos \varphi) \cdot (H_\varphi - \sin H_\varphi \cos H_\varphi) + l \sin^2 H_\varphi$$

wird F_H approximiert durch

$$T(h) := \frac{ah}{2} \cdot \sum_{i=0}^{n-1} f(\varphi_i)$$

mit $h = \frac{2\pi}{n}$ und $\varphi_i = i \cdot h$, $i = 0, 1, \dots, n-1$.

Anhang D

Klimadaten

Monat	T_{Zunge} [°C]	T_{Spitze} [°C]	f_{Zunge} [%]	f_{Spitze} [%]	φ_{Zunge}	φ_{Spitze}	u_{Zunge} [m/s]
18.10. - 27.10.89	-1,2		97,6		WNW		4,0
31.1. - 9.2.90	1,5	0,4	83,4	90,7	NO bis OSO	NNW	3,7
10.2. - 19.2.90	0,8	0,0	78,8	84,3	NO (ONO, O)	NNW	3,1
20.2. - 1.3.90	0,1	-1,2	83,0	92,1	NO	NNW	2,4
2.3. - 11.3.90	0,0	-1,0	91,4	96,0	O	NNW	5,7
12.3. - 21.3.90		-0,6		98,6	O	NNW	5,3
11.4. - 20.4.90	1,4		89,0		O (ONO)		4,5
21.4. - 30.4.90	1,2		93,4		NO (O, ONO)		3,1
1.5. - 10.5.90	0,6		93,8		O (ONO,NO)		4,9
11.5. - 20.5.90	0,3		98,0		O		7,1
20.6. - 29.6.90	0,4		98,1		S		1,5

Tabelle D.1: Dekadenwerte (T =Temperatur, f =Feuchte, φ =Hauptwindrichtung aus einer 16-teiligen Windrose mit signifikanten Nebenrichtungen in Klammern , u =Windgeschwindigkeit) der meteorologischen Stationen Zunge und Spitze. Die Datenreihen der fehlenden Zeiträume reichten nicht aus, um Mittelwerte mit einem Fehlwertanteil von unter 10 % zu berechnen.

Literaturverzeichnis

- BÄHR, H.-P.; VÖGTLE, V.: *Digitale Bildverarbeitung*. 2. Aufl. Karlsruhe : Wichmann, 1991
- BEHRENS, D.; SONNTAG, K.: Ermittlung der Sonnenscheindauer aus pyrometrisch gemessenen Bestrahlungsstärken der Global- und Himmelsstrahlung. In: *Berichte des Deutschen Wetterdienstes* (1990), Nr. 181
- BOURNE, D. E.; KENDALL, P. C.: *Vektoranalysis*. Stuttgart : Teubner, 1988
- BRAITHWAITE, R.J.; OLESEN, O. B.: Calculation of glacier ablation from air temperature, West Greenland. In: J. Oerlemans (Hrsg.), *Glacier fluctuations and climatic change*, Glaciology and Quarternary geology, Dordrecht, (1987), S. 219-233.
- CARVAJAL, C.A.; SALGADO, K.F.; URREA, J.G.; GARRIDO, H.; FUQUEN, J.A.; LONDONO, N.D.: *Medidas de deformation en el Volca Nevado del Ruiz*. INGEOMINAS, Bogota, 1987
- COLLARES-PEREIRA, M.; RABL, A.: The average distribution of solar radiation correlations between diffuse and hemispherical and between daily and hourly insolation values. In: *Solar energy* 22 (1979), S. 155-164
- CORPS OF ENGINEERS: *Summary report of the snow investigations, snow hydrology*. North Pacific, 210 Custom House, Portland, Oregon : US Army Engineer Division, 1956. – 437 S
- CUTLER, P. M.; MUNRO, D. S: Visible and near-infrared reflectivity during the ablation period on Peyto Glacier, Alberta, Canada. In: *Journal of Glaciology* 42 (1996), Nr. 141, S. 333–340
- DOZIER, J.; FREW, J.: Rapid Calculation of Terrain Parameters For Radiation Modeling From Digital Elevation Data. In: *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing* 28 (1990), S. 963–969

