MODELLIERUNG DER NEUZEITLICHEN SCHWANKUNGEN DES HINTEREISFERNERS

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
an der Leopold-Franzens-Universität
Innsbruck

UB INNSBRUCK
+C44229903

eingereicht von
Mag. Elisabeth Schlosser
im Jänner 1996

1. Begutachter Prof. M. KUHN
2. Begutachter Prof. PATZELT
Promotionsdatum 23. März 1996

Abstract

It is a well-known fact, that there is a strong relationship between climate and glaciers. Since our informations about the glaciers are much older than direct meteorological measurements, it is tempting to try to use glacier observations to investigate the past climate.

However, moraines and historical documents usually give us informations only about cold times, when the glaciers were large, but little or nothing about the warm phases in between. Therefore the behaviour of the glacier must be simulated over the whole time period we want to investigate. The results have to be controlled at certain points with help of the moraines and old maps. A successful glacier simulation with help of proxy data could then enable us to estimate temperature or precipitation during that period.

A central flow line model was adapted to reconstruct fluctuations of Hintereisferner since the last post-glacial maximum in the middle of the last century. Both front positions and longitudinal ice thickness profiles were considered.

As forcing function the specific mass balance was used. The model was calibrated with the period 1953-1991, because since 1953 the mass balance has been determined directly. For the time before 1953 as a first step so-called dendro-mass balances (derived from tree rings) were used (Nicolussi, K.: 1995, Jahrringe und Massenbilanz, ZGG, Bd.30 (1994). p.11-52). Then the mass balance was also parameterized as a function of temperature and precipitation from two adjacent climate stations, Vent, about 10 km northeast of the snout of Hintereisferner, and Marienberg, about 20 km southwest of the glacier.

Since the oldest map of Hintereisferner is only from 1894, a map for 1850 was reconstructed with help of moraines. This reconstruction provides the initial thickness profile of the glacier for the model run.

With both forcing functions Hintereisferner could be reconstructed back to about 1850 with an accuracy that lies within the accuracy of the model, that is 200 grid point distance.

The front positions observed between 1850 and 1979 (the year of the most recent topographic map) agree well with the calculated ones. The calculated ice thickness profile at the end of the run is also in good agreement with the thickness profile from the map of 1979. Further maps are available for 1894, 1920 and 1953. In 1920 the calculated and observed ice thickness profile are a bit different, partly due to a surge-like advance of Hintereisferner around 1920, which can not be reproduced by such a simple model.

This reconstruction of a time period where we do have both sufficient climate data and glacier information to control the results is the basic requirement for any simulation further backwards (or for any future scenarios)!

For the time before 1850 some difficulties arise, partly glacier specific (tributaries etc.), partly principal (mass balance parameterization, differences between advance and retreat periods). Thus the simulation was not yet successful before 1850.

Recently obtained radar-ice thickness data can help to improve the parameterization of the glacier geometry and, together with additional proxy data (new Alpine ice core data, more historical documents) might increase the chance for a successful simulation of Hintereisferner back to 1600 A.D. ("Little Ice Age").

Inhalt

1. Einleitung 1

2. Gletscher und Klima Tirols im Holozän

2.1 Vom Ende der Eiszeit bis zum Beginn historischer Aufzeichnungen 3
2.2 Vom Beginn historischer Aufzeichnungen bis heute 4

3. Gletschermodellierung

3.1 Physikalische Grundlagen

3.1.1 Glen's Fließgesetz 23
3.1.2 Bewegungsgleichung und Geschwindigkeit 28
3.1.3 Die Kontinuitätsgleichung 36

3.2 Ergebnisse bisheriger Arbeiten 39

3.3 Grundsätzliche Probleme bei der Modellierung 47

4. Das Modell

4.1 Modell-Beschreibung

4.1.1 Prinzipielles 48
4.1.2 Die Massenbilanz 52
4.1.3 Die Seitengletscher 56

4.2 Stabilitätsuntersuchungen 64

4.3 Eichung 70

4.4 Empfindlichkeitsuntersuchungen 74

5. Verfügbare Daten

5.1 Topographie

5.1.1 Karten, Moränen 89
5.1.2 Flächen-Höhen-Verteilung 92
5.1.3 Das Gletscherbett 92

5.2 Baumringdaten 94

5.3 Eisbohrkern-Daten 95

5.4 Klimadaten

5.4.1 Temperatur- und Niederschlagsmessungen 96
5.4.2 Historische Daten (Pfister) 97

5.5 Massenbilanz-Daten

5.5.1 Direkt bestimmte Massenbilanz 101
5.5.2 Dendromassenbilanz 101
5.5.3 Parametrisierung der Massenbilanz aus Klimadaten 103

6. Rekonstruktion des HEF bis zum letzten neuzeitlichen Maximum um 1850

6.1 Die verwendeten Ausgangsprofile 109

6.2 Rekonstruktion mit Hilfe von Dendro-Massenbilanzen 109

6.3 Rekonstruktion mit Hilfe von Klimadaten 109

7. Die Zeit vor "1850 121

8. Gleichgewichtsbetrachtungen 125

9. Ausblick 132

10. Zusammenfassung 133

Literaturverzeichnis 135

Anhang (Datenfiles) I-VIII

1. Einleitung

Es ist seit langem bekannt, daß zwischen dem Verhalten von Gletschern (Massenbilanz und Längenänderungen) und dem Klima bzw. der Witterung ein enger Zusammenhang besteht (z.B. Kuhn, 1981). Leider reichen die ältesten einigermaßen verläßlichen Meßreihen von Temperatur und Niederschlag nicht sehr weit in die Vergangenheit zurück (wie weit, hängt davon ab, was man unter "verläßlich" versteht). Deutlich älter sind Aufzeichnungen über historische Gletscherstände, vor allem für Gletscher, die mit ihren Vorstößen den Siedlungsraum des Menschen beeinflußt oder gar bedroht bzw. zerstört haben. Daher liegt es nahe, zu versuchen, mit Hilfe der Gletscherbeobachtungen Rückschlüsse auf das damals herrschende Klima zu ziehen. Direkt gemessene Daten der Temperatur, des Niederschlags und des Abflusses sowie des Massenhaushaltes und der Gletscherausdehnung gibt es für Tirol (Hintereisferner) seit 1953. Für den Zeitraum davor bis ca. 1850 existieren von mehreren Zeitpunkten Gletscherkarten, mit denen die Volumenänderungen der Gletscher in verschiedenen Zeitabschnitten bestimmt werden können. Auch meteorologische Daten sind aus dieser Zeit verfügbar. Zwischen 1600 und 1850 gibt es mit Ausnahme von wenigen Temperaturreihen von entfernt gelegenen Stationen keine direkten meteorologischen Messungen mehr, es müssen hier Proxydaten der Temperatur (historische Aufzeichnungen, Pollenprofile, Baumringchronologien etc.) verwendet werden. Moränen, historische Dokumente und Bilder geben Hinweise auf frühere Gletscherstände. Für die Zeit vor 1600 gibt es nur mehr sehr wenige Gletscherbeobachtungen, und auch die Temperaturdaten werden immer unzuverlässiger.

Ziel dieser Arbeit war es, mit Hilfe eines Gletscher-Klima-Modells und der oben beschriebenen Daten die Klima- und Gletschergeschichte Tirols so vollständig wie möglich zu rekonstruieren, wobei verständlicherweise die Genauigkeit von der Menge und Qualität der verfügbaren Daten abhängig ist. Je weiter man zeitlich zurück geht, desto bescheidener müssen die Ansprüche werden und desto einfacher muß das verwendete Modell sein. Im Laufe der Arbeit stellte sich heraus, daß es vermessen wäre, einen Gletscher modellieren zu wollen, von dem weder Massenbilanzdaten noch Eisdickenmessungen zur Verfügung stehen. Daher beschränkt sich die vorliegende Arbeit im wesentlichen auf den Hintereisferner, der sicher der bestuntersuchte Gletscher Tirols ist.

Die Grundidee ist dabei folgende: Die Gletscher bzw. ihre Moränen alleine liefern keine befriedigende Information über das vergangene Klima, sie geben lediglich

den Zeitpunkt von Gletscherhochständen an, man weiß weder, *wie* kühl bzw. feucht es nun eigentlich war, noch erfährt man irgendetwas über den Zeitraum *zwischen* zwei Hochständen. Gelingt es nun, mit einem Fließmodell den Gletscher für die Zeit, in der ausreichend Klimadaten vorhanden sind, korrekt zu modellieren, sollten sich mit Hilfe von Modell und Proxydaten Klimagrößen für frühere Zeiten abschätzen lassen. Wäre es z.B. möglich, für die Zeit vor 1850, für die es keine Niederschlagsdaten mehr gibt, mit Temperatur- und Baumringdaten den Gletscher korrekt zu modellieren, könnte daraus eine Abschätzung für den Niederschlag in dieser Zeit abgeleitet werden. Erst die Kombination von dynamischem Fließmodell und Proxydaten machte also eine quantitative Aussage möglich.

Eine Prognose des zukünftigen Verhaltens des Gletschers ist **nicht** möglich, da es bis heute keine glaubwürdigen Klimaprognosen gibt. Das Modell kann jedoch dazu verwendet werden, einige andere interessante Fragestellungen zu untersuchen, wie etwa:

Wie weit befindet sich der Gletscher von einem Gleichgewichtszustand entfernt?

Wie lange dauerte es, bis der Gletscher bei gleichbleibender Bilanz (z.B. Mittel der letzten zehn oder zwanzig Jahre) im Gleichgewicht wäre?

Welche Bilanzen bzw. Zeiträume wären notwendig, um den Gletscher wieder vorstoßen zu lassen?

2. Tirols Gletscher und Klima im Holozän

2.1 Vom Ende der Eiszeit bis zum Beginn der historischen Aufzeichnungen

Bis vor wenigen Jahrzehnten war die verbreitete Lehrmeinung, daß nach Ende der letzten Eiszeit rund 6000 Jahre lang sehr günstige Klimabedingungen geherrscht hätten, man sprach von der "Postglazialen Wärmezeit". Vegetations- und Schneegrenzen seien 400 bis 500m höher gelegen als heute und die Gletscher nahezu ganz abgeschmolzen. Nach dem Höhepunkt der Wärmezeit vor 3000 Jahren sei im ersten Jahrtausend vor Christus (Eisenzeit) ein starker Klimasturz erfolgt. Eine weitere, kürzere Warmphase wurde als mittelalterliches Klimaoptimum bezeichnet. (Patzelt, 1980) Aus dieser Sicht ist es verständlich, daß die schon historisch belegte Kaltphase mit Gletscherhochständen zwischen 1600 und 1850 "Kleine Eiszeit" genannt wurde.
(Der Begriff "Kleine Eiszeit" geht zurück auf Matthes (1939, in Grove 1988), der darunter die letzten 4000 Jahre verstand, in denen eine "mäßige Vergletscherung" vorherrschte. In der Literatur ist dieser Term inzwischen weit verbreitet, bezieht sich aber nur noch auf die Zeit von ungefähr 1550 bis 1850 (Grove, 1988). Wenn man bedenkt, daß es während der sogenannten "Kleinen Eiszeit" durchaus auch warme Phasen gegeben hat und außerdem bereits vorher während des Holozäns mehrere ähnlich kalte Phasen aufgetreten sind (vgl. unten), ist der Begriff "Kleine Eiszeit" auf jeden Fall mit Vorsicht zu verwenden.)
Neuere, interdisziplinäre Untersuchungen (Botanik, Meteorologie, Glaziologie, Geophysik) haben ein von dieser Vorstellung ziemlich verschiedenes Bild ergeben:
Schon spätestens vor 9500 Jahren hatten die Gletscher ihre heutige Größenordnung erreicht. Die Waldgrenze befand sich in der Höhe, in der sie heute liegen würde, wenn der Mensch nicht eingegriffen hätte. Seitdem gab es immer wieder Gletscherschwankungen, die alle nur eine relativ kleine Amplitude hatten (Größenordnung ähnlich wie zwischen 1600 und 1850). Schnee- und Waldgrenzen schwankten dabei nie um mehr als 200 bis 250m (Patzelt, 1980). Die Vorstöße waren relativ plötzlich und schnell, wobei jeder Haupt-Vorstoß mehrere kleine Schwankungen beinhaltete. Daß die verschiedenen Vorstöße im Holozän alle ungefähr die gleiche Größenordnung besaßen, ist wohl der Hauptgrund dafür, daß die Vorstöße vor der sogenannten "Kleinen Eiszeit" bis vor relativ kurzer Zeit nicht bekannt waren (Grove, 1988).

Abb. 2.1.1 zeigt die Sommertemperatur des Alpinen Spät- und Postglazials, abgeschätzt nach den Schwankungen der Wald- und Schneegrenze, dargestellt als Abweichung von gegenwärtigen, längerfristigen Mittelwerten. (Aus Patzelt, 1980)
Neue Erkenntnisse brachten Pollenprofile (Höhe der Waldgrenze), geomorphologische Untersuchungen (Moränen) und Datierungen von alten Baumstämmen, die vom Gletscher überfahren worden sind, u.ä. (z.B. Patzelt 1973, Patzelt 1972, Patzelt und Bortenschlager 1969,1973, Heuberger 1977, Furrer et al. 1978)
Während man die kalten Phasen anhand der Gletscherhochstände (Moränen etc.) relativ gut bestimmen kann, ist dies bei den Warmphasen äußerst schwierig. Der im September 1991 am Tisenjoch in 3200m ausgeschmolzene "Homo tirolensis", auch liebevoll "Ötzi" genannt, liefert wertvolle Klimainformationen. Man kann annehmen, daß vor ca. 5300 Jahren Gletscherausdehnung und Klimaverhältnisse ähnlich wie heute waren. In der Zwischenzeit kann die Eisbedeckung nie geringer gewesen sein als heute, da sonst die Mumie nicht so gut erhalten sein könnte. (Patzelt, 1993)
(Daß sich die Gletscher auch nach diesem Tiefstand später ("Kleine Eiszeit") wieder so prächtig entwickeln konnten, ist ein Trost für den besonders seit den 80er Jahren mit den Gletschern leidenden Glaziologen.)

2.2 Vom Beginn historischer Aufzeichnungen bis heute

Für die Zeit vor der Klimaverschlechterung, die in der zweiten Hälfte des 16.Jhdts begann und zu Beginn des 17.Jhdts ihren Höhepunkt erreichte, gibt es kaum Hinweise über die Gletscher in Tirol. Beschränken wir uns zunächst auf unser engeres Untersuchungsgebiet, das Ötztal. Abb.2.2.1 zeigt das betrachtete Gebiet, das Ende des Ötztals, das sich in Rofental und Gurgler Tal teilt (Grove,1988). Der Hintereisferner, heute einer der bestuntersuchten Gletscher überhaupt, wird in älteren Dokumenten kaum erwähnt, weil er relativ abgelegen ist und nie den Siedlungsraum des Menschen beeinflußt hat. Anders dagegen der benachbarte Vernagtferner, der mit seinen wiederholten, plötzlichen starken Vorstößen, sogenannten "Surges", immer wieder die Aufmerksamkeit auf sich gezogen hat. Für das Ende des 16.Jhdts ist er der einzige Gletscher der Ostalpen, für den es detaillierte Informationen gibt. Da ein Surge im allgemeinen nicht direkt an Klimaänderungen gekoppelt ist, können aus den Vorstößen des Vernagtferners nicht viele Klimainformationen gewonnen werden, auch wenn die Vorstöße meistens

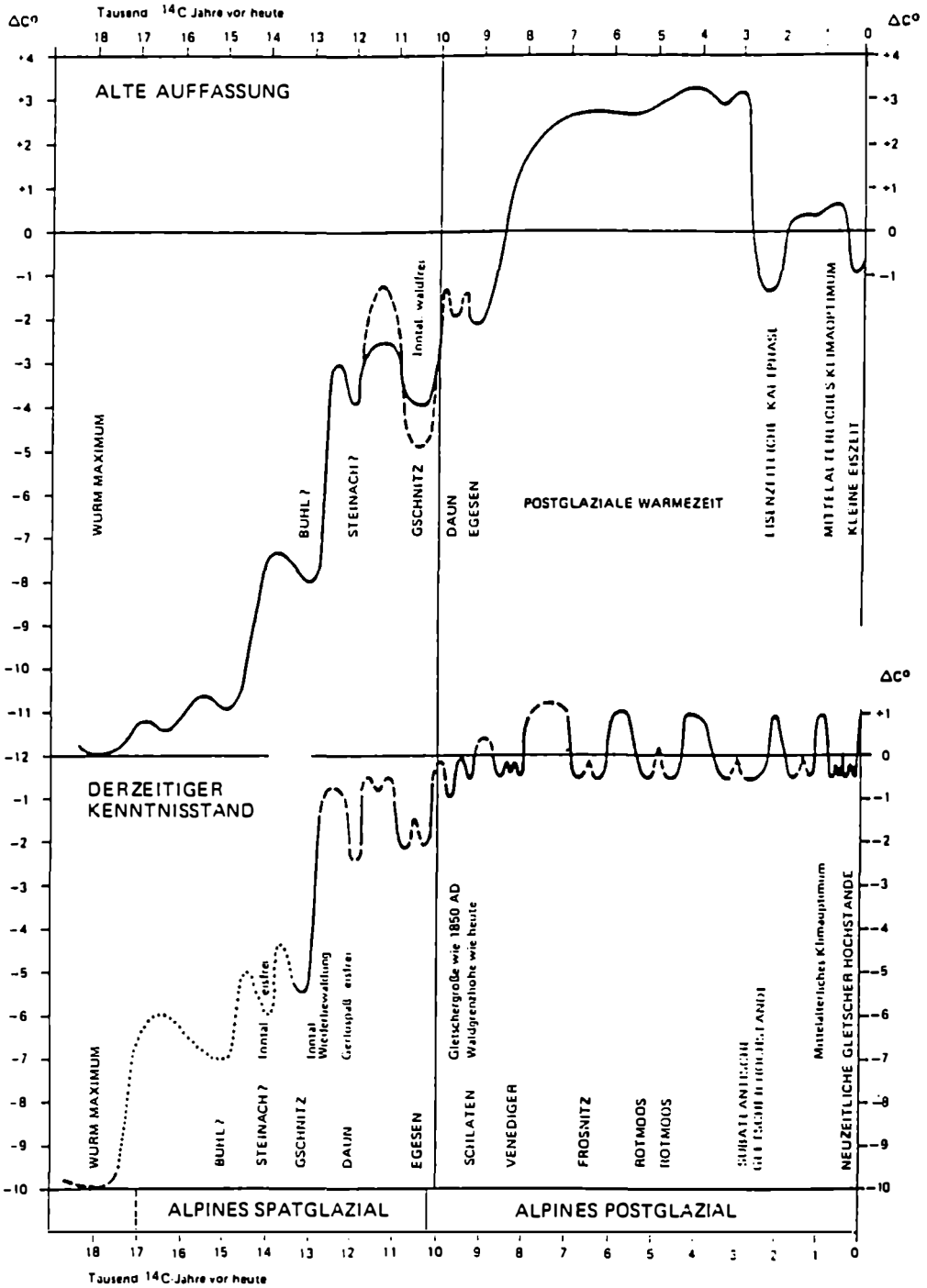


Abb.2.1.1: Sommertemperatur des Alpinen Spät- und Postglazials, abgeschätzt nach den Schwankungen der Wald- und Schneegrenze. Dargestellt als Abweichung von gegenwärtigen längerfristigen Mittelwerten (aus:Patzelt. 1980)

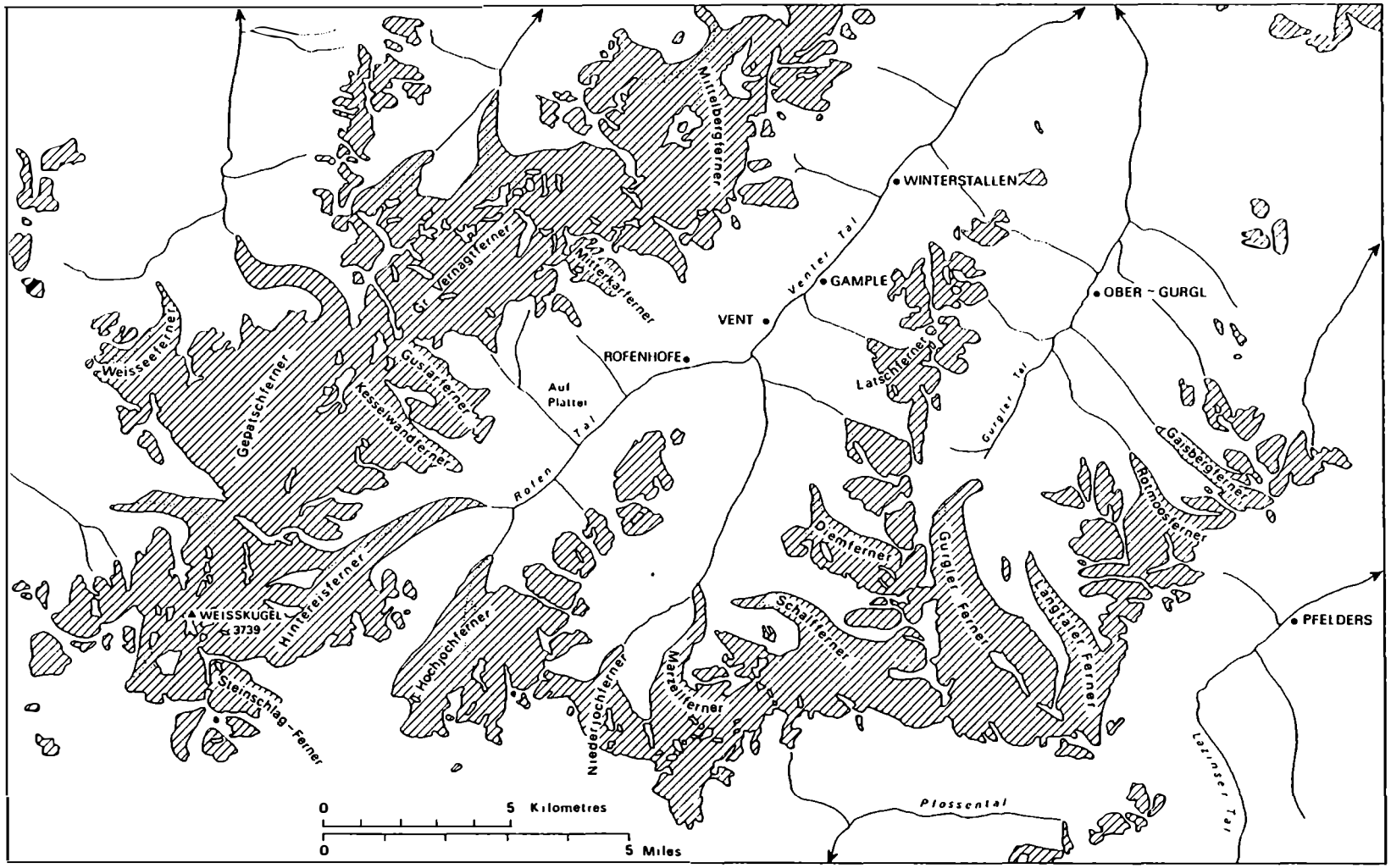


Abb.2.2.1: Die Gletscher der Ötztaler Alpen
(nach AV-Karte, Blatt Gurgl und Weißkugel/Wildspitze, aus Grove, 1988)

(nicht immer!) parallel zu den Vorstößen "normaler" Gletscher verliefen. Dennoch ist der Vernagtferner sehr hilfreich, da sein Verhalten immer wieder sehr genau beschrieben wurde und sich in den ausführlichen Berichten über ihn immer wieder auch Hinweise auf die benachbarten Gletscher finden. Bei seinen Vorstößen schloß er nämlich das Rofental ab, wodurch die oberhalb liegenden Bäche des Hintereis-, Kesselwand- und Hochjochferners zu einem großen See aufgestaut wurden, der mehrmals ausbrach, was katastrophale Überschwemmungen zur Folge hatte. Der Hintereisferner wurde in einem solchen Bericht zum ersten Mal im Jahre 1601 erwähnt: "der hinder große eisferner" (Richter, 1892)

Im Zusammenhang mit dem Ausbruch des Rofensees im Jahr 1600 wird ein anderer See genannt, der von einem Gletscher aufgestaut worden war und ausbrach (Richter, 1892). Es kann sich dabei nur um den Gurgler Eissee, den See im Langtal (Seitental des Gurgler Tales), gehandelt haben, der vom Gurgler Ferner aufgestaut wurde, als dieser bei seinem Vorstoß das Langtal abschloß. Da der Gurgler Ferner nicht surgt, sondern ein ganz normales Fließverhalten hat, bedeutet dies aber, daß schon vor 1600 die Gletscher im Ötztal vorgestoßen waren.

1678 brach erneut der vom Vernagtferner aufgestaute Rofensee aus, was verheerende Folgen für das gesamte Ötztal hatte, ebenso 1680. Über die anderen Ötztaler Gletscher wird aus diesem Zeitraum nichts berichtet.

1717 staute der Gurgler Ferner erneut den Gurgler Eissee auf (Richter, 1891 und Sonklar, 1860). Der Gletscher soll schon während ungefähr vierzig Jahren davor im Vorstoß begriffen gewesen sein (Richter, 1892). Über den Beginn dieses Vorstoßes und das Verhalten des Gurgler Ferners im 17.Jhd. ist leider nichts bekannt. Der See brach aus, ohne größere Schäden anzurichten. Der Vernagtferner surgte in diesem Zeitraum *nicht*. Um 1750 sollen sich die Ötztaler Gletscher im Rückzug befunden haben (Stotter, 1846). In den 1770er Jahren waren Vernagt- und Gurgler Ferner vorstoßend. 1769 wurde der Gurgler Eissee, 1771 der Rofensee wieder aufgestaut. Diesmal gab es keinen katastrophalen Ausbruch des Sees.

Abb.2.2.2 zeigt den Gurgler Ferner im Jahr 1888 (zur Zeit eines ähnlichen Hochstandes) (Richter, 1892). Man erkennt deutlich, wie der Gurgler Ferner das Langtal abschließt und den Gurgler Eissee aufstaut. In Abb.2.2.3 ist der Rofensee im Jahr 1772 dargestellt. Sie stammt aus dem Buch "Nachrichten von den Eisbergen in Tyrol" von Josef Walcher (Walcher,1773).

Für den Hintereisferner kann man in dieser Zeit nur aus alten Abbildungen auf den damaligen Zungenstand schließen. Nicolussi (1990) versuchte in seiner Dissertation, auf diese Weise die Zungenstände des Hintereisferners so genau wie möglich zu bestimmen. Eine Abbildung im Bericht eines Kapuzinerpaters über den Vorstoß des Vernagtferners zeigt den Hintereisferner 1681 deutlich hinter dem Zusammenfluß

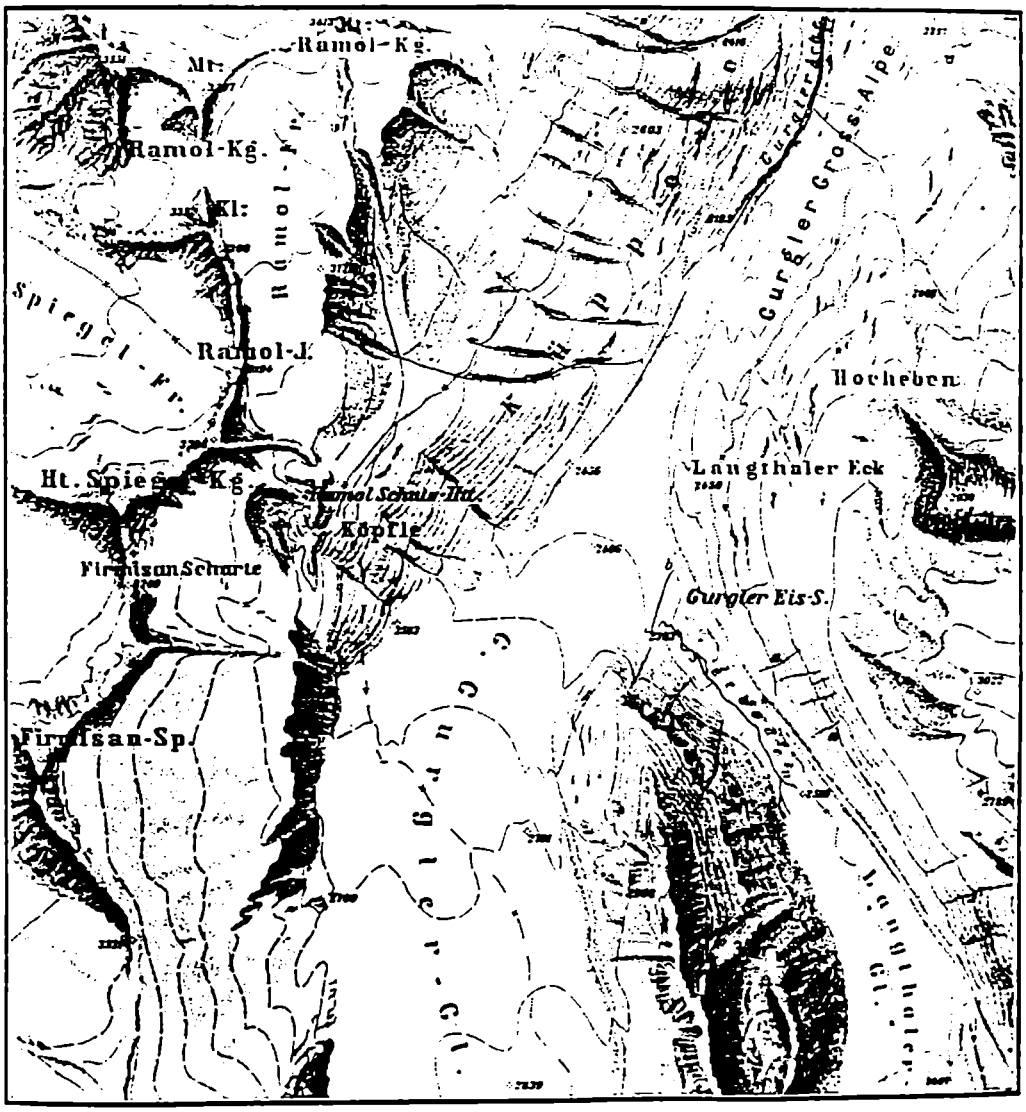


Abb.2.2.2: Der Gurgler Ferner 1888
(aus Richter 1892, in Grove 1988)

von Hochjochfernerbach und Hintereisbach. Nicolussi schließt daraus, daß der Hintereisferner vermutlich damals eine ähnliche Ausdehnung wie um 1920 hatte. Man muß dabei jedoch bedenken, daß diese und auch die späteren Abbildungen alle den Vernagtferner, der ja bedrohend und daher von enormer Bedeutung war, darstellten, während der Hintereisferner nur eine unwichtige Nebensache war. Dazu kommt, daß die Gletscherzunge möglicherweise schuttbedeckt war und ihre wahren Dimensionen aus diesem Grund vielleicht nicht erkannt wurden. Daher ist nicht auszuschließen, daß der Hintereisferner in Wirklichkeit nicht immer so klein war, wie er dargestellt wurde. Weiters muß man bedenken, daß diese Abbildungen nur

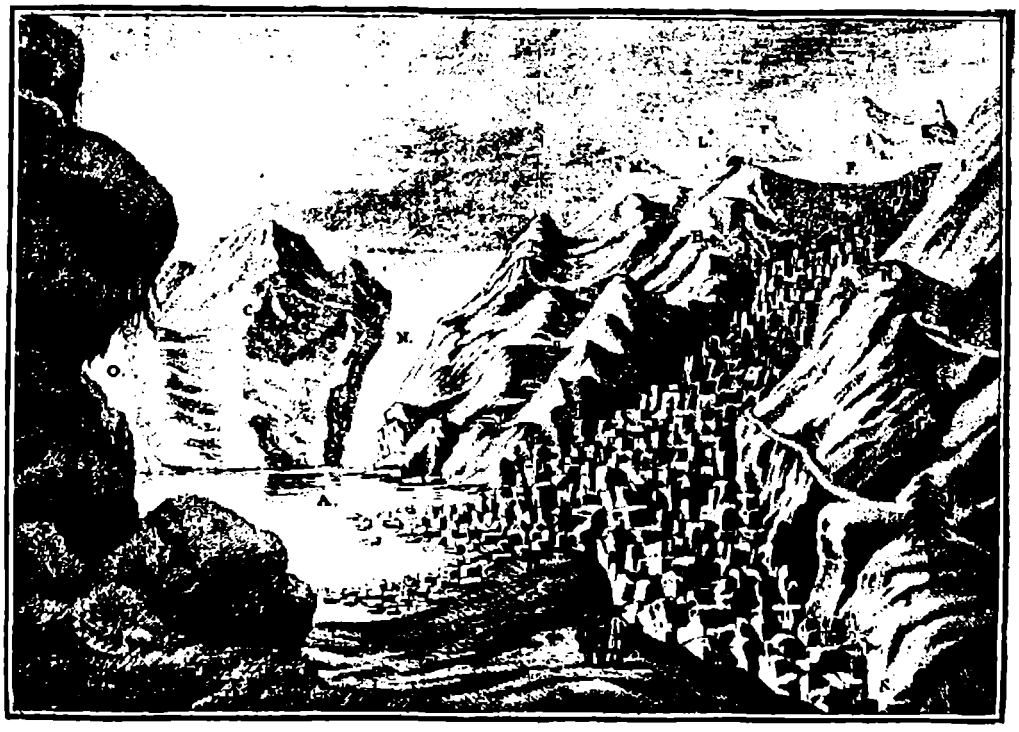


Abb.2.2.3: Der Rofensee am 16.8.1772
(N: Hintereisferner, O: Hochjochferner)
(aus Walcher 1773, in Hoinkes 1969)

einen einzigen Zeitpunkt darstellen und man von diesem nicht unbedingt auf die Zeit einige Jahre später schließen kann. Wenn der Hintereisferner etwas langsamer reagiert hat als der Vernagtferner, würde dies zu großen Fehlschlüssen führen.
Im Atlas Tyrolensis von Peter Anich und Blasius Hueber (Anich u. Hueber, 1774) ist die Vergletscherung des Ötztales nur sehr ungenau eingezeichnet. Die Zunge des Hintereisferners ist als solche kaum zu erkennen. Es befindet sich lediglich im unteren Bereich zwischen den beiden Gletscherteilen, die man als Hintereisferner und Kesselwandferner interpretieren muß, eine Einbuchtung, wobei "HEF" und "KWF" durch einen Bach verbunden sind. Nicolussi folgert daraus, daß Kesselwandferner und Hintereisferner um 1760/63 deutlich voneinander getrennt waren und der Hintereisferner noch etwas kleiner als 1681 war. Die Zunge habe ca. 900m hinter dem neuzeitlichen Maximalstand gelegen. Diese Interpretation ist

aufgrund der erwähnten Ungenauigkeit ebenfalls mit großer Vorsicht zu betrachten. Es könnte auch sein, daß Anich einen Schmelzwasserbach auf dem möglicherweise schuttbedeckten Kesselwandferner gesehen und daher die Gletschergrenzen nicht genau erkannt hat.

Um 1820 stießen die Gletscher erneut vor, zunächst im allgemeinen nur in relativ geringem Ausmaß. Lediglich der Hintereisferner erreichte schon 1818 ein Maximum (Schlagintweit und Schlagintweit 1850, in Grove 1988). Götsch (1862, in Nicolussi, 1990) berichtet über die Zerstörung der Nöderschafhütte durch einen Vorstoß des Hintereisferners 1816-18. Die Franziszeische Landesaufnahme 1817 zeigt das Ende des Gletschers ca. 110m von seinem neuzeitlichen Maximalstand entfernt (Nicolussi, 1990).

1847 lag das Ende des Hintereisferners rund 140m hinter dem Maximum von "1850", somit auch etwas hinter dem Stand von 1817, d.h. zwischen 1818 und 1846 muß es eine Rückzugsperiode gegeben haben. Zwischen 1849 und 1852 ist über den Hintereisferner nichts bekannt. 1853-55 stieß der Gletscher wieder vor (Götsch, 1862). Nach Sonklar (1860) war der Hintereisferner auch 1856 noch im Vorstoß begriffen. Über das Ende des 1850er Vorstoßes, bzw. über den Beginn des Rückzugs gibt es keine Nachricht. Der Vernagtferner ging zwischen 1822 und 1840 zurück. Beim darauffolgenden Vorstoß wurden erstmals Messungen der Zungenstände durch Nikodemus Klotz (Rofenbauer und Gamsjäger) durchgeführt. In der Zeit vom 19.5. bis 1.6.45 z.B betrug der Vorstoß des Vernagtferners 12,5m/d (Stotter 1846). Am 13.6.45 brach der Rofensee erneut aus, wobei im Ötztal große Schäden auftraten. Zwischen Vent und Umhausen waren 9/10 der Straße unpassierbar, von einundzwanzig Brücken blieben nur drei unzerstört. Die Flutwelle benötigte 22h für die Strecke Vent-Innsbruck. Der letzte Ausbruch des Sees fand im Jahr 1848 statt (Hess, 1918). Abb.2.2.4 zeigt den bereits deutlich vorgestoßenen Vernagtferner im Frühsommer 1844 (Hoinkes, 1969). Abb.2.2.5 beschreibt den Vorstoß des Vernagtferners 1843-1845 (Frignet, 1846, in Grove, 1988, und Stotter, 1846).

In der Mitte des 19.Jahrhunderts stießen alle Gletscher deutlich vor. Marzell-, Mutmal- und Schalfferner flossen zusammen ins Niedertal (vgl.Abb.2.2.6, Grove, 1988)), der Gurgler Ferner floß deutlich am Langtal vorbei, wobei der See jährlich ausbrach (Schlagintweit und Schlagintweit, 1850, in Grove, 1988). 1844/45 reichte die vereinigte Zunge von Hintereis- und Kesselwandferner bis ins Rofental außerhalb des Hochjochbaches (Stotter, 1846). Eine Notiz von Erzherzog Johann im Jahre 1846 beschreibt "die Ferner hier, namentlich der im hinteren Eis, im Vorrücken" (Zwiedniceck-Südenhorst, H.v., 1903).

Abb.2.2.4: Der Vernagtferner im Frühsommer 1844
(nach einem Aquarell von Thomas Ender, in Hoinkes, 1969)

1847 begannen die Brüder Schlagintweit die wissenschaftlichen Forschungen am Hintereisferner. Sie erstellten u.a. eine Karte der Ötztaler Gletscher, die in Abb.2.2.7 dargestellt ist. Auf ihr ist auch der Rofensee, hier mit Vernagtsee bezeichnet, zu erkennen (Schlagintweit und Schlagintweit, 1850)
Zwischen 1850 und 1890 gibt es nicht sehr viele Berichte über die Gletscher. Von 1850 bis etwa 1964 verloren die Gletscher an Volumen, obwohl kleinere Vorstoßperioden auftraten. Seit 1874 wurden auf Anregung von Richter die Zungenstände verschiedener Gletscher gemessen, ab den 1890er Jahren übernahm der DuÖAV diese Aufgabe, wobei die Zahl der vermessenen Gletscher von Jahr zu Jahr schwankte. Die einzelnen Gletscher gingen sehr unterschiedlich stark zurück, z.B. beim Gurgler Ferner änderte sich der Zungenstand zunächst kaum, aber die Oberfläche sank seit der Mitte des letzten Jahrhunderts bis 1883 20-25m ein. Im gleichen Zeitraum ging der Mittelbergferner um 880m (!) zurück (Grove, 1988).
Den Hintereisferner sieht man auf dem Kreuzspitz-Panorama von Engelhardt und Jordan aus dem Jahr 1869 nur wenig eingesunken, der Vernaglwandferner (ein ehemaliger Seitengletscher) ist noch mit dem Hintereisferner verbunden. Im Jahre 1870 reichte das Gletscherende noch bis unter die Rofenberghütte. Der Rückgang gegenüber dem 1850er Stand beträgt nur rund 50m (Nicolussi, 1990). Der Rückzug

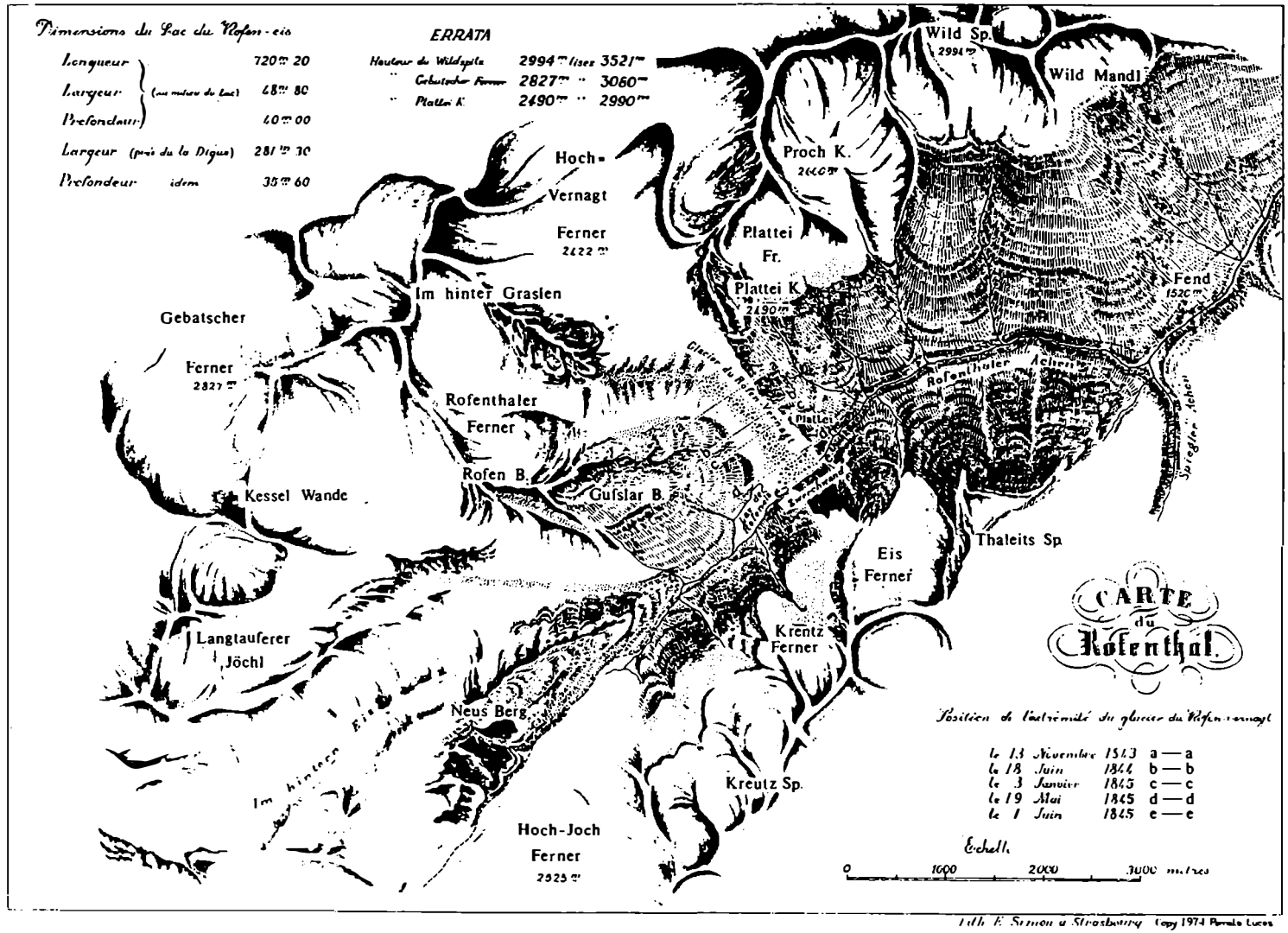


Abb.2.2.5: Der Vorstoß des Vernagtferners 1843-1845
(Frignet 1846 und Stotter 1846, in Grove 1988)

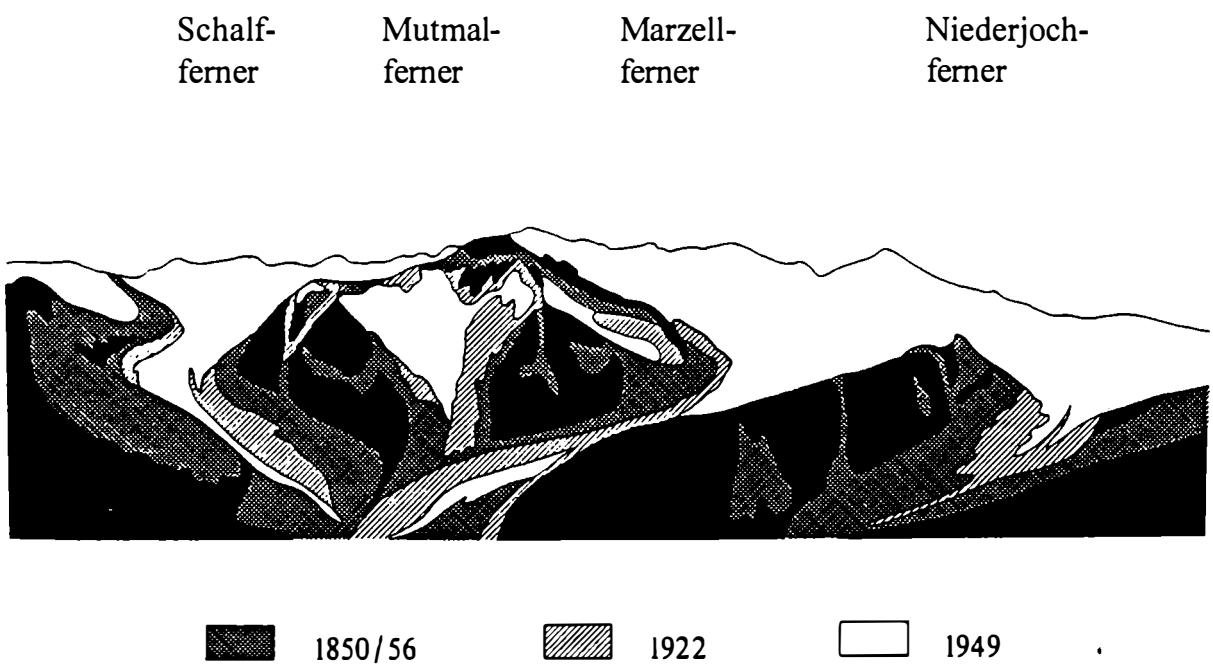


Abb.2.2.6: Eisausdehnung von Schalf-, Mutmal-, Marzell- und Niederjochferner zwischen 1850 und 1949
(aus Grove 1988, nach Rohrhofer 1953-4)

zeigt sich hauptsächlich in einer Verminderung der Eismächtigkeit, weniger in einer Längenabnahme. Zwischen 1870 und 1883 betrug der jährliche Rückgang im Durchschnitt weniger als 10m. Eine neue Karte von 1888 zeigt die Zunge dann bereits 470m hinter der neuzeitlichen Hochstandsmoräne. Zwischen 1883 und 1888 ging der Gletscher im Mittel jährlich um ca. 64m zurück. Der starke Rückgang kommt dadurch zustande, daß das Rofental im Vorfeld des Hintereisferners nur eine geringe Neigung hat und. nachdem zuerst nur die Eisdicke abgenommen hatte, der Rückgang der Zunge dadurch dann sehr schnell erfolgte. Auch in den folgenden Jahren bis 1916 ging der Hintereisferner weiter zurück, es existieren allerdings nur für die Jahre um 1890 einige wenige Längenmessungen. 1894 wurde eine Karte im Maßstab 1:10000 aufgenommen. 1892 lag der HEF zum ersten Mal wieder hinter dem Bach des Hochjochferners, im Minimum 690m hinter dem Höchststand von 1850. In den 1890er Jahren verlangsamte sich der Rückzug, 1916 erreichte er ein