- DOZIER, J.; BRUNO, J.; DOWNEY, P.: A faster solution to the horizon problem. In: *Computer and Geoscience* 7(2) (1981), S. 145-151
- GEIGER, R.: *Das Klima der bodennahen Luftschicht*. Braunschweig : Vieweg, 1961
- HABERÄCKER, P.: *Digitale Bildverarbeitung, Grundlagen und Anwendungen*. 2. Aufl. München Wien : Carl Hanser, 1988
- HOCK, R.: Modelling of Glacier Melt and Discharge. In: *Zürcher Geographische Schriften* 70 (1998)
- HOCK, R.; HOLMGREN, B.: Some Aspects of Energy Balance and Ablation of Storglaciären, Sweden. In: *Geogr. Ann.* 78 A (2-3) (1997), S. 121-131
- HOYOS-PATIÑO, F.: Glaciers of Colombia. In: *Satellite Image Atlas of Glaciers of the World - South America*. United States Geological Survey, Professional Paper 1386-I, 1998
- IQBAL, M.: *An Introduction to Solar Radiation*. San Diego, London, New York, Tokyo : Academic Press, 1983
- IDEAM: *Los Glaciares Colombianos, Expresión del Cambio climático global*. URL <http://www.ideam.gov.co/publica/glaciares/glaciares.pdf> - 15.5.2002
- INGEOMINAS: *El Glaciar 15 del Anzizana, Año 1999*. IRD - INHAMHI - EMAAP - Quito, 2000
- INGEOMINAS: *El Glaciar 15 del Anzizana, Año 2000*. IRD - INHAMHI - EMAAP - Quito, 2001
- JORDAN, E.: *Die Gletscher der bolivianischen Anden*. Stuttgart : Franz Steiner, 1991
- JORDAN, E.; COLMENARES, F.; MOJICA, J.; BRIEVA, J.: *Die glaziologischen Hintergründe der Vulkankatastrophe am Nevado del Ruiz/ Kolumbien im November 1985*. In: *Berliner Geowiss. Abh.* Reihe A, Sonderband (1986a), S. 103-104
- JORDAN, E.; FERNANDEZ, B.; COLMENARES, F.; MOJICA, J.; BRIEVA, J.: *Incidencia da factores glaciologicos en las erupciones catastroficas del volcan Nevado del Ruiz en Noviembre de 1985*. Vortrag zum Symposio Intern. sobre Neotectonica y Riesgo Volcanico, Bogota, 1986b

- JORDAN, E.; FERNANDEZ, B.; MOJICA, J.: Das Gletscherinventar für die Republik Kolumbien (Nordanden). In: *Fluctuations of glaciers* Zürich (1987)
- KASER, G.: *Gletscher in den Tropen*. Innsbruck, Universität, Institut für Geographie, Habilitationsschrift, 1996
- KASER, G.; HASTENRATH, S.; AMES, A.: *Mass balance profiles on tropical glaciers*. In: *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie* 32 (1996), S. 75-81
- KASTEN, F.: Parametrisierung der Globalstrahlung durch Bedeckungsgrad und Trübungsfaktor. In: *Ann. Meteorol.* 20 (1983), S. 49-50
- KEDING, I.: Klimatologische Untersuchung über die atmosphärische Gegenstrahlung und Vergleich von Berechnungsverfahren anhand langjähriger Messungen im Oberrheintal. In: *Berichte des Deutschen Wetterdienstes* (1989)
- KING, J.C.; ANDERSON, P.S.: Heat and water vapour fluxes and scalar roughness lengths over an Arctic ice shelf. In: *Boundary-Layer Meteorology* 69 (1994), S. 101-121
- KONDRATYEV, K.Y.: Radiation Processes in the Atmosphere. In: *W.M.O.* 309 (1972)
- KONZELMANN, T.; VAN DE WAL, R.S.W.; GREUELL, W.; BINTANJA, R.; HENNEKEN, E.A.C.; ABE-OUCHI, A.: Parameterization of global and longwave incoming radiation for the Greenland Ice Sheet. In: *Global and Planetary Change* 9 (1994), S. 143-164
- KRAUS, K.: *Photogrammetrie*. Bd. 1 : *Grundlagen und Standardverfahren*. 5. Aufl. Bonn : Dümmler, 1994
- KRAUS, K.: *Photogrammetrie*. Bd. 2 : *Verfeinerte Methoden und Anwendungen*. 3. Aufl. Bonn : Dümmler, 1996
- KÜMEKE, H.: *Gletscherkundliche Untersuchungen im Parque Nacional „Los nevado“, Kolumbien*. Berlin, Universität, Fachbereich Geowissenschaften, Dipl.-Arb., 1995
- KUHN, M.: On the computation of the heat transfer coefficients from energy-balance gradients on a glacier. In: *Journal of Glaciology* 22 (1979), S. 263-272

- LECKNER, B.: The spectral distribution of solar radiation at the earth's surface - elements of a model. In: *Sol. Energy* 20 (1978), S. 143-150
- LILJEQUIST, G. H.: *Allgemeine Meteorologie*. Braunschweig : Vieweg, 1974
- LINDER, W.: Klimatisch und eruptionsbedingte Eismassenverluste am Nevado del Ruiz, Kolumbien, während der letzten 50 Jahre : Eine Untersuchung auf der Basis digitaler Höhenmodelle. In: *Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Vermessungswesen der Universität Hannover* (1991), Nr.173
- LINDER, W.: Interpolation und Auswertung digitaler Geländemodelle mit Methoden der digitalen Bildverarbeitung. In: *Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Vermessungswesen der Universität Hannover* (1994), Nr.198
- LITTMANN, T.; STEINRÜCKE, J.; BÜRGER, M.: *Physikalische Grundlagen und Übungen zur Klimatologie*. Bochum : Dr. N. Brockmeyer, 1996
- LUNDE, P. J.: *Solar Thermal Engineering*. New York : Wiley, 1980
- MARKS, D.; DOZIER, J.: Climate and Energy Exchange at the Snow Surface in the Alpine Region of the Sierra Nevada. In: *Water Resource Research* 28 (1992), S. 3042-3054
- MORRIS, E.M.: Turbulent transfer over snow and ice. In: *Journal of Hydrology* 105 (1989), S. 205-223
- OKE, T. R.: *Boundary Layer Climate*. London, New York : Methuen, 1987
- PLÜSS, C.: The Energy Balance over an Alpine Snowcover. In: *Zürcher Geographische Schriften* 65 (1997)
- RAMIREZ, E.; FRANCOU, B.; RIBSTEIN, P.; DESCLOITRES, M.; GUERIN R.; MENDOZA, J.; GALLAIRE, R.; POUYAUD, B.; JORDAN, E.: Small glaciers disappearing in the tropical Andes: a casestudy in Bolivia: Glaciar Chacaltaya (16° S). In: *Journal of Glaciology* 47 (157) (2001), S. 187-194
- RICHARDS, J. A.; XIUPING, J.: *Remote Sensing Digital Image Analysis*. 3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo : Springer, 1998
- RICHTER, M.: *Klimatologische und pflanzenmorphologische Vertikalgradienten in Hochgebirgen*. In: *Erdkunde* 50 (1996), S. 205-238.

- ROBINSON, N.: *Solar Radiation*. Amsterdam : Elsevier, 1966
- ROEDEL, W.: *Physik unserer Umwelt - Die Atmosphäre*. Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo : Springer, 1992
- SCHMETZ, P.: *Großräumige Bestimmung der Gegenstrahlung aus Satelliten- und Analysedaten*. Köln, Universität, Institut für Geophysik und Meteorologie, Dipl.-Arb., 1984
- SCHMIDT, D.: Das Extremklima der nordchilenischen Hochatacama unter besonderer Berücksichtigung der Höhengradienten. In: *Dresdener Geogr. Beiträge* 4 (1999)
- SCHMIDT, R.D.: Die Niederschlagsverteilung im andinen Kolumbien. In: *Bonner Geogr. Abh.* 9 (1952)
- SCHNEIDER, C.: Zur raumzeitlichen Differenzierung der Energiebilanz und des Zustandes der Schneedecke auf zwei Gletschern der Marguerite Bay, antarktische Halbinsel. In: *Freiburger Geographische Hefte* 56 (1998)
- SEUFFERT, O.; BUSCHE, D.; LÖWE, P.: Rainfall structure - rainfall erosivity: new concepts to solve old problems. In: *Petermanns Geographische Mitteilungen* 143, 5+6, (1999), S. 475-490
- SIEGEL, R.; HOWELL, J. R.: *Thermal Radiation Heat Transfer*. 2. Aufl. New York : McGraw-Hill, 1981
- STOER, J.; BULIRSCH, R.: *Einführung in die numerische Mathematik*. Bd. 1. Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo : Springer, 1978
- TROLL, C.: Büßerschnee (nieve de los pententes) in den Hochgebirgen der Erde. Ein Beitrag zur Geographie der Schneedecke und ihre Ablationsformen. In: *Ergänzungen Nr. 240 zu Petermann's Mitt.* (1942)
- TROLL, C.; WIEN, K.: Der Lewis Gletscher am Mount Kenya. In: *Geografiska Annaler* 31 (1949), S. 257-274
- VUILLE, M.: *Zur raumzeitlichen Dynamik von Schneefall und Ausaperung im Bereich des südlichen Altiplano, Südamerika*. Bern : Geographica Bernensia, 1996
- WAGNON, P.; RIBSTEIN, P.; KASER, G.; BERTON, P.: Energy balance and runoff seasonality of a Bolivian glacier. In: *Global and Planetary Change* 22 (1999a), S. 49-58