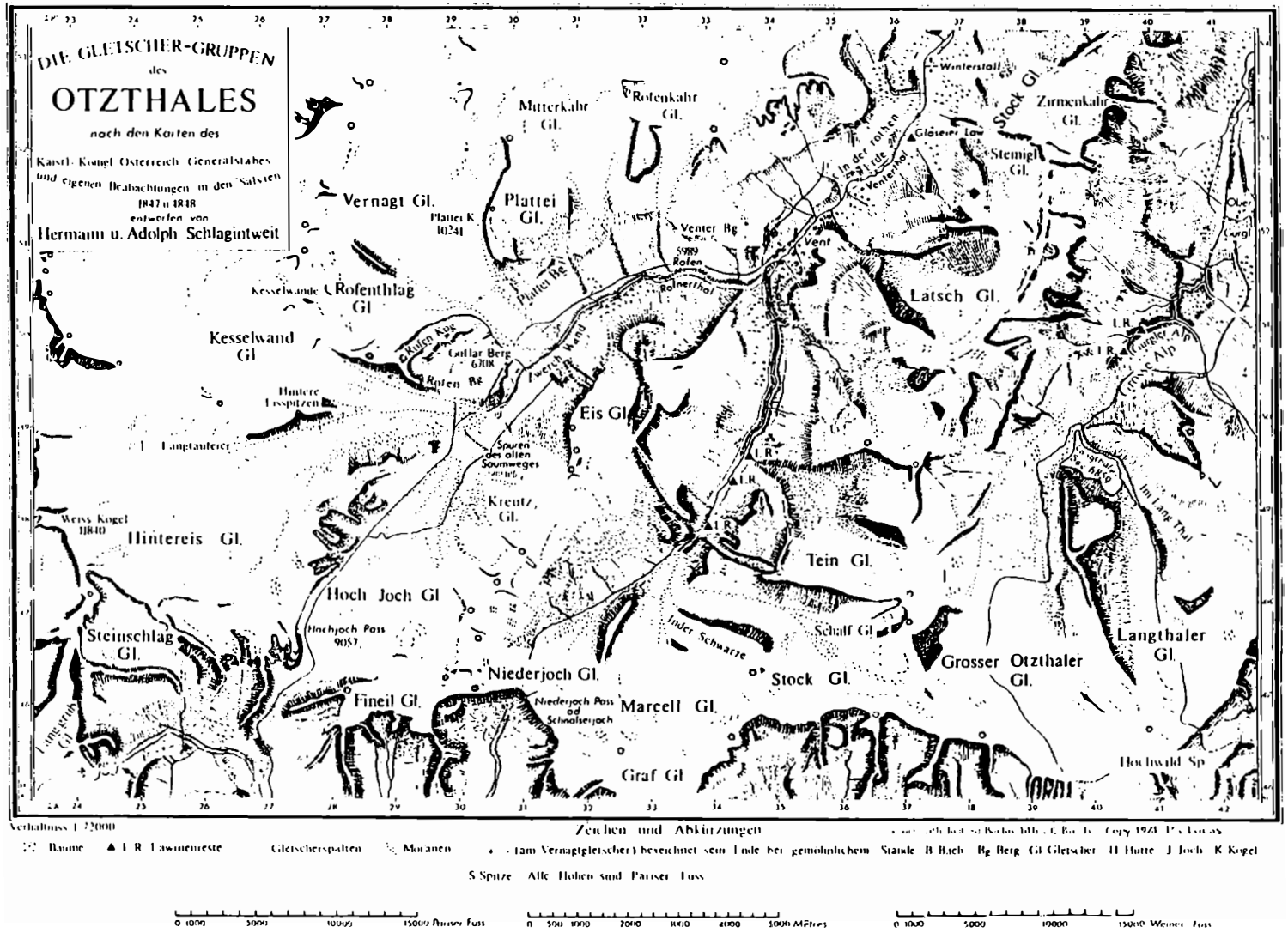


Abb.2.2.7: Die Karte der Gebrüder Schlagintweit 1850
(Schlagintweit und Schlagintweit 1850, in Grove 1988)

a)

b)

Abb.2.2.8 a) Der Zusammenfluß von Hintereis- und Kesselwandferner um 1895. Die rechte Seitenmoräne des Kesselwandferners vom Hochstand um 1850 ist als Schuttwall mit heller Oberkante klar zu erkennen.

b) Hintereis- und Kesselwandferner im Jahre 1929, der Aufnahmestandort ist etwas zurückverlegt. Erst um die Mitte der 30er Jahre haben sich die Zungen von Hintereis- und Kesselwandferner endgültig getrennt.

c)

d)

Abb.2.2.8 c) Vom gleichen Standpunkt wie b) im Jahre 1940. Beide Gletscher sind weit zurückgeschmolzen und eingesunken, der Bach des Kesselwandferners fließt noch unter dem Hintereisferner.

d) Wie b) und c) im Jahre 1956. Die weiter zurückweichende Zunge des Hintereisferners ist gerade noch links im Bild zu erkennnen. 1894 war das Eis darüber noch etwa 190m mächtig, die Gletscherzunge ist seit dieser Zeit um 1.5km kürzer geworden. Heute ist der Hintereisferner vom Aufnahmestandpunkt nicht mehr zu sehen. Das wegen des immer noch spärlichen Bewuchses helle Moränengelände läßt die Eisbedeckung von 1850 klar erkennen.

(aus: Hoinkes, 1962)

Minimum. Im Jahr 1914 waren Kesselwandferner und Hintereisferner erstmals getrennt. Von 1917 bis 1921 stieß der Hintereisferner um 70m vor, 1922 blieb das Gletscherende stationär. Leider ist der Beginn des folgenden Rückzugs nicht genau bekannt, er muß in der ersten Hälfte der 1920er Jahre stattgefunden haben. Im Jahre 1929 lag die Zunge bereits 80m hinter dem Höchststand des 1920er Vorstoßes. Seitdem hält die Längenabnahme bis heute an. Der stärkste Rückgang ist zwischen 1938 und 1951 zu verzeichnen, 1946/47 wurde der maximale jährliche Rückgang mit 110m/a erreicht (Span, 1993, Nicolussi, 1990).
1933 waren Kesselwandferner und Hintereisferner entgültig getrennt. Abb.2.2.8a-d zeigt Hintereis- und Kesselwandferner zwischen 1895 und 1956 (Hoinkes, 1962). Die Bildfolge bedarf keines weiteren Kommentars.
Erst nach 1960 ging der Längenverlust deutlich zurück, aber auch die gletschergünstigen Witterungsverhältnisse ab Mitte der 60er Jahre, die die Gletscher

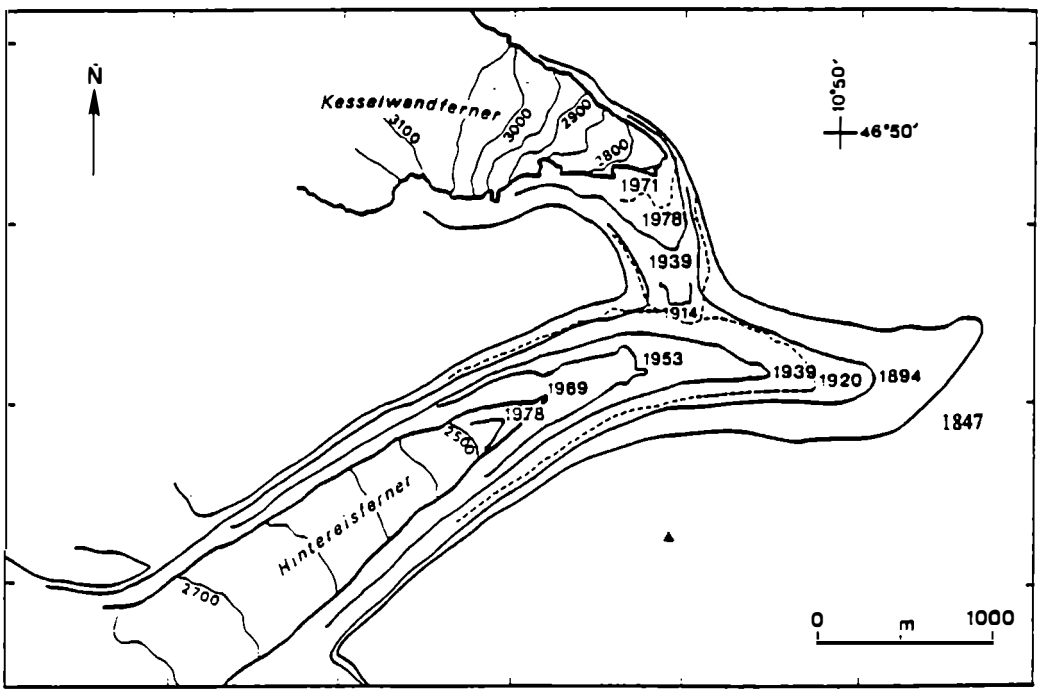


Abb.2.2.9: Zungenstände von Hintereisferner und Kesselwandferner seit 1847 (aus Kuhn et al., 1985)

"wohlig grunzen" ließen, hatten beim Hintereisferner keinen Vorstoß mehr zur Folge. Der Rückzug verlangsamte sich lediglich. In Abb.2.2.9 sind die Zungenstände von Hintereis- und Kesselwandferner seit 1847 dargestellt (Kuhn et al., 1985).

Vergleicht man das Ötztal mit der z.T. im Tiroler Grenzgebiet liegenden Venedigergruppe (Patzelt, 1973), so läßt sich eine ziemlich gute Übereinstimmung im Gletscherverhalten feststellen. Für das 17.Jahrhundert gibt es in der Venedigergruppe keine schriftlichen Überlieferungen. Im 18.Jahrhundert gab es einen Hochstand, der jedoch mit Hilfe von Moränen nicht genau datierbar ist.

Die Jahre 1812-1816 waren extrem niederschlagsreich und kühl, wodurch es zu einem raschen Anwachsen der Gletscher und einer neuen Hochstandsperiode kam. Bis 1820 war der Vorstoß rasch und kräftig, danach wurde er etwas langsamer, aber die Gletscher stießen weiterhin vor. In der Venedigergruppe wurde das Maximum 1850/55 (Untersulzbachkees erst 1860) erreicht. Anschließend begann eine Rückzugsperiode. Ende der 80er Jahre verlangsamte sich der Rückzug, einige Gletscher stießen um 1890 vor. Um die und nach der Jahrhundertwende änderten die Gletscher ihre Ausdehnung nur wenig, erst um 1915 begann ein neuer, kräftiger Vorstoß, der vermutlich in zwei Phasen stattgefunden hat. Leider verhinderte der 1.Weltkrieg die kontinuierliche Messung der Zungenstände, so daß das genaue Ausmaß des 1920er Vorstoßes nicht festgestellt werden kann. Seitdem gingen die Gletscher auch hier zurück, so daß insgesamt eine gute Übereinstimmung mit dem Verhalten der Ötztaler Gletscher festgestellt werden kann (Patzelt, 1973). Über die übrigen Tiroler Gletscher gibt es immer wieder vereinzelte Hinweise (z.B. Patzelt, 1995, Morawetz, 1940, Stolz, 1928, Kinzl, 1929), die sich im großen ganzen gut in das Gesamtbild einfügen.

Tab.2.1 gibt einen Überblick über die verfügbaren Informationen zu Gletscherschwankungen in den letzen Jahrhunderten, zum Vergleich sind auch die Westalpen-Gletscher hinzugefügt.

Hintereisferner	Vernagtferner	Gurgler Ferner	Ostalpen sonst.	Unt. Grindelwaldgl.	Westalpen sonst.	Klima Pfister
			1595 Vermuntgletscher (Silvretta) vorstoßend (*Ladurie, 1971*) 1601 Gletscher im Schnalstag vorstoßend (*Richter, 1891*)	1580-1600 vorstoßend 1588 GG überfährt seine bisherige Endmoräne (*Ladurie, 1971*)	1589 Allalingletscher staut Mattmarksee, Ausbruch 8.Sept. 1594-98 Ruitorgletscher staut See auf, Ausbruch (*Ladurie, 1971*) (nach *Richter, 1891*, See bis 1606) 1595 Gietrozgletscher vorstoßend (*Richter, 1891*)	1584-97 sehr nasse Sommer 1565-1601 allgemein zu kalt
um 1600 vermutlich ähnlich wie um 1850	um 1600 Surge (1599 Bildung des Rofensees, 1600 Seeausbruch) (*Hoinkes, 1969*)	1600 Gurgler Eissee	Gradezkees: Vorstoß Anfang 17.Jhdt. Hochstand Anfang oder 1.Hälfte 17.Jhdt. (*Patzelt, 1973*)	1600 Höchststand	um 1600 Vorstoß der Gletscher bei Chamonix, Zerstörung einiger Dörfer (Argentiere) (*Ladurie, 1971*)	
				1602 Rückzug aber 1620 noch immer nahe der Endmoräne (*Ladurie, 1971*)	1610 Zerstörung von La Rosière Glacier des Bossons deutlich vorstoßend (*Ladurie, 1971*)	1602 sprunghafter Temperaturanstieg (Wärmeschock)
1681 wie 1920? (*Nicolussi, 1990*)				1625-40 Vorstoßperiode (*Messerli et al, 1978*)	1628-30 Vorstoß bei Chamonix 1630 Ausbruch des Ruitorsees 1620,26,29,30,33: Ausbrüche des Mattmarksees (Allalingl.) 1636 Zermattgletscher (Bies- oder Weisshorngletscher) bei Randa stark vorstoßend, Eissturz (*Ladurie, 1971*)	1628 extrem kalter Sommer

	um 1678 Surge (1678,1680 Seeausbruch) (*Hoinkes, 1969*) bis 1712 Vernagtferner im Rofental (*Grove, 1988*)		1680 äußerste Moräne Fernauferner (*Ladurie, 1971*)	1640-80 Rückgang 1668 kl. Vorstoß? (*Messerli et al, 1978*)	1644 Prozession gegen die Gletscher bei Chamonix 1653 Aletschgletscher Maximum 1664 Vorstoß bei Chamonix (Mer de Glace usw.) 1679 Ruitorgletscher staut See 1680 Ausbruch Mattmark (*Ladurie, 1971*) 1677 absolutes Maximum Rhonegletscher (*Richter, 1891*)	1640-70 warme, trockene Sommer, sehr warme, trockene Herbste
		1716-18 Vorstoß (Eissee) bis mind. 1724 (*Richter, 1892*)		1705-1720 Vorstoß (*Zumbühl, 1980*)	1719, 1724/33 Ausbruch Mattmarksee (*Ladurie, 1971*)	sehr trockene Winter
1760/63 noch etwas kleiner als 1681? (*Nicolussi, 1990*, nach Anich-Karte)		1740 Gurgler Eissee (*Richter, 1892*)	1760 Hochstand des Suldengletschers (*Richter, 1891*)	bis 1735 Rückzug um 1743 Vorstoß? (*Zumbühl, 1980*) 1748-56 Rückzug (*Richter, 1891*)	1736 Eissturz bei Randa 1740/52/55 Ausbruch Mattmarksee (*Ladurie, 1971*)	1702-1730 Erwärmung
um 1780 knapp größer als um 1850 (Moränen) (*Patzelt, pers. Mitt.*)	1770er vorstoßend 1771 Rofensee 1773 Seeausbruch (*Hoinkes, 1969*)	um 1770 Gurgler Eissee 1770er vorstoßend (*Walcher, 1773, Richter, 1892*)	1770/80 Venedigergruppe Hochstand (*Patzelt, 1973*)	1768-78 Vorstoß (*Zumbühl, 1980*)	1772 Ausbruch Mattmarksee (*Richter, 1891*) um 1780 Chamonix Gletscher vorstoßend 1780 Maximum Mer de Glace (*Grove, 1988*)	1767-71 kalte Frühjahre 1764-81 kühle Herbste, niederschlagsreiche Sommer

			nach 1780 Venedigergruppe Rückzug (*Patzelt, 1973*)	1793 Talboden eisfrei (*Zumbühl, 1980*)		
1816/17 HEF vorstoßend (*Grove, 1988*) ca.1818/20 rel. Maximum	bis 1822 vorstoßend aber kein Surge, kein See bis 1840 Rückzug (*Stotter, 1846*)	1817 Im Vorrücken (*Richter, 1891*)	Venedigergruppe: ab 1810 Vorstoß, bis 1820 rasch und kräftig (*Patzelt, 1973*) 1816/17 Niederjochferner vorstoßend (*Grove, 1988*) 1816 Palügletscher vorstoßend (*Richter, 1891*) 1819 Max. Suldengl. 1820/50 Max. Alpeiner F. (*Richter, 1891*)	1814-22 Vorstoß, danach etwa gleichbleibend (*Messerli et al., 1978*)	um 1820 Gletscher bei Chamonix Höchststand (*Grove, 1988*)	1812-17 nasse, kalte Sommer, kalte Herbste und Frühjahre
1848 rel. Maximum 1855 rel. Maximum (*Richter, 1891*)	um 1845 Surge 1845,47,48 Seeausbrüche (*Hoinkes, 1969*)	Mitte des 19.Jhdts Max.	Venedigergruppe: bis 1850 weiteres Wachstum (Untersulzbachkees bis 1860) (*Patzelt, 1973*) Niederjochferner 1850 größer als 1770 1845 Niederjoch- und Schalfferner erstes Max., zweites 1856 (*Schlagintweit und Schlag.*, 1850) 1855 Maximum des Lisenser Ferners (*Richter, 1891*)	1840-55 Vorstoß (*Messerli et al., 1978*)	um 1850 Gletscher bei Chamonix Maximum, aber kleiner als 1820! (*Grove, 1988*)	1847-51 kalte Sommer 1812-60 insgesamt kalt

seitdem Rückzug		1860 Beginn des Rückgangs des Gurgler Ferners (*Richter, 1891*)	1860 Gaisbergferner, Rotmoosferner und andere Ötztaler Gletscher noch im Wachsen (*Richter, 1891*)	bis 1880 starker Rückgang (*Messerli et al., 1978*)		schneearme Winter und Sommer
			1890 Venedigergruppe: geringer Vorstoß (*Patzelt, 1973*)	1882-1898 Vorstoß (*Messerli et al., 1978*)		
	1899-1902 Surge (*Hoinkes, 1969*)		nach 1900 Venedigergruppe: weiterer, langsamer Rückzug (*Patzelt*)			
1920 Vorstoß ca 70m	kein Vorstoß um 1920! (*Hoinkes, 1969*)		ab 1915: Venedigergruppe neuer, kräftiger Vorstoß (*Patzelt, 1973*)	1917-1933 Vorstoß, bis 1922 stark, dann nur noch ganz schwach (*Messerli et al., 1978*)		
seitdem kontinuierlicher Rückgang						
kein Vorstoß!	1978-1985 Vorstoß (*Patzelt, 1987*)	kein Vorstoß	1965-80, viele Gletscher vorstoßend (1980 75% der Gl. in A und CH) (*Patzelt, 1985*)	1977/78 erstmals wieder Vorstoß (*Zumbühl und Messerli, 1980*)		

Tab.2.1: Überblick über die Gletscherschwankungen seit dem Hochstand um 1600

3.1 Physikalische Grundlagen

3.1.1 Glen's Fließgesetz

Die Kräfte bzw. Spannungen, die auf einen Würfel Gletschereis wirken, können mit Hilfe des Spannungstensors τ beschrieben werden:

$$\tau = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

Der erste Index gibt die Richtung der Kraft an, der zweite Index die Richtung der Normalen der Fläche, auf die diese Kraft wirkt (vgl. Abb.3.1.1). Der Spannungstensor ist symmetrisch.

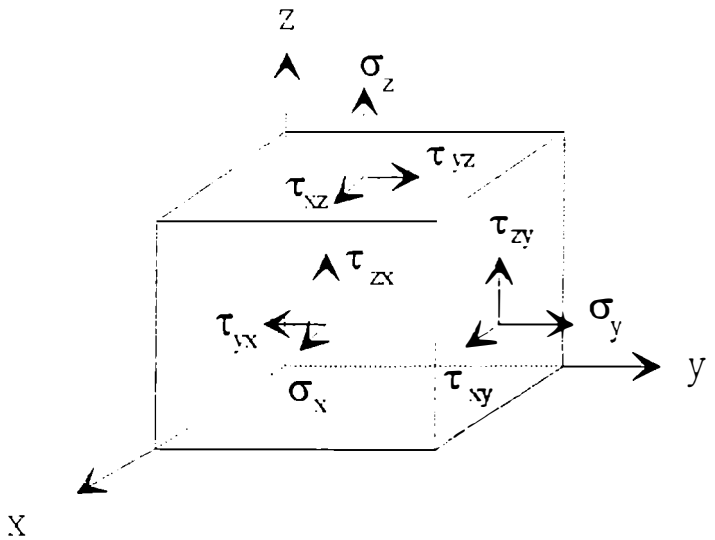


Abb.3.1.1: Normal- und Scherspannungen, die auf einen Würfel Gletschereis wirken

Analog kann die Deformationsrate (Verformung pro Zeit) des Eises mit Hilfe des Tensors $\dot{\varepsilon}$ dargestellt werden:

$$\dot{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \dot{\varepsilon}_x & \dot{\varepsilon}_{xy} & \dot{\varepsilon}_{xz} \\ \dot{\varepsilon}_{yx} & \dot{\varepsilon}_y & \dot{\varepsilon}_{yz} \\ \dot{\varepsilon}_{zx} & \dot{\varepsilon}_{zy} & \dot{\varepsilon}_z \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

Aus Experimenten im Labor und auf Gletschern (meist einachsige Kompression oder einfache Scherung) läßt sich ein empirisches Gesetz für den Zusammenhang zwischen Spannung und Deformation bestimmen:

$$\dot{\varepsilon}_{xz} = A\tau_{xz}^{n} \tag{3.3}$$

Dies ist das sogenannte Glen'sche Fließgesetz. Der Fließparameter A wird, genau wie n, empirisch bestimmt. Der gebräuchlichste Wert für n ist 3, n schwankt aber zwischen 1,5 und 4,2.
A hängt hauptsächlich von der Temperatur, aber auch von Kristallgröße und -orientierung, Verunreinigungen und möglicherweise weiteren Faktoren ab.
Da das Spannungssystem im Gletscher komplexer ist als in den einfachen Versuchen, soll ein verallgemeinertes Fließgesetz gefunden werden, das alle Spezialfälle enthält. Nye (1957) nahm dazu folgendes an: Das Eis sei homogen, isotrop und inkompressibel. Aus Experimenten folgt, daß das Fließgesetz weitestgehend unabhängig vom hydrostatischen Druck ist. Daher führt man sogenannte Spannungsdeviatoren ein, die man erhält, indem man den hydrostatischen Druck bzw. das Mittel der Normalspannungen vom Spannungstensor subtrahiert:

$$\sigma'_x = \sigma_x - \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \tag{3.4}$$

(analog für σ'_y und σ'_z, die Schubspannungen bleiben unverändert.)

Es gilt also:

$$\tau = \begin{pmatrix} \sigma'_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma'_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma'_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

mit: p: hydrostatischer Druck

$$p = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \tag{3.6}$$

Die Spannungsdeviatoren, nicht die Spannungen, verursachen die Deformation eines inkompressiblen Materials.
Aus Gl.3.4 folgt direkt:

$$\text{spur}(\sigma') = \sigma'_x + \sigma'_y + \sigma'_z = 0 \tag{3.7}$$

Es wird nun ein Fließgesetz gesucht, daß die Verformungsrate mit dem Spannungsdeviator verbindet. Experimente mit isotropem Eis haben gezeigt, daß an jedem Punkt jede Komponente der Verformungsrate proportional zum entsprechenden Spannungsdeviator ist:

$$\dot{\varepsilon}_x = F \cdot \sigma'_x; \qquad \dot{\varepsilon}_{xz} = F \cdot \tau_{xz} \tag{3.8}$$

(analog für die anderen Komponenten)

Aus Gl.3.7 folgt: $$\text{spur}(\dot{\varepsilon}) = \dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_y + \dot{\varepsilon}_z = 0 \tag{3.9}$$

Da das Fließgesetz eine physikalische Eigenschaft des Materials darstellt, muß es unabhängig vom Koordinatensystem sein. Daher muß F eine Funktion der Invarianten des Spannungsdeviator-Tensors sein:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = F(\text{spur}(\sigma'), \text{spur}(\sigma'^2), \det(\sigma'))\,\sigma'_{ij} \qquad (i,j=x,y,z) \tag{3.10}$$

Da die Spur von σ' Null ist, müssen nur die 2. und 3. Invariante betrachtet werden. Die zweite Invariante hat sich als am praktischsten erwiesen.
In der Glaziologie ist eine leicht modifizierte Version der 2. Invarianten gebräuchlich: Man definiert eine effektive Verformungsrate $\dot{\varepsilon}$ und analog eine effektive Schubspannung τ (beide Skalare!) in folgender Weise:

$$\text{Def.:} \quad 2\dot{\varepsilon}^2 = \dot{\varepsilon}_x^2 + \dot{\varepsilon}_y^2 + \dot{\varepsilon}_z^2 + 2\left(\dot{\varepsilon}_{xy}^2 + \dot{\varepsilon}_{yz}^2 + \dot{\varepsilon}_{zx}^2\right) \tag{3.11}$$

$$2\tau^2 = \sigma'^2_x + \sigma'^2_y + \sigma'^2_z + 2\left(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2\right) \tag{3.12}$$

ε und τ werden durch Drehung der Koordinaten-Achsen nicht beeinflußt.
Weiters wird angenommen:

$$\dot{\varepsilon} = A\tau^n \tag{3.13}$$

Mit Gl.3.8 folgt:

$$\dot{\varepsilon} = F \cdot \tau \tag{3.14}$$

und mit Gl.3.13:

$$F = A\tau^{n-1} \tag{3.15}$$

Aus Gl.3.15 und Gl.3.8 ergibt sich:

$$\dot{\varepsilon}_x = A\tau^{n-1}\sigma'_x \; ; \qquad \dot{\varepsilon}_{xz} = A\tau^{n-1}\tau_{xz} \tag{3.16}$$

(verallgemeinertes Fließgesetz)

(wiederum analog für die anderen Komponenten) (Paterson, 1994)

A und n wurden sowohl in Laborversuchen als auch bei Feldexperimenten bestimmt, wobei die gefundenen Werte erheblich streuen.
Bei Temperaturen unter -10°C hängt A wie folgt von der Temperatur ab:

$$A = A_0 e^{-\frac{Q}{RT}} \qquad \text{(Arrheniusbeziehung)} \tag{3.17}$$

mit: A_0 = temperaturunabhängige Materialkonstante
Q = Aktivierungsenergie für Verformung
R = 8.314 J/mol K = Gaskonstante
T = absolute Temperatur in K

In der Nähe des Schmelzpunktes nimmt A jedoch mit steigender Temperatur deutlich stärker zu als in obiger Formel. Grund ist der zunehmende Gehalt von flüssigem Wasser an den Kristallgrenzen (Iken u.Funk, 1993).
In Tab.3.1 sind verschiedene Werte für A angegeben:

Tab.3.1: Werte für den Fließparameter A in Glen's Fließgesetz (gültig für n=3)

T (°C)	A ($10^{-16}s^{-1}(kPa)^{-3}$	Methode	Literatur
0	93	Laborexperimente	Budd u. Jacka, 1989
	57	Bohrlochneigung	Raymond, 1980
	55	Schließen von Tunnels	Nye, 1953
	68	Mittel	
-2	37	Laborexperiment	Steinemann, 1958a,b
	17	Laborexperiment	Barnes et al., 1971
	13	Laborexperiment	Morgan, 1991
	27	Laborexperimente	Budd u. Jacka, 1989
	24	Mittel	
-10	3.0	Laborexperiment	Shoji u. Langway, 1987
	3.5	Laborexperimente	Budd u. Jacka, 1989
	8.7	Bohrlochneigung	Dahl-Jensen, Gundestrup, 1987
	(0.57)	Schließen von Bohrloch	Paterson, 1977
	5.3	Schelfeis	Thomas, 1973
	3.9	Schelfeis	Jezek et al.. 1985
	4.9	Mittel	

(aus Paterson, 1994)

Das Fließen von Gletschern ist so langsam, daß in Newtons zweitem Gesetz die Beschleunigungsterme vernachlässigt werden können. Die Bewegungsgleichungen reduzieren sich daher auf das Gleichgewicht zwischen den Oberflächenkräften und den Körperkräften (in diesem Fall die Gravitationskraft).
Die Ableitung der Bewegungsgleichungen wird hier der Einfachheit halber zweidimensional durchgeführt, x weist in Fließrichtung, z in die Tiefe, jede Änderung mit y wird vernachlässigt.
In Abb.3.1.2 sind die Kräfte, die auf einen Eiswürfel wirken, dargestellt.

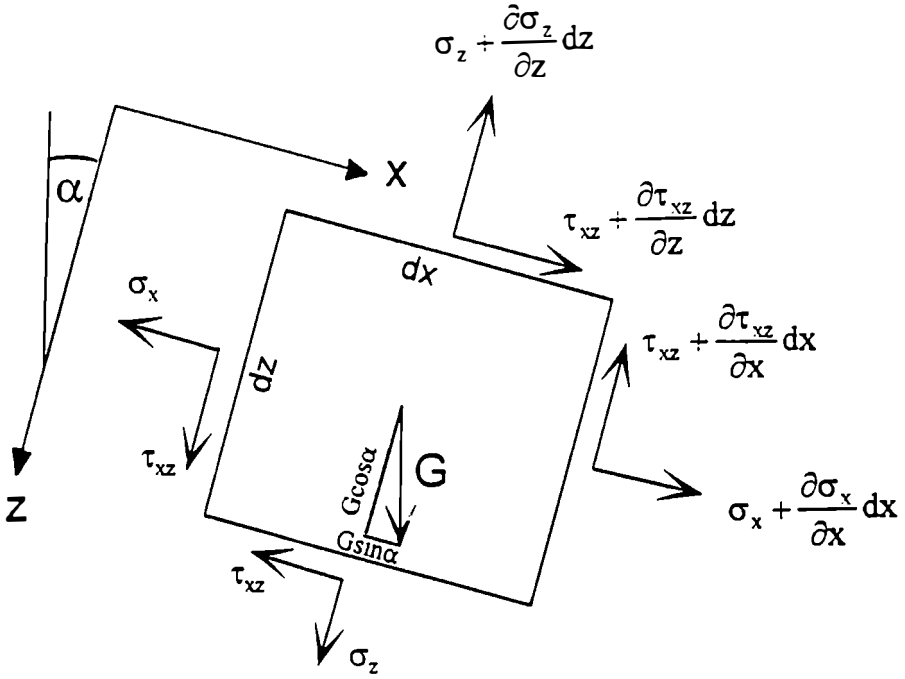


Abb.3.1.2: Zum Kräftegleichgewicht an einem Eiswürfel

Im Kräftegleichgewicht gilt:

in x-Richtung: $$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dxdz + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} dxdz + G \sin\alpha = 0 \qquad (3.18)$$

in z-Richtung: $$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} dxdz + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} dxdz + G \cos\alpha = 0 \qquad (3.19)$$

Mit G= ρgdxdz folgt:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \rho g \sin\alpha = 0 \qquad (3.20)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \rho g \cos\alpha = 0 \qquad (3.21)$$

Im dreidimensionalen Fall gilt:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \rho g_x = 0 \qquad (3.22)$$

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + \rho g_y = 0 \qquad (3.23)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \rho g_z = 0 \qquad (3.24)$$

(g_x, g_y, g_z : Komponenten der Schwerebeschleunigung)

Um die Deformation des Eises näher zu untersuchen, soll die Geschwindigkeit näher betrachtet werden. Aus der Kinematik ist bekannt, daß sich ein Geschwindigkeitsfeld aus verschiedenen reinen Bewegungstypen zusammensetzt. Man kann die Geschwindigkeit in der Umgebung eines Punktes O nach Taylor entwickeln:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_O + \mathbf{r} \cdot (\nabla \mathbf{v})_O + \text{.... Glieder höherer Ordnung} \qquad (3.25)$$

Jeden Tensor 2.Stufe kann man in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil zerlegen:

$$\mathbf{d} = \frac{1}{2}\left(\mathbf{d} + \mathbf{d}^T\right) + \frac{1}{2}\left(\mathbf{d} - \mathbf{d}^T\right) \qquad (3.26)$$

$\mathbf{d}^T$: transponierter Tensor

Also gilt:

$$\nabla \mathbf{v} = \frac{1}{2}\left(\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T\right) + \frac{1}{2}\left(\nabla \mathbf{v} - (\nabla \mathbf{v})^T\right) \qquad (3.27)$$

Mit Gl.3.25 folgt:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{r}\cdot\left(\frac{1}{2}\left(\nabla\mathbf{v} + (\nabla\mathbf{v})^T\right)\right) + \mathbf{r}\cdot\left(\frac{1}{2}\left(\nabla\mathbf{v} - (\nabla\mathbf{v})^T\right)\right) \tag{3.28}$$

$\mathbf{v}_0$ beschreibt die reine Translation, der zweite Term auf der rechten Seite von Gl.3.28 ist für die Deformation des Körpers verantwortlich, der letzte Term beschreibt die starre Rotation (Pichler, 1984).
Damit folgt für den Tensor der Deformationsrate $\dot{\varepsilon}$:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{2}\left(\nabla\mathbf{v} + (\nabla\mathbf{v})^T\right) = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \tag{3.29}$$

Zur Berechnung der Geschwindigkeit wird nun zunächst eine unendlich ausgedehnte Eisplatte betrachtet, die sich auf einer geneigten, ebenen Unterlage befindet. Das heißt, es gibt keine Spannungen in x- und in y-Richtung.
Die Bewegungsgleichungen reduzieren sich dann auf:

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = -\rho g \sin\alpha \tag{3.30}$$

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = -\rho g \cos\alpha \tag{3.31}$$

Integration von Gl.3.30 und Gl. 3.31 von der Oberfläche bis in die Tiefe z liefert:

$$\tau_{xz} = -\rho g z \sin\alpha \tag{3.32}$$

$$\sigma_z = -\rho g z \cos\alpha \tag{3.33}$$

Es gibt keine Verformung in x- und y-Richtung, d.h.:

$$\dot{\varepsilon}_x = \dot{\varepsilon}_y = 0 \tag{3.34}$$

$$\sigma'_x = \sigma'_y = 0, \text{ also auch } \sigma'_z = 0 \tag{3.35}$$

Ebenso gilt:

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = \dot{\varepsilon}_{zy} = 0 \wedge \tau_{xy} = \tau_{zy} = 0 \tag{3.36}$$

Mit Gl.3.12 folgt aus Gl.3.35 und Gl.3.36:

$$\tau^2 = \tau_{xz}^2 \tag{3.37}$$

Wir erinnern uns:

$$\dot{\varepsilon}_{xz} = A\tau^{n-1}\tau_{xz} \tag{3.16}$$

Gl.3.29 und Gl.3.32 eingesetzt in Gl.3.16 ergibt:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) = -A(\rho g z \sin\alpha)^n \wedge \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \tag{3.38}$$

Zur Berechnung der Geschwindigkeit u wird Gl.3.38 von der Oberfläche bis zum Gletscherbett integriert:

$$\int_{u(0)}^{u(H)} du = -\int_0^H 2A(\rho g \sin\alpha)^n z^n dz \tag{3.39}$$

Die Gesamtgeschwindigkeit u setzt sich aus der Deformationsgeschwindigkeit u_d und der Gleitgeschwindigkeit u_s zusammen. Der Index s steht für "sliding".
An der Oberfläche (z=0) gilt:

$$u(0) = u_s + u_d \tag{3.40}$$

Am Gletscherbett (z=H) verschwindet u_d:

$$u(H) = u_S \tag{3.41}$$

Damit ergibt sich die Deformationsgeschwindigkeit u_d:

$$u_d = u(0) - u(H) = \frac{2A}{n+1}(\rho g \sin\alpha)^n H^{n+1} = \frac{2A}{n+1}\tau_b^n H \qquad (3.42)$$

Dabei ist τ_b die Schubspannung in der Tiefe z=H (basale Schubspannung).
Für die Geschwindigkeit in der Tiefe z gilt:

$$u(z) = u(0) - \frac{2A}{n+1}(\rho g \sin\alpha)^n z^{n+1} \qquad (3.43)$$

Für die Berechnung der Deformationsgeschwindigkeit eines Talgletschers, der ja alles andere als horizontal unendlich ausgedehnt ist, wird weiterhin von laminarem Fließen ausgegangen. Nye (1965) untersuchte das Fließen von Gletschern in verschiedenen geformten Tälern. Dazu betrachtete er den Fluß durch einen Kanal mit gleichförmigem Querschnitt und konstanter Neigung α. Die x-Achse liegt an der Oberfläche an der Mittellinie, x ist positiv in Fließrichtung Die z-Achse weist normal zur Oberfläche positiv nach unten, die y-Achse zur Seite. u soll die einzige von Null verschiedene Geschwindigkeitskomponente sein und nicht von x abhängen.
Aus diesen Annahmen folgt:

$$\dot{\varepsilon}_x = \dot{\varepsilon}_y = \dot{\varepsilon}_z = \dot{\varepsilon}_{yz} = 0 \qquad (3.44)$$

Daraus folgt:

$$\sigma'_x = \sigma'_y = \sigma'_z = \tau_{yz} = 0 \qquad (3.45)$$

Ebenso gilt:

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z \qquad (3.46)$$

Mit Hilfe von Gl.3.12 folgt:

$$\tau^2 = \tau_{xy}^2 + \tau_{xz}^2 \qquad (3.47)$$

Es sei (vgl. Gl. 3.33):

$$\sigma_z = -\rho g z \cos\alpha \tag{3.33}$$

Die Bewegungsgleichungen reduzieren sich nun auf:

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = -\rho g \sin\alpha \tag{3.48}$$

Mit dem Fließgesetz (n=3) erhält man:

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} = 2A\tau^2\tau_{xy} \tag{3.49}$$

$$\dot{\varepsilon}_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} = 2A\tau^2\tau_{xz} \tag{3.50}$$

Wir haben jetzt also drei Gleichungen (3.48, 3.49, 3.50) mit drei Unbekannten (τ_{xy}, τ_{xz}, u). Dieses Gleichungssystem ist analytisch nur für den Spezialfall eines halbkreisförmigen Kanals lösbar. Nye erhielt numerische Lösungen für einen rechteckigen, halbelliptischen und parabolischen Querschnitt. Die allgemeine Lösung hat die Form:

$$\tau_{xz} = -s_1 \rho g z \sin\alpha \tag{3.51}$$

s_1 ist der sogenannte Formfaktor, mit dessen Hilfe die Reibung an den Talseiten berücksichtigt wird. Er wird so bestimmt, daß man bei Integration von Gl.3.50 die korrekte Oberflächengeschwindigkeit erhält, und ist sowohl von der Form des Querschnitts als auch vom Verhältnis Gletscherdicke zu -breite abhängig. Von den gleichen Faktoren hängt das Verhältnis von Oberflächengeschwindigkeit (in der Gletschermitte) zu mittlerer Querschnittsgeschwindigkeit, s_2, ab. (s_1 und s_2 werden von Nye in tabellarischer Form angegeben und wurden für den Hintereisferner aus den Tabellenwerten mittels Interpolation bestimmt. Für einen halbkreisförmigen Querschnitt ist s_1=0.5.)
Damit ergibt sich für die mittlere Deformationsgeschwindigkeit:

$$\bar{u}_d = s_1^3 s_2 A \tau_b^3 H \tag{3.52}$$

mit: $\tau_b = \rho g H \sin\alpha$ (basale Schubspannung, vgl. Gl. 3.42)

Die Berechnung der Gleitgeschwindigkeit erweist sich als deutlich schwieriger als die der Deformationsgeschwindigkeit. Das Gleiten eines Gletschers über sein Bett ist ein komplizierter Vorgang, der bis heute noch nicht ausreichend verstanden ist. Man versucht, den Mangel an Wissen durch zahlreiche, beliebig komplizierte Theorien auszugleichen, was aber auch nicht zu erfolgreich ist. Sicher ist nur: Nichts ist sicher.

Das Eis bewegt sich über Unebenheiten im Felsuntergrund durch eine Kombination von Regelation (s.u.) und dem sogenannten "verstärkten plastischen Fließen" (enhanced plastic flow), das aber im streng physikalischen Sinn kein wirklich *plastisches* Fließen ist: In der Umgebung von Hindernissen im Untergrund treten höhere Spannungen als im Mittel und daher auch höhere Geschwindigkeiten auf.

Auf der Bergseite eines Hindernisses wird durch den dort erhöhten Druck der Schmelzpunkt erniedrigt. Das Schmelzwasser umfließt das Hindernis und gefriert auf der unteren Seite, wo der Druck niedriger und damit der Gefrierpunkt höher ist, wieder (Regelation). Die freiwerdende Schmelzwärme wird durch Wärmeleitung durch den Fels wieder zurückgeführt und steht dann wiederum an der bergaufwärts gelegenen Seite des Hindernisses zum Schmelzen zur Verfügung. Welcher der beiden Prozesse der wirksamere ist, hängt von der Größe der Hindernisse im Gletscherbett ab. Ab einer bestimmten Größe ist die Wärmeleitung nicht mehr wirksam genug, um die Energie zurück zu transportieren.

Von großer Bedeutung für das Gleiten ist der basale Wasserdruck. Überschreitet er einen bestimmten Wert, bilden sich Hohlräume zwischen Eisunterseite und Gletscherbett, wodurch die Reibung verringert und somit die Gleitgeschwindigkeit erhöht wird. Bei ausreichender Neigung des Untergrunds findet diese Hohlraumbildung (cavitation) allerdings auch ohne den Einfluß des Wasserdrucks statt.

Keine der existierenden Theorien ist in der Lage, das Gleiten realistisch vollständig zu beschreiben. Die gebräuchlichste Formel für die Gleitgeschwindigkeit ist:

$$u_s = k \frac{\tau_b^{\,n}}{N - p} \tag{3.53}$$

mit:
- N: Eisauflast
- p: basaler Wasserdruck
- τ_b: basale Schubspannung
- k: "gletscherspezifischer" Parameter
- n: 2 oder 3

k hängt von den mechanischen und thermischen Eigenschaften des Eises sowie von der Art des Gletscherbettes ab.
Da der basale Wasserdruck für den Hintereisferner nicht bekannt ist, wird, statt mit der Differenz N-p zu rechnen, ein konstanter Anteil von N (hier: 0.5) berechnet. Die im Modell verwendete Gleichung lautet daher:

$$u_s = f_2 \frac{\tau_b^3}{0.5N} \tag{3.54}$$

f_2 wird zur Kalibrierung des Modells verwendet. Statt N mit 0.5 zu multiplizieren, könnte man natürlich diesen Faktor sofort mit in f_2 einschließen, aber es soll hiermit noch wenigsten formal angedeutet werden, daß das Verhältnis von Eisauflast und basalem Wasserdruck von Bedeutung ist.

Es soll ein kleiner Würfel mit den Seiten dx, dy und dz in einem Eiskörper betrachtet werden (Abb.3.1.3).

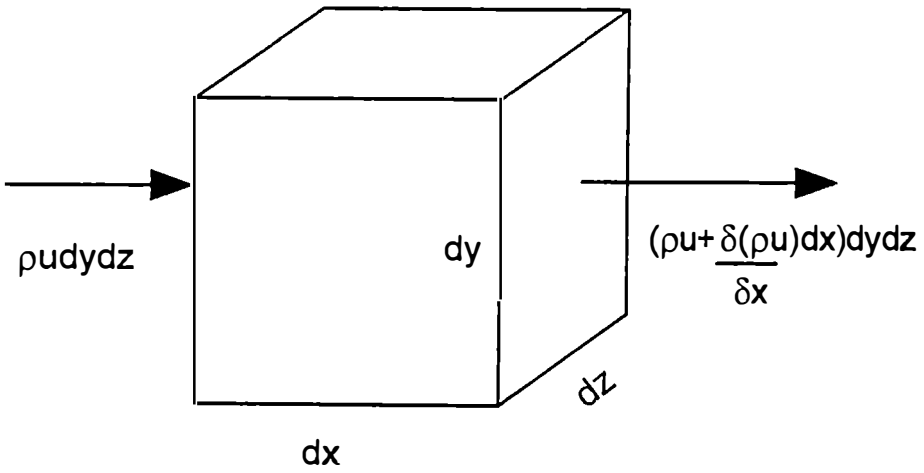


Abb.3.1.3: Massenfluß durch einen kleinen Würfel

Die Masse , die pro Zeiteinheit in x-Richtung in den Würfel hineinfließt, ist ρudydz, die Masse, die am Punkt x+dx herausfließt, ist $(\rho u + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u)dx)dydz$, die Differenz ist $\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)dxdydz$, analog für die y- und z-Richtung. Die Massenänderung pro Zeiteinheit im Würfel ist daher:

$$(\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w))dxdydz \qquad (3.55)$$

Diese muß aber gleich $\frac{\partial \rho}{\partial t}dxdydz$ sein.