- WAGNON, P.; RIBSTEIN, P.; FRANCOU, B.; POUYAU, B.: Annual cycle of the energy balance of Zongo Glacier, Cordillera Real, Bolivia. In: *J. Geophys. Res.* 104 (D4) (1999b), S. 3907-3923
- WAGNON, P.; RIBSTEIN, P.; FRANCOU, B.; SIGART, J. E.: Anomalous heat and mass budget of Glaciar Zongo, Bolivia, during the 1997/98 El Nino year. In: *Journal of Glaciology* 47 (156) (2001), S. 21-28
- WEISCHET, W.: *Regionale Klimatologie*. Bd. 1 : *Die Neue Welt*. Stuttgart : Teubner, 1996
- WGMS: *World Glacier Inventory, Status 1988*. IAHS (ICSU) - UNEP - UNESCO, 1989
- WIERINGA, J.: Representative roughness parameters for homogeneous terrain. In: *Boundary-Layer Meteorology* 63 (1993), S. 323-363
- WITTE, H.J.L.: *Present and past vegetation and climate in the Northern Andes (Cordillera Central, Colombia): A quantitative approach*. Dissertation, Amsterdam, 1994, S. 13-76

Index

- Äquidensiten, 51
Ångström-Parameter, 62
- Ablation, 86, 88, 89, 91, 97
Ablationsgebiet, 9, 19, 93
Abschattung, 63, 65, 96
Abschattung , 55
Aerotriangulation, 8, 35, 44
Akkumulation, 86, 88
Akkumulationsgebiet, 9, 19, 93
Albedo, 19, 32, 47, 49, 51, 57, 61, 66, 96, 97
Anisotropie, 59, 60
Atmosphärische Gegenstrahlung, 74, 75, 78, 81, 83
- Bedeckungsgrad, 75, 78
Bestrahlungsstärke, 58
Bewölkung, 17, 27, 28, 30, 56, 66, 74–76, 96
Bewölkungsgrad, 63
Bodenwärme fluß, 10, 81
- Dampfdruck
aktueller, 33, 68, 74
Deklination, 104
Differential-Entzerrung, 43
Digitales Geländemodell, 34, 38
Digitales Höhenmodell, 8, 12, 31, 34, 38, 41–45, 59, 96
- Einstrahlung, 48, 49, 52, 55, 66, 90, 96
extraterrestrische, 56
Eisalbedo, 49, 52
- Emissivität, 33, 74, 78
effektive, 73
Energiebilanz, 11, 59, 69, 85, 88, 96, 97
Energiebilanzgleichung, 12, 81, 86
Energiebilanzmodell, 12, 28, 55, 67, 96
Energiehaushalt, 8, 12, 73, 97
Evaporation, 87
Exposition, 32, 34, 38, 39, 55, 59, 65, 96
Extrapolation, 19, 31, 32, 63, 65, 96
- Gaskonstante, 68
Geozentrische scheinbare ekliptische Länge, 103
Geozentrische scheinbare mittlere Länge, 103
Gleichgewichtslinie, 11, 16, 94
Gletscherzunge, 92, 93
Globalstrahlung, 19, 26–28, 34, 47, 56, 59, 63, 65, 75, 81, 83, 88, 94, 96
potentielle, 75
Gradientenmethode, 67, 72
Gradtage-Verfahren, 83
Grauer Strahler, 73
Grauwertkanten, 49
Groundview-Faktor, 59, 61
- Hangneigung, 32, 34, 38, 39, 55, 59, 65, 96
Himmelsstrahlung, 56, 57, 59, 65

- Histogramm-Matching, 45
 Horizont, 40, 42
 Horizontwinkel, 42, 58, 59

 Innere Orientierung, 44
 Interpolation, 34–38
 bilinare, 45
 Isotropie, 59

 Kammerkonstante, 44
 Kollinearitätsbeziehung, 43
 Kondensation, 10, 88

 Linke-Trübungsfaktor, 76
 Luftdichte, 32, 33, 68, 70
 Luftdruck, 32, 61, 68, 70
 Luftfeuchte
 spezifische, 68
 Luftmasse
 optische, 32
 relative optische, 61, 62
 Luftschichtung
 labile, 70
 neutrale, 68, 69
 stabile, 69
 Lufttemperatur, 19, 22, 26, 33, 34,
 48, 49, 54, 62, 67, 69, 70,
 74, 80, 83, 87, 90, 96

 Magnus-Dampfdruckgleichung, 33,
 62
 Massenbilanz, 9, 10
 spezifische, 86
 Massenhaushalt, 8, 13, 86, 89, 90,
 97
 Mittlere Ortszeit, 103

 Nährgebiet, 9, 95
 Navier-Stokes-Gleichung, 67
 Nettostrahlung, 10, 73, 81, 84, 97
 Niederschlag, 9, 21, 22, 28, 30, 32,
 49, 66, 87, 95–98

 Normaldruck, 32, 68
 Normalenvektor, 38, 39, 58
 Normatmosphäre, 61

 Orhobildmosaik, 12
 Orthobild, 12, 43, 45, 47, 49, 94, 96

 Parametrisierung, 10, 33, 47, 48,
 56, 62, 67, 70, 73–75, 79,
 96, 98
 Primärdaten, 34–37
 Profilmethode, 72

 Rückstrahlung, 48, 49, 52, 66, 81
 Rasterbildmodell, 34
 Rauigkeit, 47
 Rauigkeitslänge, 68–71, 98
 Raumwinkel, 58
 Realitve Luftfeuchte, 67, 83
 Reflektion, 43, 55, 57, 59, 65, 96
 Reflektionsgrad, 12, 47, 54, 66, 90
 Relative Luftfeuchte, 19, 25, 31, 33,
 62, 74, 90, 96
 Resampling, 45
 Richardsonzahl, 70

 Sättigungsdampfdruck, 33, 62, 68
 Schmelze, 9, 67, 83, 85, 87, 97
 Schmelzenergie, 10, 12, 81, 83, 85–
 87
 Schmelzwärme, 87
 Schneealbedo, 49
 Schneegrenze, 13, 16
 Schneekorngröße, 48
 Schwarzer Körper, 73, 79
 Sekundärdaten, 34
 Skyview-Faktor, 59, 60, 65
 Sobeloperator, 49
 Solarkonstante, 55
 distanzkorrigierte, 55
 Sonnenazimut, 42, 104
 Sonnenvektor, 63

- Sonnenzenitwinkel, 40, 104
- Stützpunkte, 34
- Stefan-Boltzmann-Gesetz, 73, 78
- Strahlung
 - diffuse, 31, 56, 57, 59, 63, 65
 - direkte, 31, 40, 56, 61, 63, 65
 - extraterrestrische, 75
 - kurzwellige, 12, 33, 55, 65, 73, 84
 - langwellige, 12, 33, 73, 84
 - potentielle direkte, 61–63, 75
- Strahlungsdichte, 58, 59
- Streuung, 58
 - Rayleigh, 61
- Stundenwinkel, 103
- Sublimation, 9, 81, 83, 85, 87
- Sublimationswärme, 68, 88

- Temperatur
 - absolute, 73
 - aktuelle, 68
 - potentielle, 68
- Temperaturgradient, 54
- Terrestrische Ausstrahlung, 74, 79, 81
- Transmissionsgrad, 33, 61, 62, 75
- Turbulenter Wärmeaustausch, 12, 67

- Vektormodell, 34
- Verdampfungswärme, 68, 88
- Verdunstung, 9, 81, 83, 87

- Wärmefluß, 97
 - fühlbarer, 10, 68, 71, 83, 84
 - latenter, 10, 68, 69, 71, 83–85, 87, 97
 - turbulenter, 81, 98
- Wasserdampfdruck, 33, 68, 70
- Windgeschwindigkeit, 19, 24, 25, 27, 30, 31, 67, 69, 71, 90, 96, 98
- Windrichtung, 19, 24, 25
- Wolken transmissionsgrad, 75

- Zehrgebiet, 9, 86, 95
- Zeitgleichung, 103
- Zenitwinkel, 56
- Zentralprojektion des Raumes, 43