Daher folgt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \qquad (3.56)$$

Da die Dichte von Eis konstant ist, vereinfacht sich Gl. 3.56 zu:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \qquad (3.57)$$

Die zeitliche Eisdickenänderung auf einem seitlich unendlich ausgedehnten Gletscher (2-dim. Betrachtung) kann in Form einer Bilanzgleichung betrachtet werden:

$$\frac{\partial H}{\partial t}=-H\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}-\bar{u}\frac{\partial H}{\partial x}+b \qquad (3.58)$$

Dabei ist $\bar{u}$ die über die Tiefe z gemittelte Geschwindigkeit, H die Eisdicke und b die Massenbilanz. Faßt man Gl.3.58 etwas zusammen, erhält man:

$$\frac{\partial H}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}H)+b \qquad (3.59)$$

bzw.:
$$\frac{\partial H}{\partial t}=-\frac{\partial q}{\partial x}+b \qquad (3.60)$$

Dabei ist q der Massenfluß pro Einheitsbreite. Die zeitliche Änderung der Eisdicke hängt von der Divergenz des Massenflusses und von der Massenbilanz ab.
Für die räumliche Änderung des Massenflusses gilt:

$$\frac{\partial q}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial x}\int_{h_b}^{h_s} u\,dz=u_s\frac{\partial h_s}{\partial x}-u_b\frac{\partial h_b}{\partial x}+\int_{h_b}^{h_s}\frac{\partial u}{\partial x}\,dz \qquad (3.61)$$

Dabei sind h_b und h_s die Höhe des Betts und der Gletscheroberfläche.
Mit Gl.3.57 folgt:

$$\frac{\partial u}{\partial x}=-\frac{\partial w}{\partial z} \qquad (3.62)$$

und damit:

$$\int_{h_b}^{h_s}\frac{\partial u}{\partial x}\,dz=w_b-w_s \qquad (3.63)$$

Ohne Gleiten (w_b=0) erhält man nun:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -u_s \frac{\partial h_s}{\partial x} + w_s + b \qquad (3.64)$$

Den Term $w_s - u_s \frac{\partial h_s}{\partial x}$ bezeichnet man (je nach Vorzeichen) als Emergenz- bzw. Submergenzgeschwindigkeit.

Gleichung 3.59 kann statt für h ebenso für den Querschnitt S geschrieben werden:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}S) + bB_s = -\frac{\partial Q}{\partial x} + bB_s \qquad (3.65)$$

Dabei ist Q der Massenfluß, B_S die Gletscherbreite und $\bar{u}$ die mittlere Querschnittsgeschwindigkeit.

In dieser Form wird die Gleichung später im Modell verwendet.

Verschiedene Autoren (vor allem solche aus Ländern, in denen es keine Gletscher gibt, wie Australien, Holland, Belgien etc.) haben Gletscher modelliert.
Budd und Jenssen (1975) entwickelten ein eindimensionales Fließmodell, das in der Lage sein sollte, Gletscher beliebiger Größe mit beliebigen Fließgeschwindigkeiten zu simulieren. Ihre Arbeit enthält eine detaillierte Beschreibung der auftretenden grundsätzlichen und numerischen Probleme.
Sie rechnen mit einem idealisierten Gletscher, den sie zunächst ins Gleichgewicht kommen lassen. Dann wird untersucht, wie und in welcher Zeit dieser Gleichgewichtsgletscher auf verschiedenartige Störungen reagiert. Dazu werden ihm Störungen der Eisdicke in Form von 1. sinusförmigen Schwankungen verschiedener Wellenlänge und Amplitude, 2. einer gleichförmigen Schicht und 3. einem Buckel im oberen Teil des Akkumulationsgebiets auferlegt. Je größer die Amplitude und die Wellenlänge der Störung ist, desto länger dauert es, bis ein neuer Gleichgewichtszustand erreicht ist, wobei auch Störungen mit großer Amplitude schnell verschwinden, wenn die Wellenlänge klein ist.
Dieses Modell wurde nicht auf reale Gletscher angewandt.
Bindschadler (1978, 1982) modellierte den Variegated Glacier, einen surgenden Gletscher in Alaska, während dessen Ruhephase. Die Surge-Phase des Gletschers kann mit diesem Modell nicht simuliert werden, da es das Gleiten nicht berücksichtigt. Die zeitlichen Änderungen verschiedener Größen während der Ruhephase wurden vor allem in Hinblick auf mögliche Erklärungen für den Beginn eines Surges berechnet.
Laumann (1987) adaptierte das Modell von Bindschadler für norwegische Gletscher.
Smith und Budd (1981) untersuchten verschiedene europäische Gletscher (Storglaciären, Aletschgletscher, Hintereisferner und Vernagtferner) mit einem ähnlichen Modell. Als Antrieb wurde ein einfacher, sinusförmiger Temperaturverlauf verwendet. Hauptziel der Untersuchung war, festzustellen, ob die Schwankungen sehr verschiedener Gletscher in Europa mit Klimaschwankungen der gleichen Dauer und Stärke in Verbindung gebracht werden können. Es ging also mehr um eine Überprüfung der Größenordnungen als um eine exakte Simulation historischer Zungenstände.
Kruss (1983) entwickelte ein numerisches Modell mit kurzen Zeitschritten für den Lewis Glacier (Mt.Kenia), bei dem in einem klimatischen Teil die Netto-Massenbilanz aus Niederschlag, Albedo, Bewölkung und Temperatur berechnet

wird und in einem eisdynamischen Teil die Reaktion der Eisbewegung auf diese Massenbilanz simuliert wird.
Er kann damit abschätzen. wie sich Temperatur und Niederschlag zusammen mit den begleitenden Albedo- und Bewölkungsverhältnissen in den letzten 100 Jahren geändert haben müssen. um den beobachteten Rückgang des Lewis Glaciers zu erklären.
Kruss und Smith (1982) wagten sich an die Simulation der Schwankungen des Vernagtferners, der wegen seiner berühmt-berüchtigten Surges nicht nur der früheren Bevölkerung des Ötztales das Leben schwer machte, sondern auch dem heutigen Modellierer besondere Probleme bereitet. Kruss und Smith unterschieden daher zwei Phasen: Bis 1848 war der Surge-Charakter vorherrschend, anschließend setzte eine Phase kontinuierlichen Rückzugs ein. Es wird daher mit zwei verschiedenen Modellen gearbeitet, von denen das eine besonders das Gleiten auf dem Untergrund in Abhängigkeit vom basalen Wasserdruck berücksichtigt. In Anbetracht der äußerst komplizierten Topographie und des ebenso komplizierten Fließverhaltens des Vernagtferners sind die Ergebnisse der Modellierung erstaunlich gut. Die gemessenen und berechneten Eisdicken für 1889 und 1969 stimmen in groben Zügen relativ gut überein, auch wenn Abweichungen bis zu etwa 30m (20% vom Maximum) vorkommen können (vgl. Abb.3.2.1).

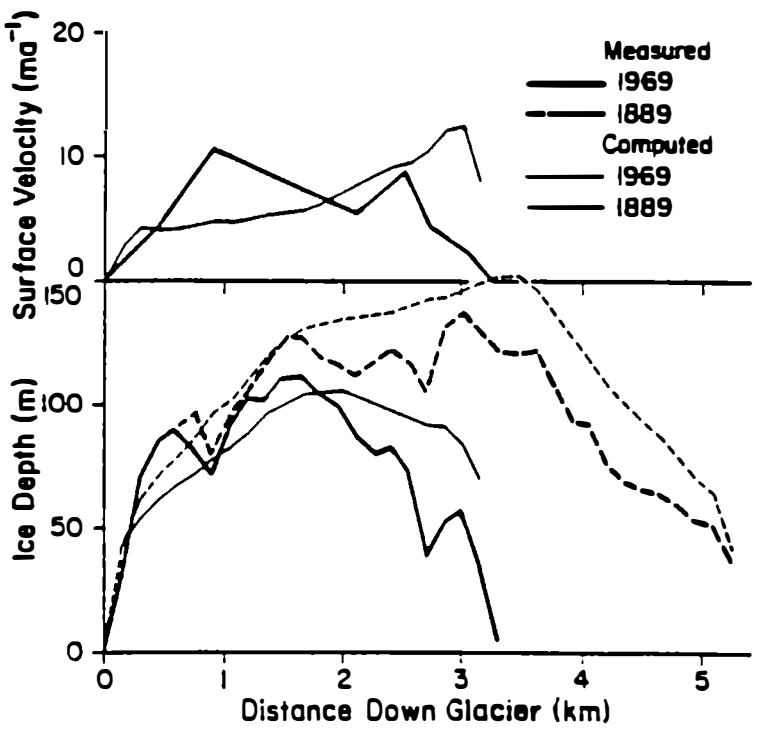


Abb.3.2.1: Simulation des Vernagtferners von Kruss und Smith (1982)

Oerlemans (1986) versuchte, historische Zungenstände des Nigardsbreen (Norwegen) zu simulieren. Als Antriebsfunktion für das dynamische Gletschermodell verwendete er zwei Zeitreihen: Die Sommertemperaturen von Mittelengland und Jahresringaufzeichnungen aus Nordschweden. Beides brachte kein vernünftiges Ergebnis. mit den Temperaturen von England wächst der Gletscher fast kontinuierlich (vgl. Abb.3.2.2), bei Verwendung der Baumringdaten stimmt die zeitliche Auflösung überhaupt nicht.

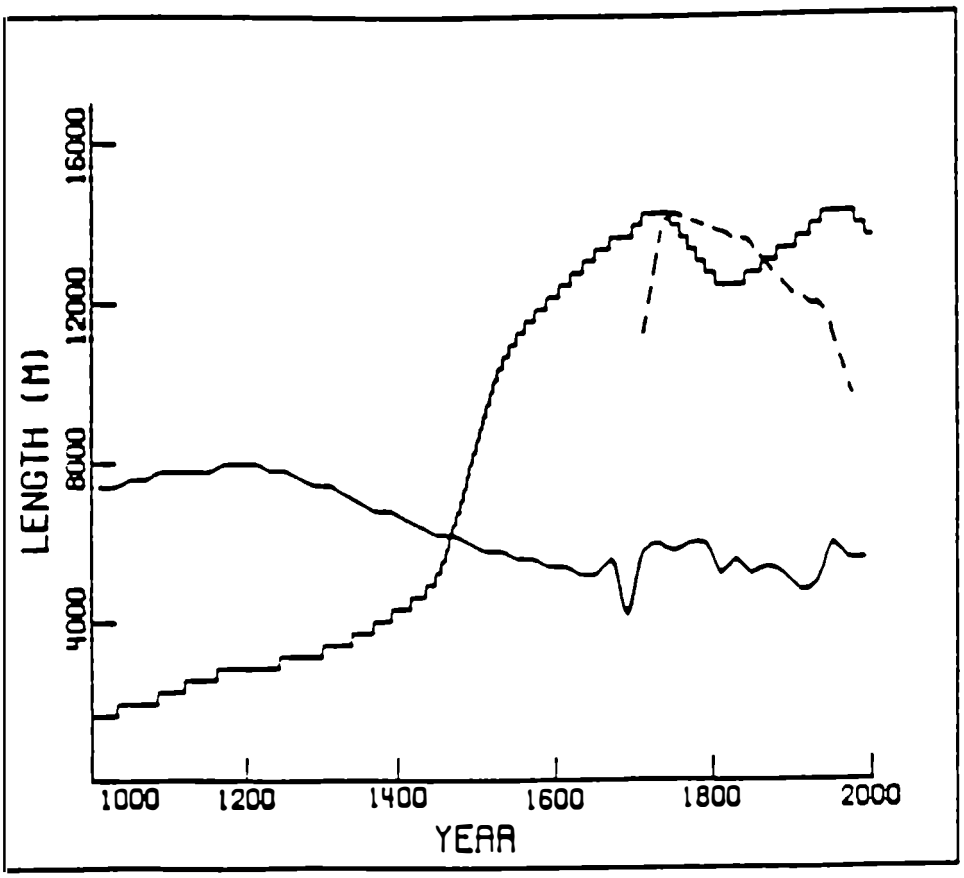


Abb.3.2.2.: Simulation des Nigardsbreen von Oerlemans, 1986
gestrichelte Kurve: beobachte Länge
durchgezogen stufig: berechnete Länge
untere Kurve: Sommertemperatur Mittelengland

Wenig entmutigt drehte Oerlemans einfach die Fragestellung um: Anstatt zu versuchen, die beobachteten Gletscherstände mit Hilfe von "ungeeigneten Klimadaten" zu rekonstruieren, fragte er sich: Wie groß müssen die Klimaänderungen in den letzten Jahrhunderten gewesen sein, um die beobachteten

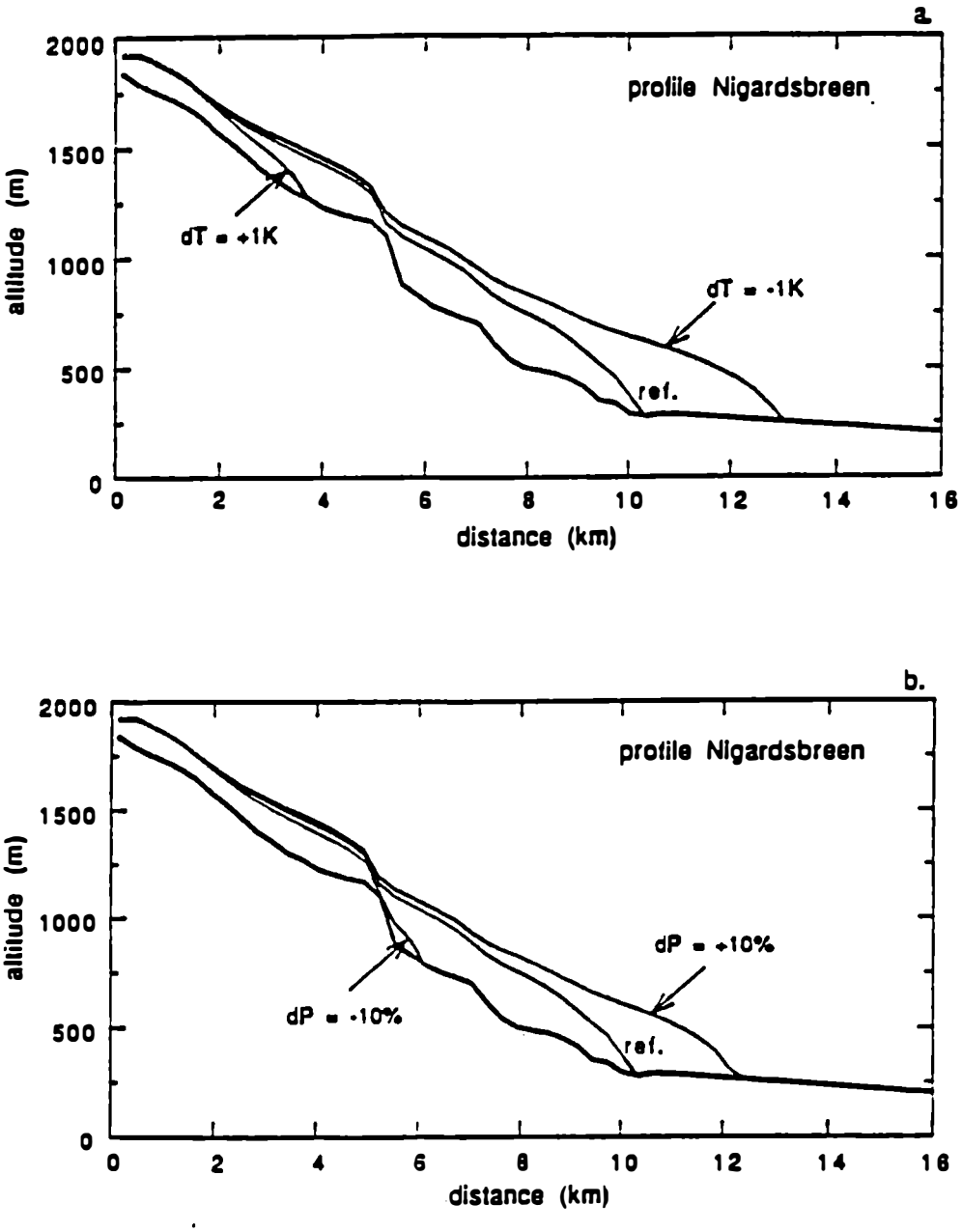


Abb.3.2.3: Simulation des Nigardsbreen von Oerlemans, 1992

Längenänderungen der Gletscher erklären zu können? (Oerlemans, 1992) Dazu simulierte er zunächst Massenbilanzprofile (Massenbilanz in Abhängigkeit von der Seehöhe) für drei norwegische Gletscher (Nigardsbreen, Alfotbreen und Hellstugubreen) mit Hilfe eines Energiebilanzmodells, was ihm zufriedenstellend gelang. Dann untersuchte er, wie sich die Massenbilanz bei einer bestimmten Temperatur- oder Niederschlagsänderung verhält. Schließlich koppelte er das

Massenbilanz-Modell an das bereits erwähnte dynamische Gletschermodell und berechnete damit die Zungenstände des Nigardsbreen für verschiedene Temperatur- und Niederschlagsänderungen. Eine Abkühlung von 1K hätte demnach einen Vorstoß von 3km zur Folge, eine Erwärmung um 1K dagegen einen Rückzug von 6.5km. Auf eine Zunahme des Niederschlags um 10% würde der Gletscher mit einem Vorstoß von 2km reagieren, eine Abnahme um 10% bewirkte einen Rückzug von 4km (vgl. Abb.3.2.3).

Huybrechts et al. (1989) untersuchten den Glacier d'Argentière im französischen Mont Blanc-Gebiet. Die Massenbilanz wurde unter Annahme einer linearen Beziehung zur 1.) Sommertemperatur und 2.) Jahresmitteltemperatur von Basel bis zum Beginn des 16.Jahrhunderts zurückgerechnet. Beide Simulationen zeigen den beobachteten Gletscherrückgang zu spät (vgl. Abb.3.2.4). Die Annahme einer linearen Beziehung zwischen Sommertemperatur und Massenbilanz scheint laut Huybrechts nicht gültig zu sein, wenn man in die Vergangenheit extrapoliert.

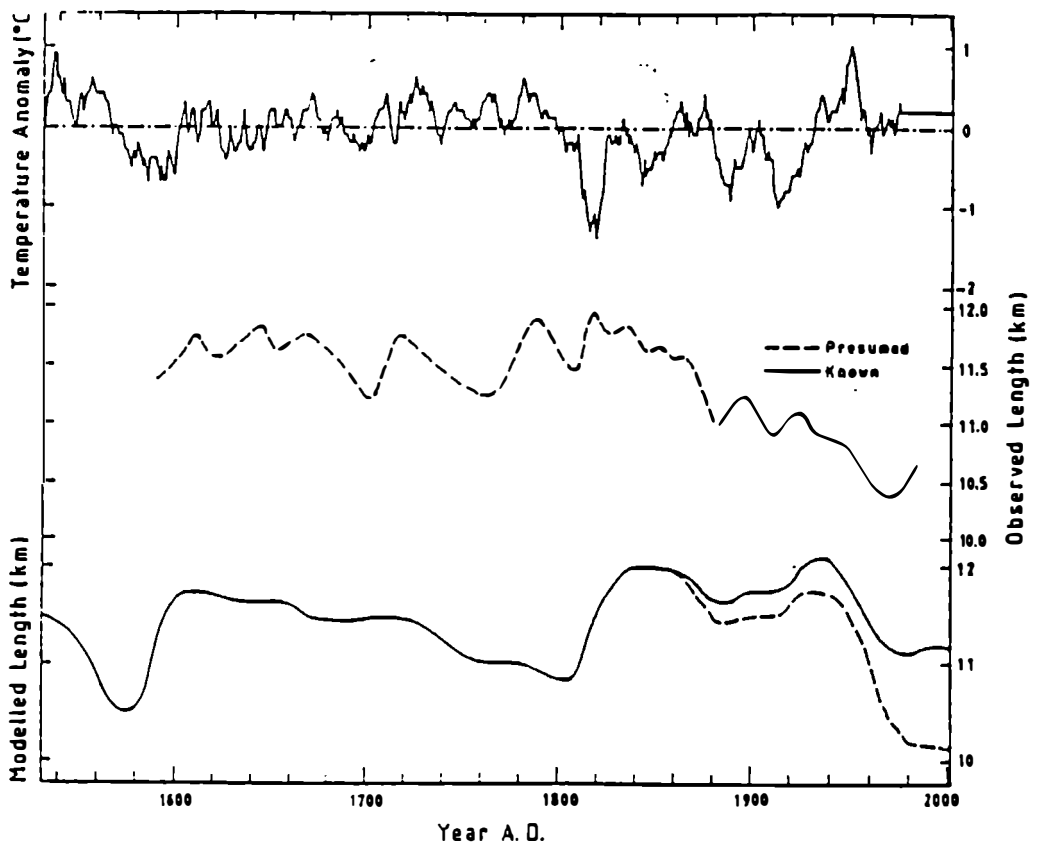


Abb.3.2.4 Simulation des Glacier d'Argentière von Huybrechts, 1989

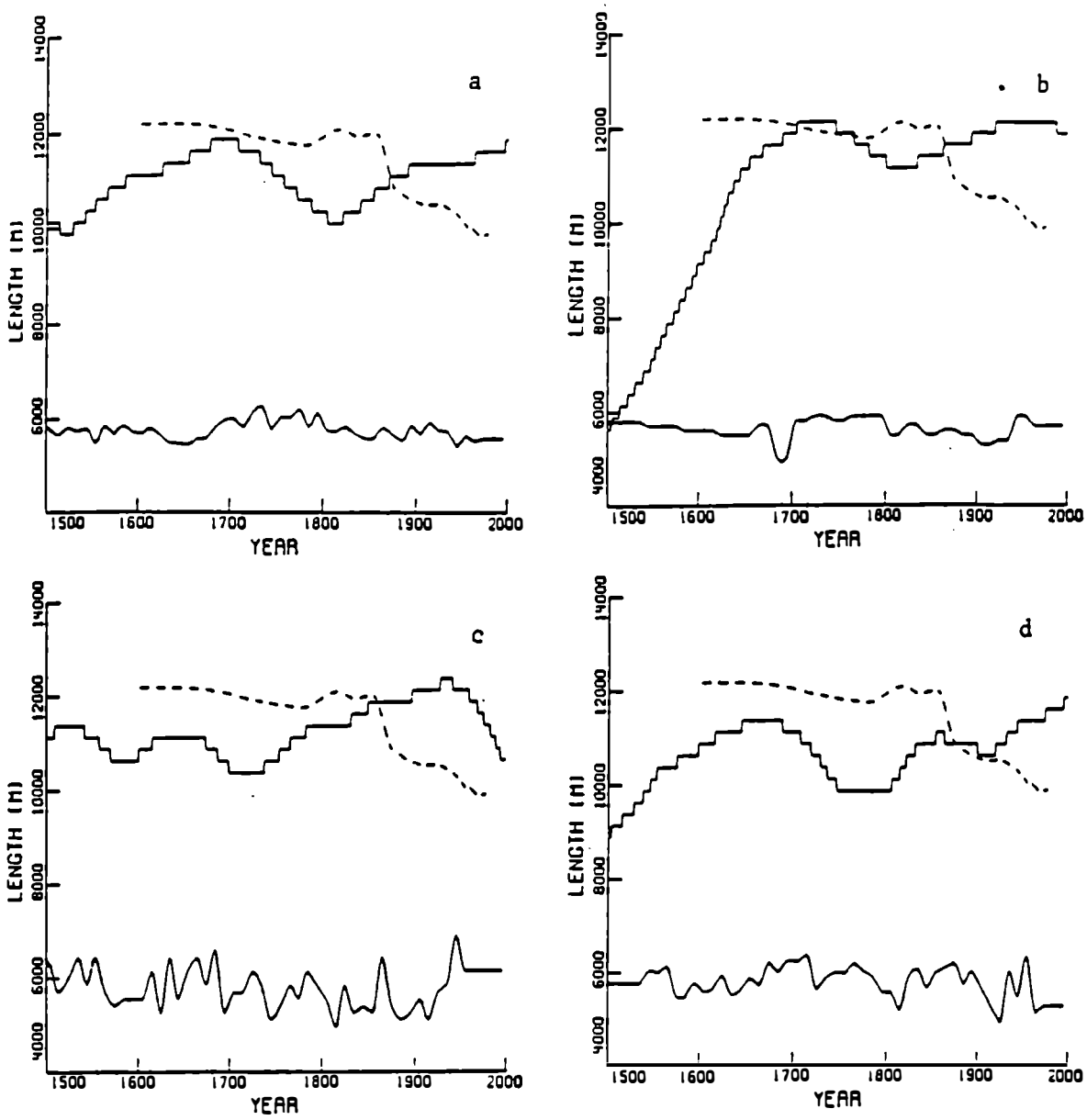


Abb.3.2.5: Simulation des Rhonegletschers von Stroeven et al., 1989
gestrichelt: beobachtete Länge
durchgezogen oben: berechnete Länge
untere Kurve: Antriebsfunktion:
a: Baumringe Spessart
b: Sommertemperatur England
c: Temperatur Basel
d: Pfister-Daten (s. Kap.5.4.2)

Stroeven et al. (1989) waren noch weniger erfolgreich bei der Simulation der Zungenstände des Rhonegletschers. Als Antriebsfunktion für ihr Modell verwendeten sie 1.) Baumringbreite von Trier/Spessart, 2.) Sommertemperaturen

von Zentralengland. 3.) die Basler Temperaturreihe und 4.) Niederschlag und Temperatur der Schweiz aus der Rekonstruktion von Pfister (Pfister, 1985).
Keine der vier Simulationen weist eine Ähnlichkeit mit den beobachteten Gletscherständen auf (vgl. Abb.3.2.5). Auch hier wird der Schluß gezogen, daß der Fehler in der Formulierung der Massenbilanz liegt.
Greuell (1989, 1992) versuchte, die Längenänderungen des Hintereisferners zu simulieren. Dazu rekonstruierte er zunächst das "Klima" (Temperatur und Niederschlag) von Vent mit Hilfe der Temperaturreihe von Basel und verschiedenen Niederschlagsreihen aus der Umgebung. Dann wurde der Zusammenhang zwischen jährlicher Massenbilanzabweichung vom Mittel und Klima durch eine lineare Regressionsanalyse für den Zeitraum, in dem die Massenbilanz direkt gemessen wurde, bestimmt und daraus die Massenbilanz soweit wie möglich rekonstruiert. Die so berechnete Massenbilanzabweichung dient als Antriebsfunktion für ein eindimensionales numerisches Fließmodell. Während die Rekonstruktion der Temperaturreihe bis 1775 glaubwürdig erscheint, ist die Rekonstruktion des Niederschlags vor 1900 unzuverlässig. Eine Simulation, die 1755 beginnt, mißlingt daher (?) vollständig, während ab 1894 der Rückzug relativ gut (bis auf 10% genau) simuliert werden kann (vgl. Abb.3.2.6).

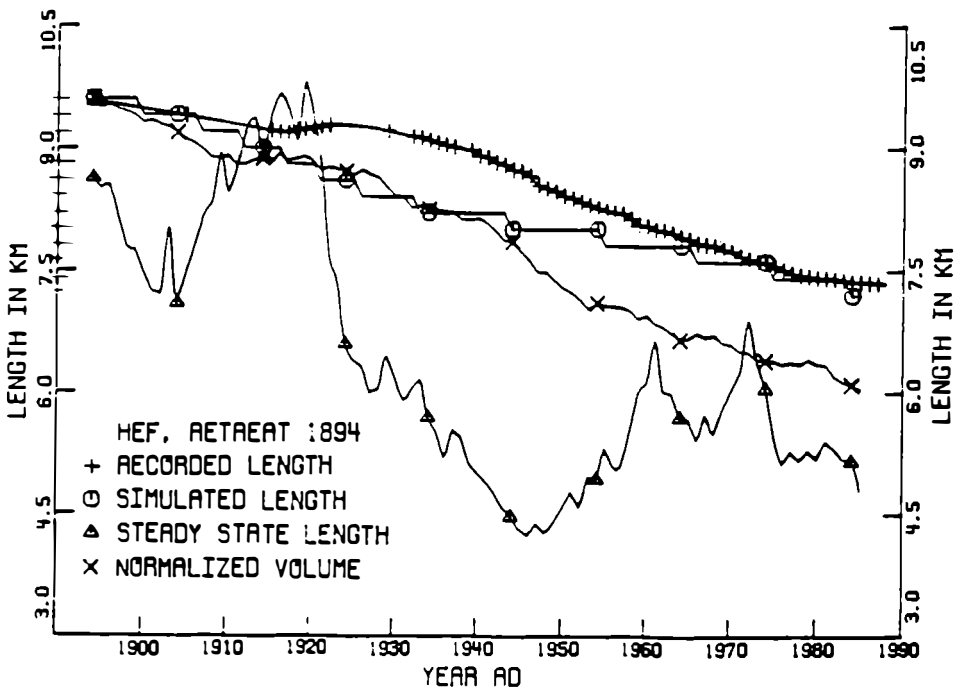


Abb.3.2.6: Simulation des Hintereisferners von Greuell, 1989

Greuell betrachtete zur Verifikation seines Modells allerdings lediglich die Zungenstände, ohne die Dickenprofile des Gletschers zu berücksichtigen.
Die ausführliche Darstellung bisheriger Modellierversuche soll helfen, die Problematik des Themas zu veranschaulichen.
Bisher gab es also keine gelungene Rekonstruktion eines bekannten Gletschers bis 1850 mit Hilfe von Klimadaten. Die ist jedoch eine unerläßliche Voraussetzung für jegliche Modellierung in der Zeit vor 1850.

Geht man davon aus, daß rein numerische Probleme (Stabilität bzw. Instabilität des Modells) zufriedenstellend gelöst werden können, so bleibt als grundsätzliches Problem der Mangel an Daten. Ein Modellergebnis kann nie besser sein als die Daten, die man in das Modell hinein steckt. Liegt auch die Motivation der Modellierung gerade darin, diesen Datenmangel teilweise auszugleichen, so ändert das nichts an der Tatsache, daß man entweder Klimadaten benötigt, um die Gletscherstände zu berechnen, oder Gletscherdaten, um das Klima rekonstruieren zu können. In beiden Fällen sind die Daten für größere Zeiträume immer bis zu einem gewissen Grad unzureichend.
Je besser man ein Modell physikalisch untermauern will, desto aufwendiger wird es, was wiederum bedeutet, daß man gutes und umfangreiches Datenmaterial benötigt, um das Modell zu "füttern". Für Zeiträume, in denen weniger Daten zur Verfügung stehen, muß man also mehr oder weniger starke Vereinfachungen in Kauf nehmen. Man versucht nun, das Modell zu "eichen", indem man empirische Faktoren wie Fließparameter oder Geometriefaktoren für Zeiträume, in denen genügend Daten vorhanden sind, bestimmt. Dabei setzt man aber voraus, daß ein bedeutend größerer Gletscher, wie er z.B. um 1850 vorhanden war, sich genauso verhält wie der heutige, geschrumpfte Gletscher. Für einige Gletscher mag diese Annahme gerechtfertigt sein, und man kann so brauchbare Ergebnisse erhalten. Für andere Gletscher kann sie aber auch völlig falsch sein. Es ändert sich ja nicht nur die Gesamtausdehnung des Gletschers, sondern es können sich auch andere Faktoren wie die Flächen-Höhen-Verteilung, die Neigung des Untergrundes und der Oberfläche, die Geometrie des Gletscherbettes etc. geändert haben. In diesem Fall kann auch bei optimaler Anpassung des Modells kein befriedigendes Ergebnis erwartet werden, wenn es nicht gelingt, diese Änderungen in geeigneter Form zu berücksichtigen.

4.1 Modell-Beschreibung

4.1.1 Prinzipielles

Dem hier verwendeten Modell liegt das von Greuell (Greuell, 1989, 1992) für den Hintereisferner entwickelte Modell zugrunde, das im wesentlichen auf den Modellen von Budd und seinen Mitarbeitern (Budd und Jensen, 1975, Kruss, 1983, Smith und Budd, 1979) sowie denen der Arbeitsgruppe von Oerlemans (z.B. Oerlemans, 1988) basiert.
Änderungen wurden vor allem im numerischen Schema, in der Behandlung der Seitengletscher und des Gleitens am Untergrund und in der Parametrisierung der Massenbilanz vorgenommen. Außerdem wurde die Eichung anders durchgeführt als bei Greuell.

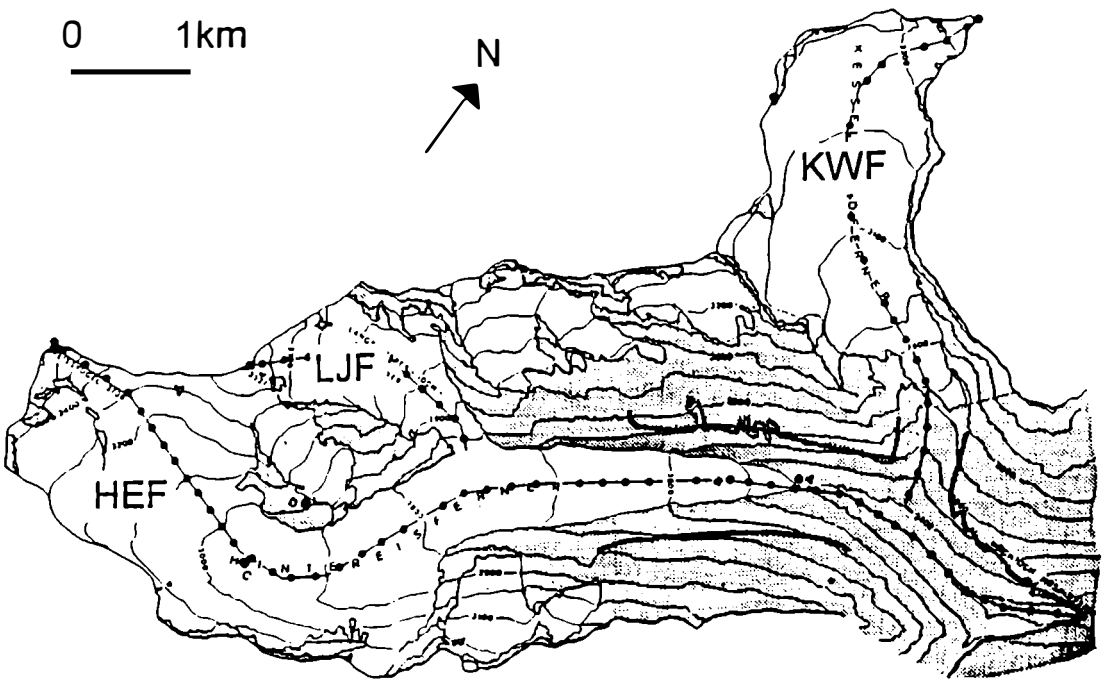


Abb. 4.1.1: Der Hintereisferner (HEF) mit seinen beiden Seitengletschern Langtaufererjochferner (LJF) und Kesselwandferner (KWF) (nach Greuell, 1989)

Es handelt sich um ein eindimensionales Fließmodell, mit dem entlang einer zentralen Fließlinie Eisdickenänderungen und Fließgeschwindigkeiten berechnet werden können. Abb. 4.1.1 zeigt den Hintereisferner mit seinem Seitengletscher Langtaufererjochferner und seinem ehemaligen Zufluß Kesselwandferner sowie die zugehörigen im Modell verwendeten Fließlinien.
Als Antriebsfunktion dient die Massenbilanz, die für die Eichperiode 1953-91 mit Hilfe der direkten glaziologischen Methode bestimmt wurde (vgl. Kap. 5.5.1), für die Zeit davor aus Temperatur und Niederschlag verschiedener in der Nähe des HEF gelegenen Klimastationen mittels Regression berechnet wird (vgl. Kap. 5.5.3). Die eigentlich dreidimensionale Gletschergeometrie wird lediglich parametrisiert.
Die horizontale Gitterpunktsdistanz beträgt 200m. Es wird ein trapezförmiger Gletscherquerschnitt angenommen (vgl. Abb. 4.1.2).

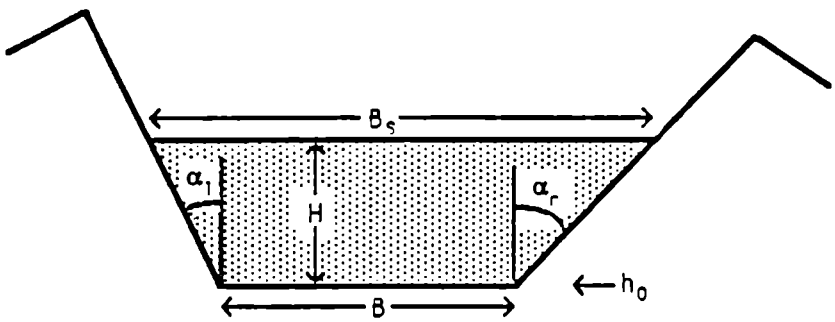


Abb. 4.1.2: Parametrisierung des Querschnitts (nach Greuell, 1989)

Die Querschnittsfläche ist durch die Breite am Untergrund B, die Neigungen der seitlichen Hänge α_r und α_l und die Eisdicke H bestimmt:

$$S = [\, B + 0.5\, (\tan(\alpha_r) + \tan(\alpha_l))\, H]\;\; H \qquad (4.1)$$

Für die Breite an der Oberfläche B_S gilt:

$$B_S = B + [\, \tan(\alpha_r) + \tan(\alpha_l)]\;\; H \qquad (4.2)$$

Zur Berechnung der Eisdickenänderungen dienen im wesentlichen die Kontinuitätsgleichung und das Fließgesetz, mit dessen Hilfe sich die Deformationsgeschwindigkeit berechnen läßt.
Die Kontinuitätsgleichung lautet hier:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\nabla \cdot (\bar{u}S) + \int_{B_S} m \, dy \qquad (4.3a)$$

bzw. eindimensional:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}S) + \bar{m}B_S \qquad (4.3b)$$

Die x-Achse weist in Richtung der Fließlinie, die y-Achse horizontal normal dazu.
Die zeitliche Änderung des Querschnitts S hängt von der Divergenz (bzw. Konvergenz) des Massenflusses und der Massenbilanz ab.
$\bar{u}$ ist die mittlere Querschnittsgeschwindigkeit, $\bar{m}$ die mittlere Massenbilanz (Dimension: Länge/Zeit) und B_S die Gletscherbreite. Mit Hilfe von Gl.4.1 kann man die Eisdicke H aus der Querschnittsfläche S berechnen.
Die Geschwindigkeit $\bar{u}$ setzt sich aus der Deformationsgeschwindigkeit $\bar{u}_d$ und der Gleitgeschwindigkeit $\bar{u}_s$ zusammen. $\bar{u}_d$ wird hier wie folgt berechnet:

$$\bar{u}_d = s_1 s_2 f_1 \tau_d^3 H \qquad (4.4)$$

$$\text{mit: } \tau_d = -\rho g H \frac{\partial h}{\partial x} \qquad (4.5)$$

wobei:
- ρ : Eisdichte
- g : Schwerebeschleunigung
- h : Seehöhe der Oberfläche
- s_1: Formfaktor
- s_2: Verhältnis mittl. Querschnittsgeschw. /Oberflächengeschwindigkeit
- f_1: "Fließparameter"

s_1 ist hier nicht exakt der von Nye (Nye, 1965) eingeführte Formfaktor (vgl. Kap. 3.1.2). Er wurde nach der Methode von Nye aus Gletscherbreite und -dicke bestimmt, dann aber nicht wie in Nye's Theorie als Faktor in der Schubspannung verwendet, sondern lediglich als Faktor in der Deformationsgeschwindigkeit. Läßt man s_1 in der Schubspannung, wird er bei der Berechnung der Deformationsgeschwindigkeit zur 3.Potenz genommen. Damit wird aber auch der Fehler, den man bei seiner Bestimmung notgedrungen macht, zur 3.Potenz genommen, außerdem sind die Sprünge, die auftreten, da man ja nur mit diskreten Werten an den einzelnen Gitterpunkten rechnet, dann ebenfalls viel größer als bei der Verwendung von s_1 als einfachem Faktor in u_d. Das Modell liefert dadurch überraschende, aber keineswegs erwünschte Ergebnisse. Daher wird s_1 also hier nur in der Deformationsgeschwindigkeit verwendet, wodurch die x-Abhängigkeit des Formfaktors erhalten bleibt, die oben beschriebenen unerwünschten Effekte jedoch vermieden werden. In Anbetracht der (Un)genauigkeit der Geometrie in dem eindimensionalen Modell erscheint diese Vorgangsweise als durchaus legitim.
s_2 ist das Verhältnis von mittlerer Querschnittsgeschwindigkeit und Oberflächengeschwindigkeit.
Für die Gleitgeschwindigkeit $\bar{u}_s$ gilt (vgl. Kap. 3.1.2):

$$\bar{u}_S = f_2 \frac{\tau_d^3}{(0.5 \cdot N)} \qquad (4.6)$$

mit N: Eisauflast

Der "Fließparameter" f_1 entspricht nicht exakt dem Fließparameter A in Glen's Fließgesetz (daher auch die Verwendung einer anderen Variablen). Er vereinigt in sich die Ungenauigkeiten von s_1, s_2 und A und wird hier, genau wie f_2, zur Kalibrierung des Modells verwendet.
Das Modell enthält keine longitudinalen Spannungsgradienten. Um diese trotzdem zu berücksichtigen, wurde ein mit Hilfe einer Dreiecksfunktion gewichtetes Mittel (Kamb und Echelmeyer, 1986) für die Schubspannung τ eingeführt. Dies hat zur Folge, daß die durch die Form des Untergrundes bedingten leichten Wellen in der Gletscheroberfläche nun auch vom Modell wiedergegeben werden.

Neben der Eisdynamik ist die Behandlung der Massenbilanz von entscheidender Bedeutung für die Brauchbarkeit des Modells. Wichtig ist dabei vor allem die Abhängigkeit der Bilanz von der Seehöhe. Abb. 4.1.3 zeigt die Bilanzhöhenkurven für den Hintereisferner für verschiedene Jahre. Man sieht, daß die Kurven annähernd parallel verschoben sind. Das heißt, man kann die spez. Bilanz für ein Jahr und eine Höhenstufe als die Summe aus dem langjährigen Mittelwert und einer höhenunabhängigen jährlichen Abweichung darstellen (Meier, 1962, Lliboutry, 1974, Kuhn, 1984).

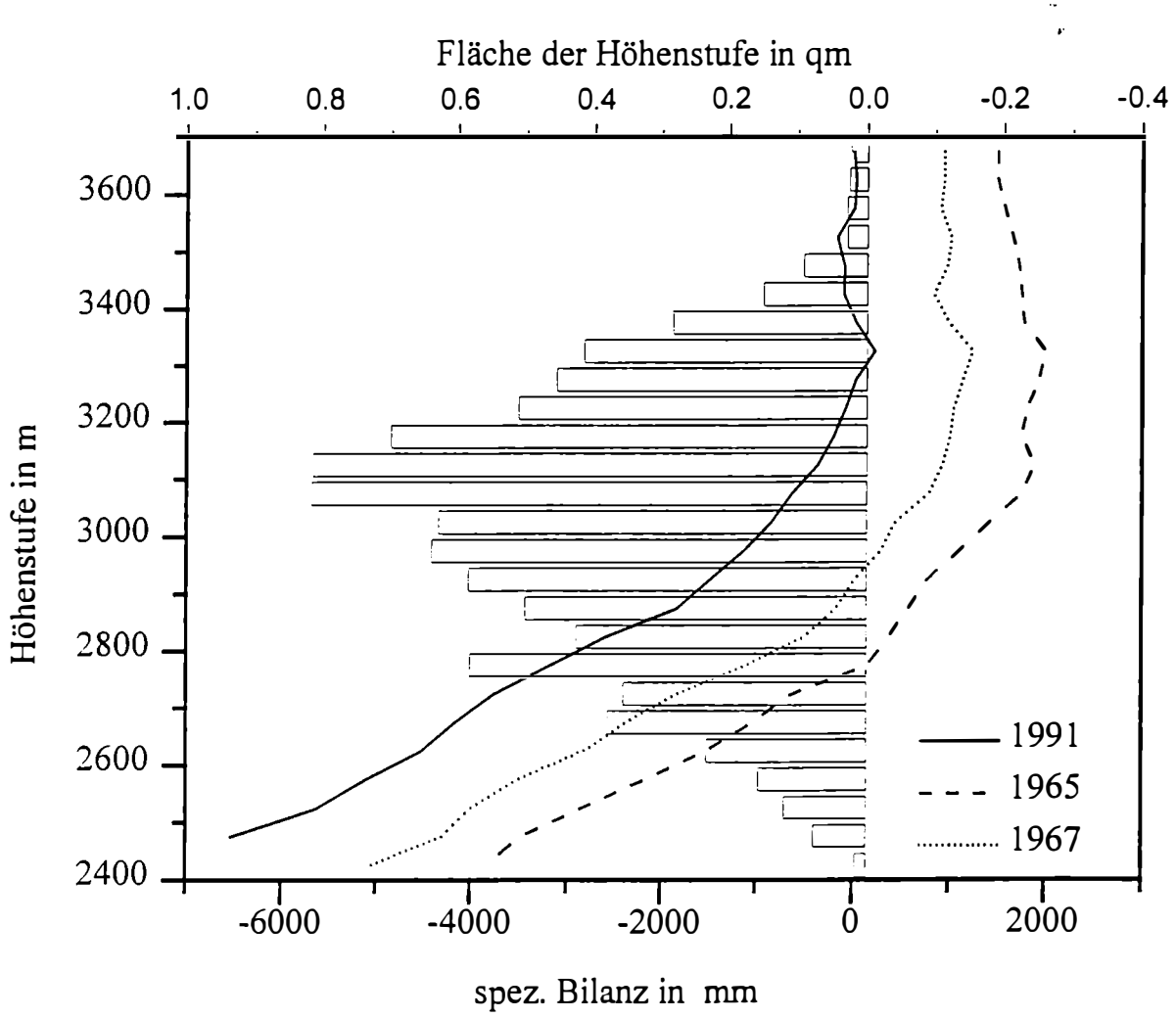


Abb. 4.1.3: Bilanz-Höhen-Kurven für verschiedene Jahre

Leider sind die Kurven aber eben nur annähernd parallel, und geringe Änderungen in der Form der Bilanz-Höhen-Kurve können große Auswirkungen auf die

Gesamtbilanz haben, je nachdem, wie groß die betroffenen Flächen der jeweiligen Höhenstufen sind. Mittelt man die Bilanzen jeweils für die vier Jahre (1965, 1968, 1977, 1978) mit der niedrigsten bzw. die sechs Jahre (1958, 1962, 1964, 1973, 1982, 1991) mit der höchsten Gleichgewichtslinie (Abb. 4.1.4), sieht man den größten Unterschied in der Form der Kurve im oberen Höhenbereich, aber auch die Steigungen der im Zungenbereich annähernd linearen Kurven sind unterschiedlich (vgl. auch: Kuhn, 1986). Die meisten Jahre liegen allerdings irgendwo zwischen diesen beiden Kurven. In Abb. 4.1.5 sind zwei Bilanz-Höhen-Kurven für zwei Jahre mit (fast) gleicher mittlerer spezifischer Bilanz dargestellt.

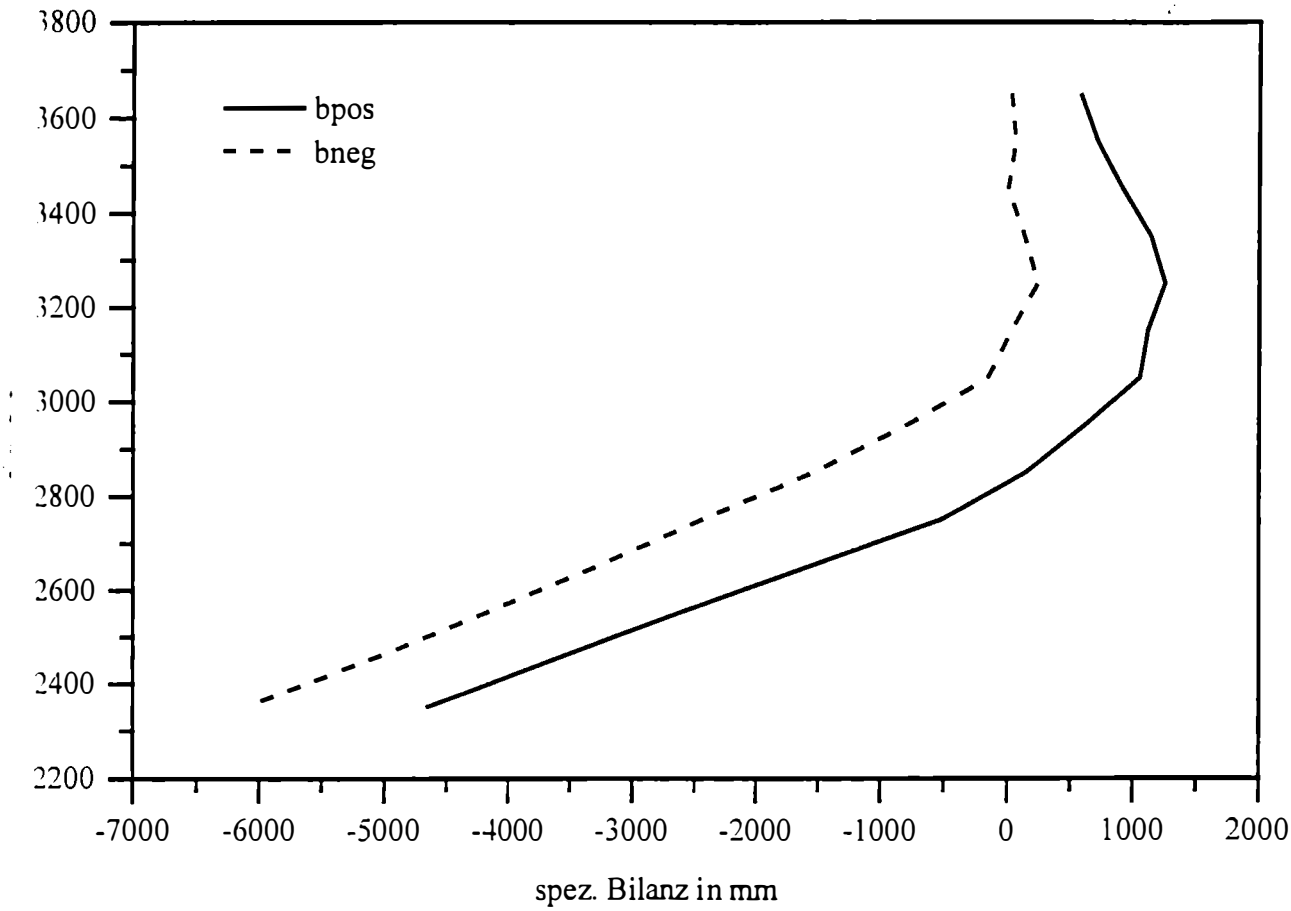


Abb. 4.1.4: Bilanz-Höhen-Kurven für das Mittel der Jahre mit der höchsten (1958, 1962, 1964, 1973, 1982, 1991) bzw. mit der niedrigsten (1965, 1968, 1977, 1978) Gleichgewichtslinie

Wie man sieht, kann eine bestimmte mittlere spezifische Bilanz auf recht unterschiedliche Weise zustande kommen. Es kann also für das Modell keine

"richtige" oder "falsche" Kurve geben, sondern es wird die mittlere Kurve gesucht, die im Mittel die besten Modell-Ergebnisse liefert. Die Kurve wird im Modell zur Berechnung der Bilanz verwendet, indem sie um die Differenz zwischen spez. Bilanz des Rechenjahres und der spez. Bilanz der Referenzkurve (beide bezogen auf die mittlere Gletscherfläche 1961-1991) verschoben wird.

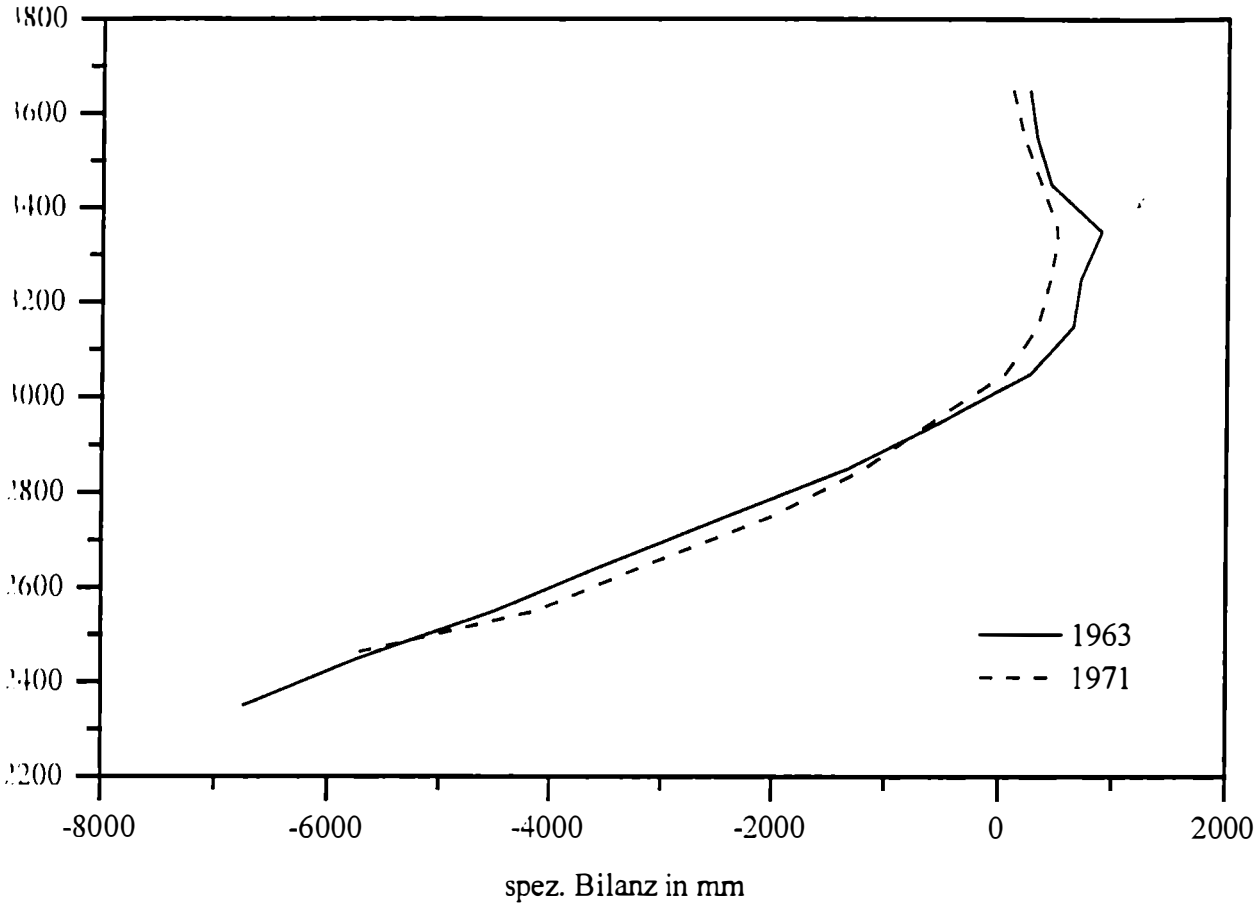


Abb. 4.1.5: Bilanz-Höhen-Kurve für 1963 (b=-600mm) und 1971 (B=-603mm)

Bilanz des Rechenjahres und der spez. Bilanz der Referenzkurve (beide bezogen auf die mittlere Gletscherfläche 1961-1991) verschoben wird.
Um die optimale Bilanz-Höhen-Kurve zu finden, wird zunächst für jede Höhenstufe das Mittel der spezifischen Bilanz b der Jahre 1961-1991 ausgerechnet und die Form der Kurve dann auf empirischem Wege angepaßt. (Die ersten Jahre der Massenbilanzreihe 1953-1991 wurden für das Mittel nicht berücksicht, weil es sich herausgestellt hat, daß in dieser Zeit z.T. systematische Fehler aufgetreten sind, (z.B. Hofinger 1994).) Als optimale Kurve gilt diejenige, die für die Eichperiode

(vgl. Kap. 4.3) das beste Ergebnis, d.h. die beste Übereinstimmung von berechnetem Eisdickenprofil mit der Karte im Endjahr liefert.

In Tab. 4.1 sind die im Modell verwendeten Bilanzwerte für die einzelnen Höhenstufen in 100m-Schritten für die mittlere Kurve 1961-1991 und für die Referenzkurve angegeben. Für den Höhenbereich unterhalb des heutigen Gletschers wurden die Werte extrapoliert.

Tab. 4.1: Spezifische Bilanz der Höhenstufen für den Hintereisferner (Mittel 1961-1991 und Referenzkurve)

Höhenstufe in m	Mittel 1961-1991 (mm)	Referenzbilanz (mm)
3700-3800	-	249
3600-3700	207	265
3500-3600	255	313
3400-3500	380	434
3300-3400	542	610
3200-3300	705	712
3100-3200	538	572
3000-3100	441	463
2900-3000	-23	+23
2800-2900	-556	-487
2700-2800	-1319	-1302
2600-2700	-2365	-2395
2500-2600	-3302	-3500
2400-2500	-4297	-4600
2300-2400	-4965	-5700
2200-2300	-	-6800

Die beiden Zuflüsse des Hintereisferners, Langtaufererjochferner und Kesselwandferner, wurden zunächst mit dem gleichen Modell wie der Hintereisferner simuliert. Dann wurde der Zufluß vom jeweiligen Seitengletscher auf den Hauptgletscher derart berechnet, daß ein Teil des Flusses durch den Querschnitt am Ende des Seitengletschers zum Fluß des Hintereisferners addiert wurde, jeweils verteilt auf die Gitterpunkte der HEF-Fließlinie, die im Bereich der Einmündung des Seitengletschers liegen. Dabei wurde nur der Teil des Querschnitts berücksichtigt, der oberhalb einer gewissen kritischen Dicke h_{max} lag. Dieser vom Modell berechnete Fluß ist also nur ein Maß für den Zufluß auf den Hauptgletscher. Beim Langtaufererjochferner ergaben sich keine Probleme, da der Fluß insgesamt nicht sehr groß ist und auch die Simulation des LJF mit den gleichen Annahmen für Massenbilanz etc. wie für den HEF nicht problematisch ist.

Anders dagegen der Kesselwandferner. Schon die Betrachtung des modellierten HEF-Profils während der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts legte die Vermutung nahe, daß der berechnete Zufluß vom KWF zu hoch war. Es zeigte sich nämlich nicht nur eine Zunahme der Eisdicke nach dem Zusammenfluß von KWF und HEF, sondern das Modell produzierte auch nach der endgültigen Trennung von KWF und HEF im Jahre 1933 noch Eis im Bereich der Einmündung des Kesselwandferners. Laut Modellergebnis hätte sich also nicht der KWF vom HEF zurückgezogen, sondern umgekehrt der HEF vom KWF.

Daher wurde mit Hilfe von Geschwindigkeitsmessungen, die von Blümcke und Hess in den Jahren 1895-1898 durchgeführt worden waren, versucht, den Zufluß des KWF zumindest für diesen Zeitraum abzuschätzen. Abb. 4.1.6 zeigt die Lage der vermessenen Steinlinien, mit deren Hilfe die Geschwindigkeiten von KWF und HEF bestimmt wurden, Tab. 4.2 die Ergebnisse der Messungen für den KWF (Blümcke und Hess, 1899).

Mit Hilfe der Karte aus dem Jahr 1979 wurde die Höhe des damaligen Gletscherbettes bestimmt und zusammen mit den Höhenangaben von Blümcke und Hess der Querschnitt des KWF für das Jahr 1895 ausgerechnet. Es ergab sich ein Wert von ca. 1.5×10^4 m². Nimmt man eine mittlere Oberflächengeschwindigkeit von 30 m/a an (vgl. Tab. 4.2), ergibt sich nach Nye eine mittlere Querschnittsgeschwindigkeit von ca. 20 m/a (vgl. auch Kap. 3.1.2) und damit ein mittlerer Durchfluß von ca. 3×10^5 m³/a. Das Modell liefert für diesen Fluß Werte, die eine ganze Zehnerpotenz über dem abgeschätzten Wert liegen. Und das, obwohl gar nicht der gesamte Querschnitt des Seitengletschers berücksichtigt wurde.

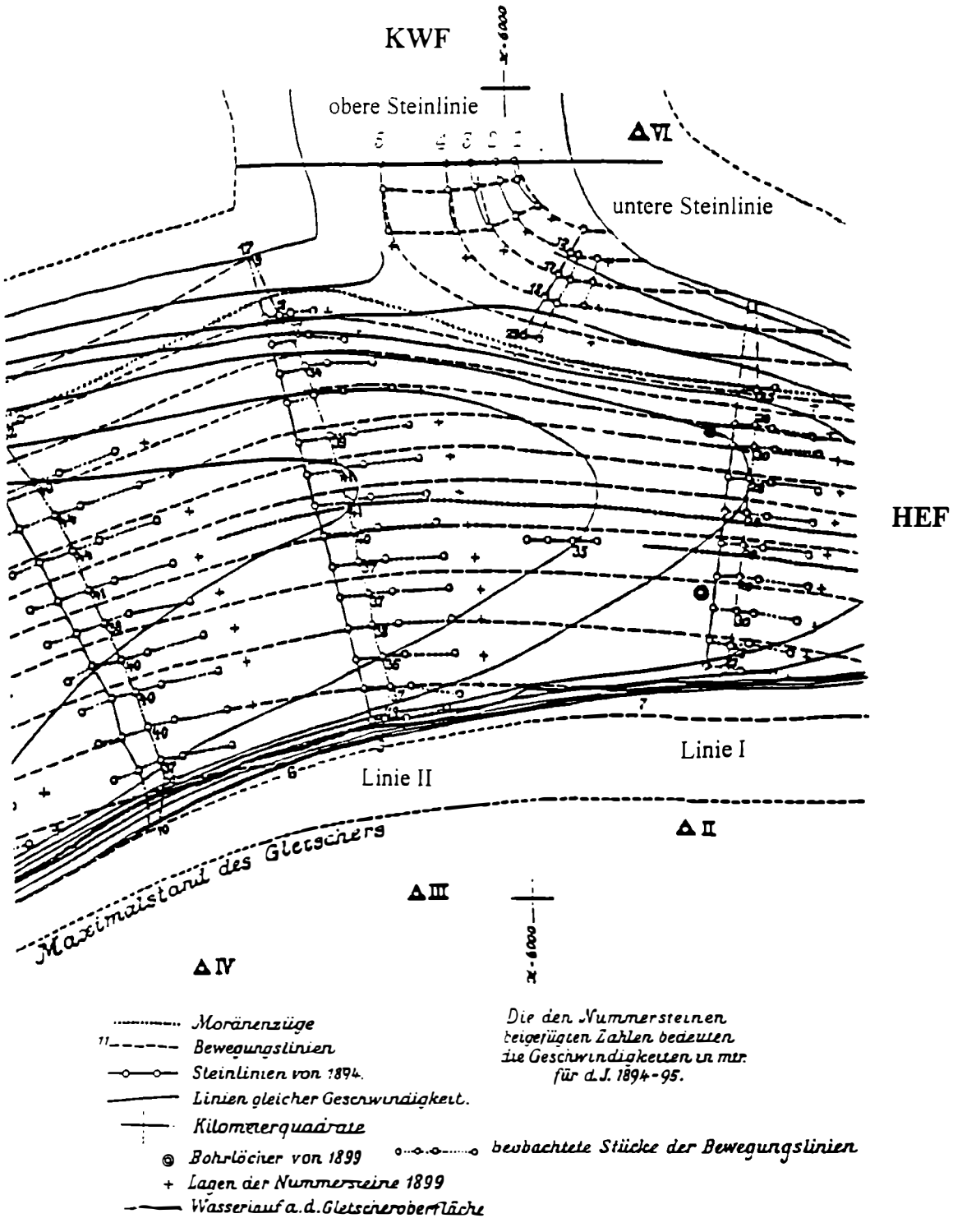


Abb. 4.1.6: Steinlinien für die Geschwindigkeitsmessungen auf dem KWF und HEF 1895-1898 (Blümcke und Hess. 1899)
(Die Zahlen an der oberen Steinlinie (KWF) sind die Nummern der Meßpunkte.)

Tab.4.2: Geschwindigkeitsmessungen KWF 1895-98 (aus Blümcke u. Hess, 1899) (obere Steinlinie, vgl. Abb. 4.1.6)

Meßpunkt	1	2	3	4	5	
z(1895)	2558	2558	2558	2558	2558	m
z(1896)	2545	2546	2545	2546	2541	m
v(95-96)	33.4	36.6	33.1	27.6	29.4	m/a
v(96-98)	27	33	31	-	22	m/a

z(1895) : Höhe der Oberfläche 1895
z(1896) : Höhe der Oberfläche 1896
v(95/96): Oberflächengeschwindigkeit 1895-1896
v(96-98): mittl. Oberflächengeschwindigkeit 1896-1898

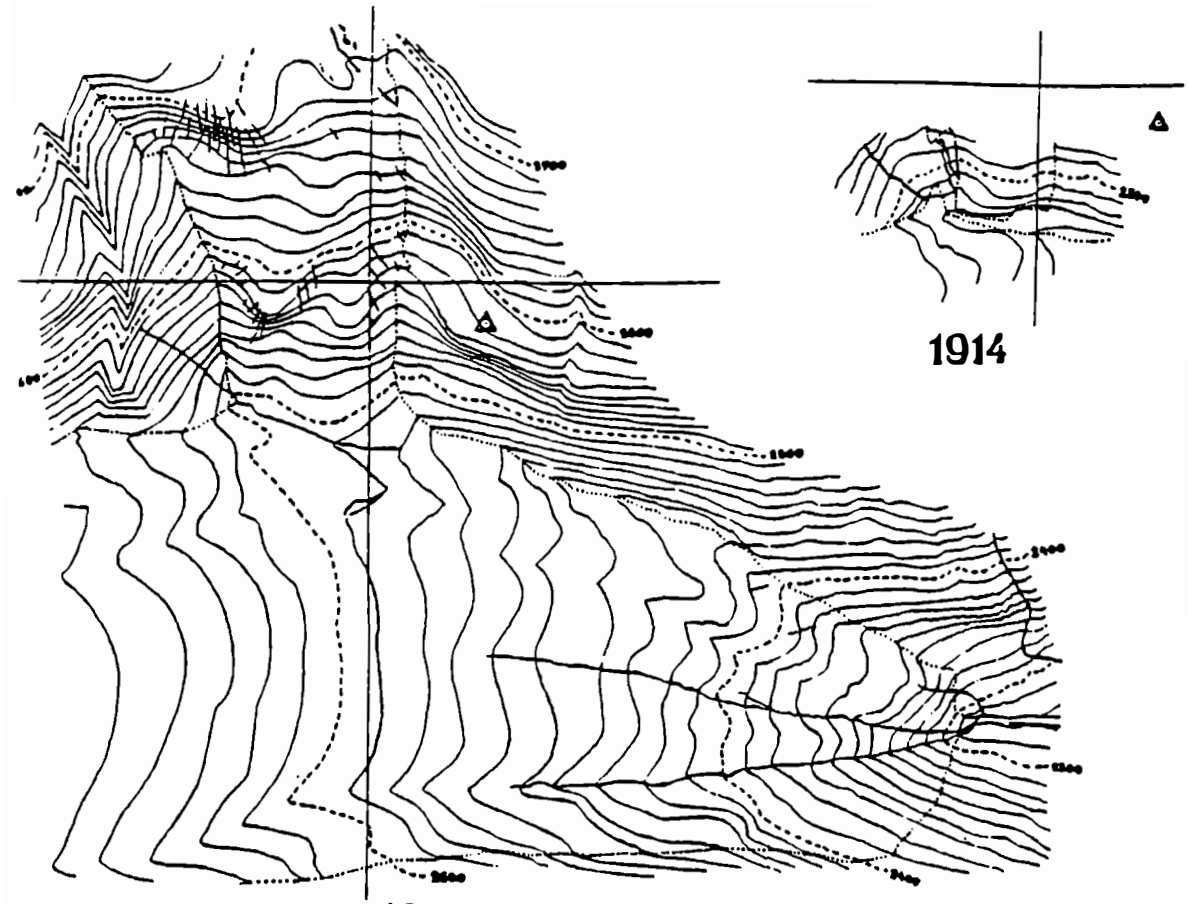
Betrachtet man das Dickenprofil des KWF unabhängig vom HEF, sieht man, daß der KWF im Modell immer deutlich zu lang und zu dick wiedergegeben wird. Ein Versuch, mit einer besser angepaßten Fließlinie und neu berechnetem Untergrund das Modellergebnis zu verbessern, scheiterte.
Das Erstaunen über diese Ergebnisse hält sich in Grenzen, da der KWF im Vergleich zum HEF trotz fehlender Seitengletscher eine kompliziertere Geometrie und auch ein deutlich komplizierteres Fließverhalten hat. Der KWF hat ein sehr großes, weites Firnbecken und eine sehr schmale, steile Zunge mit einem Gletscherbruch. Das Gletscherbett war bisher weitestgehend unbekannt, es existierten lediglich einige Eisdickenmessungen aus dem Firngebiet (Blindow, pers. Mitt.), aber die Topographie der Gletscheroberfläche sowie der Teil des Bettes, der mittlerweile eisfrei geworden ist, lassen stark vermuten, daß der Untergrund des KWF viel unregelmäßiger als der des HEF ist. (Neueste Radar-Eisdickenmessungen werden gerade ausgewertet, vgl. Kap. 5.1.3.) Am unteren Ende des Bruches apert zur Zeit der Fels aus, über die gesamte Zone mit starkem Gefälle fließt bzw. floß der Gletscher nicht über ein Sedimentbett, sondern über Fels, was für den Gleitanteil der Geschwindigkeit von großer Bedeutung ist. Auch ohne den Einfluß von Wasser können hier sehr hohe Gleitgeschwindigkeiten auftreten. Das Gleiten wird aber im Modell relativ ungenau wiedergegeben (siehe Kap. 3.1.2), sodaß hier sicher eine große Fehlerquelle liegt. Als logische Konsequenz aus dem Ganzen folgt, daß man einen so komplizierten Gletscher wie den KWF mit einem so einfachen, eindimensionalen Fließmodell wie dem hier verwendeten nicht simulieren kann. Daher wird der Fluß vom KWF auf den HEF stattdessen nur grob abgeschätzt.

Dazu wird zunächst aus der "1850"er Karte die Oberfläche und aus der 1979er Karte das Gletscherbett und somit die Fläche des Querschnitts am Zusammenfluß von KWF und HEF bestimmt. Vor 1894 wurden leider keine systematischen Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt. Es existieren aber zwei Messungen, die von den Brüdern Schlagintweit (Schlagintweit und Schlagintweit, 1850) im Jahr 1847 vorgenommen wurden. Sie fanden "am Zuflusse der Kesselwände" eine Geschwindigkeit von 44 m/a. Leider sind ihre Ortsangaben so ungenau, daß sich die Meßstelle nicht mehr eindeutig zuordnen läßt, jedoch kann der Wert als Anhaltspunkt für die Geschwindigkeit des HEF an der Einmündung des KWF während des letzten Hochstandes dienen. Man muß allerdings dabei beachten, daß die Schlagintweits nur im Sommer gemessen haben und man von der Sommergeschwindigkeit nicht unbedingt direkt auf die Jahresgeschwindigkeit schließen kann. Weiters muß das Jahr 1847 nicht repräsentativ für einen längeren Zeitraum sein, es könnte sein, daß es sich um eine beschleunigte Phase gehandelt hat, da wenige Jahre später der Höchststand des Gletschers erreicht worden sein muß.

Vergleicht man die Werte von 1895 (Tab. 4.2) sieht man, daß die Geschwindigkeit der oberen Linie KWF ungefähr gleich dem Mittel der Linie I und II HEF ist (vgl. Abb. 4.1.6). Es wird daher für die Geschwindigkeit des KWF im Jahre "1850" ein Wert von 40-50 m/a angenommen und damit der Fluß auf den HEF abgeschätzt. Diese Abschätzung ist sicher sehr grob, aber wie obiger Vergleich zeigt, immer noch besser als eine völlig unrealistische Modellierung.

Dazu kommt, daß der KWF bereits relativ früh vom Hauptstrom getrennt war und für die Folgezeit nicht mehr in Betracht gezogen werden muß. Abbildungen 4.1.7a-f zeigen den Zusammenfluß von KWF und HEF zwischen 1905 und 1922 (Hess, 1924). Die beiden Gletscher waren zum ersten Mal im Jahre 1914 voneinander getrennt (vgl. Abb. 4.1.8). Die endgültige Trennung erfolgte erst im Jahr 1933. Leider existieren zwischen 1920 und 1939 keine Karten des HEF. Daher wird der KWF-Zufluß ab 1933 gleich Null gesetzt. Zwischen den Werten für "1850" und 1894 bzw. 1933 wird unter Zuhilfenahme der allgemeinen Informationen, die in dieser Zeit über das Gletscherverhalten existieren, interpoliert. Verschiedene Abschätzungen für diesen Fluß werden in Kap. 4.4.3 diskutiert und sind im Anhang vollständig wiedergegeben.

Zur Kontrolle soll auch der Fluß vom LJF auf den HEF näher betrachtet werden. Es existieren vom LJF leider nur wenig Geschwindigkeitsmessungen und keinerlei Dickenmessungen. Schram (1966a, 1966b) untersuchte die Bewegung des HEF in den Jahren 1957-1963. Dabei wurde auch eine Steinlinie am unteren Ende des LJF unmittelbar an der Grenze zum HEF vermessen. Dort ergab sich eine mittlere



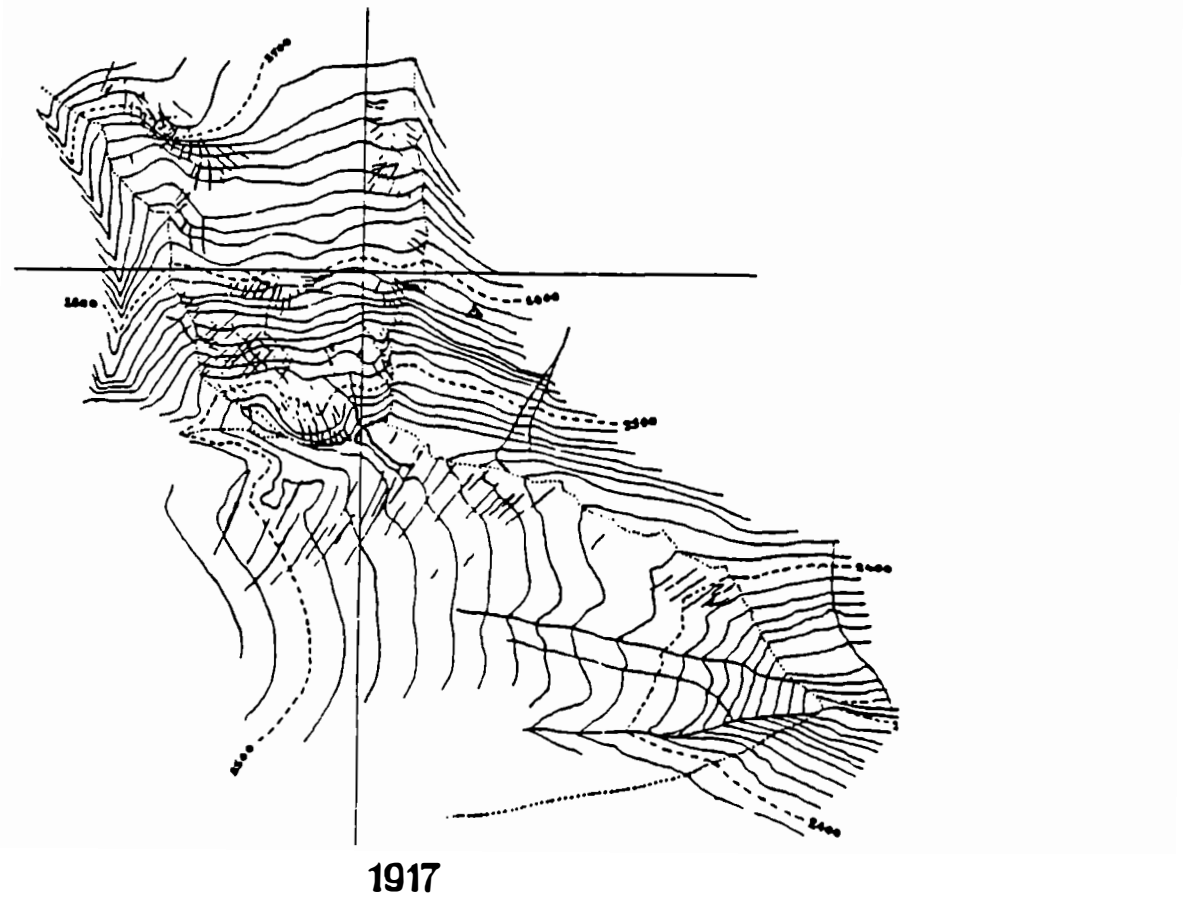
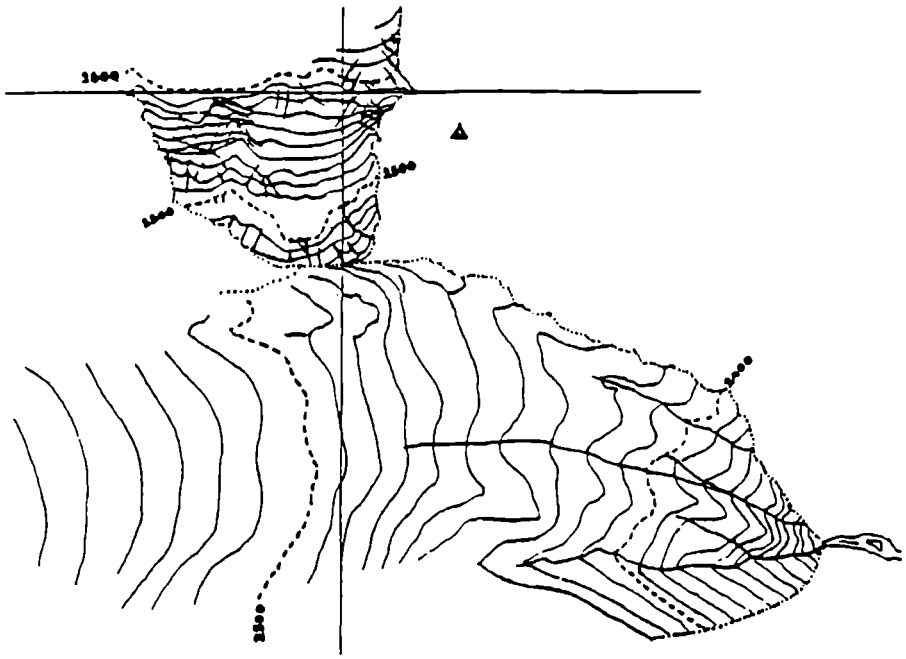


Abb.4.1.7 a: Der Zusammenfluß von KWF und HEF 1905
b: Der Zusammenfluß von KWF und HEF 1914
c: Der Zusammenfluß von KWF und HEF 1917



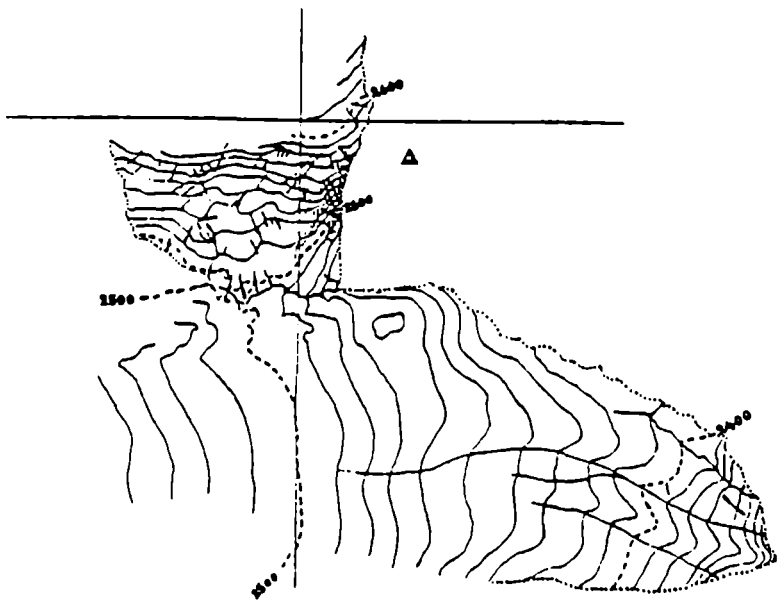


Abb. 4.1.7 d: Der Zusammenfluß von KWF und HEF 1918
e: Der Zusammenfluß von KWF und HEF 1919

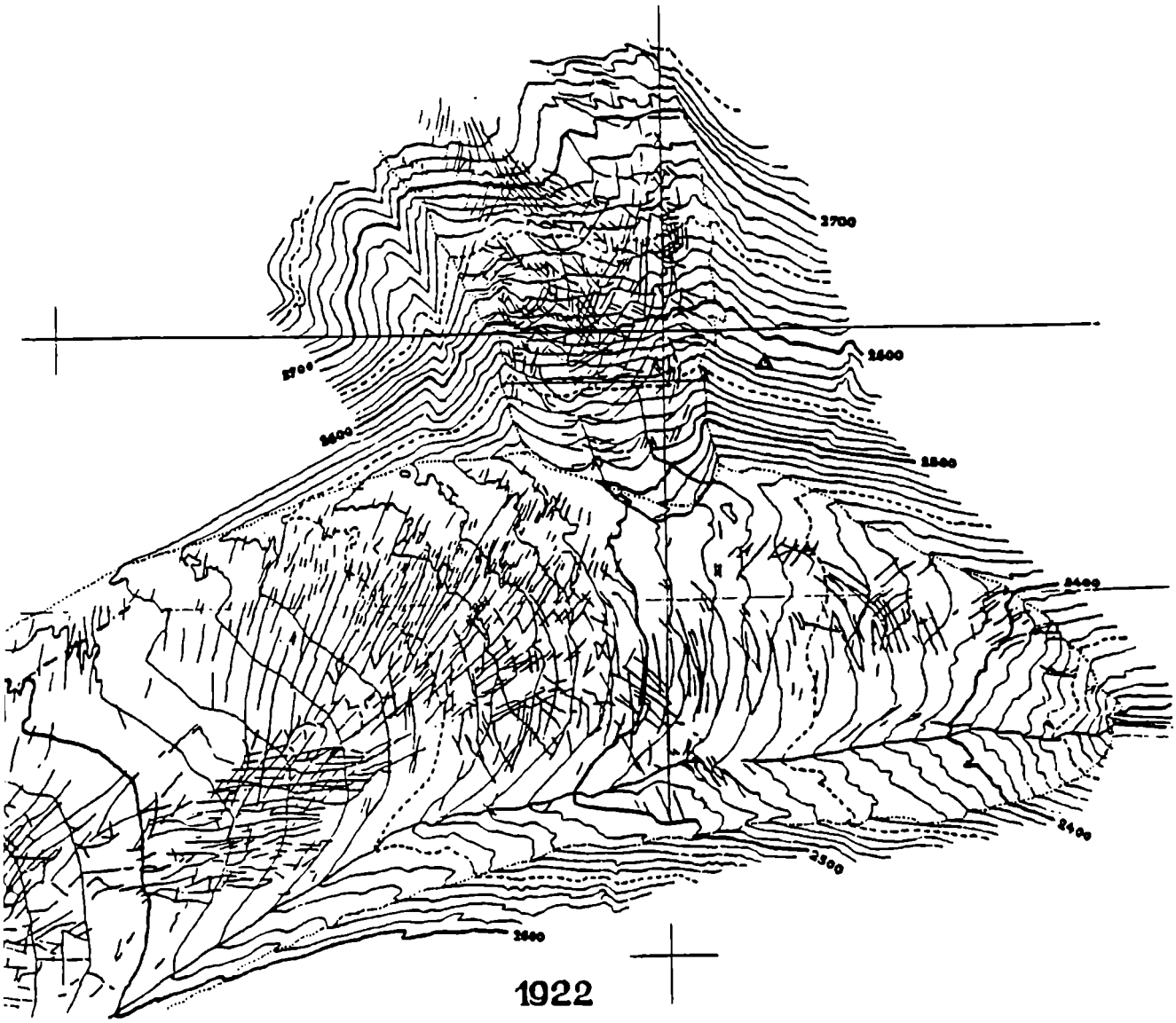


Abb. 4.1.7f: Der Zusammenfluß von KWF und HEF 1922 (Hess, 1924)

Oberflächengeschwindigkeit von 12 m/a. Es wird nun ein knapp darüber liegender Querschnitt betrachtet. Nimmt man eine basale Schubspannung von 1bar an, läßt sich aus der Neigung der Oberfläche (aus der 1979er Karte) die Dicke zu ca. 20m abschätzen. Es ergibt sich daraus ein mittlerer Fluß durch diesen Querschnitt von etwa 1.5×10^5 m³/a. Eine Abschätzung mit Hilfe der Bilanzgeschwindigkeit liefert einen Wert von etwa 2.2×10^5 m³/a. Der mit Hilfe des Modells berechnete Fluß beträgt für 1979 1.6×10^5 m³/a. Die Übereinstimmung von Modellergebnis und den beiden Abschätzungen ist also durchaus zufriedenstellend. Daher wird die Modellierung des LJF unverändert beibehalten.

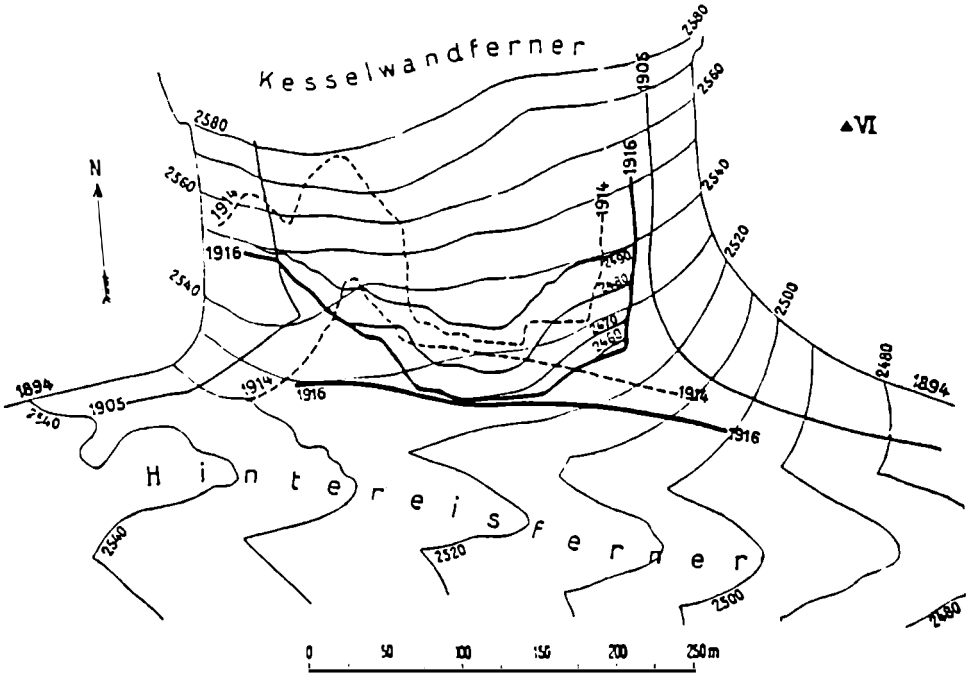


Abb. 4.1.8: Der Zusammenfluß von KWF und HEF 1894, 1905, 1914 und 1916 (Hess, 1917)

In Tab. 4.3 werden die Zuflüsse der Seitengletscher mit dem jeweiligen Fluß durch einen Querschnitt des HEF oberhalb der Einmündung des Seitengletschers verglichen. Der KWF liefert 1894 etwa 20% des HEF-Flusses, der LJF 10%.

Tab. 4.3: Beiträge der Seitengletscher zum HEF

	S (10^4 m^2)	Q (10^5 m^3/a)	Q_{SGL}/Q_{HEF}
HEF_{KWF} (1894)	7.1	17	
KWF (1894)	1.5	3.6	20%
HEF_{LJF} (1960)	12	15	
LJF (1960)	0.7	1.5	10%

S : Querschnittsfläche

Q : Fluß durch den Querschnitt

Es treten bei Modellen wie dem hier verwendeten oft numerische Stabilitätsprobleme auf, die dadurch gelöst werden, daß entweder eine Glättung verwendet wird oder bestimmte Obergrenzen für die Eisdickenänderung bzw. eine andere relevante Größe eingeführt werden. Beides erscheint nicht erstrebenswert. Daher sollen hier ein paar Überlegungen zum numerischen Schema angestellt werden.
(Da die Numerik zwar für das Modell sehr wichtig, für das physikalische Verständnis aber unbedeutend ist, wird zum Studium der Grundlagen der Numerik auf die einschlägige Literatur (z.B. Haltiner und Williams, 1980) verwiesen.)
Um ein geeignetes numerisches Schema zu wählen, wird der Charakter der Kontinuitätsgleichung (Gl. 4.3), mit deren Hilfe ja im wesentlichen die Eisdicke berechnet wird, untersucht. Dazu wird diese Differentialgleichung folgendermaßen geschrieben:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}\left[(u_s + u_d)\cdot S\right] + \text{Massenbilanz} \qquad (4.7)$$

Dabei ist S(H) eine quadratische Funktion der Eisdicke H (Gl. 4.1).
Für die Deformationsgeschwindigkeit u_d gilt mit Gl. 4.4 und 4.5:

$$u_d = f\,H\left(-\rho g H \frac{\partial h}{\partial x}\right)^3 \qquad (4.8)$$

mit	$h = H + h_b$ = Seehöhe der Oberfläche	(4.9)
wobei	h_b: Seehöhe des Gletscherbetts	
und	$f = s_1 s_2 f_1$	

Die Gleitgeschwindigkeit u_s wird für den Zweck dieser Stabilitätsuntersuchung zunächst außer acht gelassen; ebenso soll hier die Massenbilanz keine Rolle spielen. Gleichung 4.7 kann also jetzt als eine extrem nichtlineare Gleichung für die gesuchte Eisdicke H(x,t) aufgefaßt werden. Für die Stabilitätsuntersuchung soll diese Gleichung nun stückweise linearisiert werden. Die lineare Stabilität ist nur eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung dafür, daß das Verfahren auch im nichtlinearen Fall funktioniert. Es hat sich aber in der Praxis gezeigt, daß die lineare Stabilität meist ausreicht, während ein Verfahren, das schon im linearen Fall

instabil ist, natürlich auch im nichtlinearen Fall nicht stabil sein wird.

Für genügend kleine Abschnitte des Gletschers gilt:

$$H(x,t)=\overline{H}+H'(x,t) \tag{4.10}$$

wobei $\overline{H}$ die über x und t gemittelte Eisdicke entlang eines solchen Abschnitts, H' die Abweichung von $\overline{H}$ ist (mit $H' << \overline{H}$).
Dann folgt (Taylor-Entwicklung):

$$S(H)=S\left(\overline{H}+H'\right)=S\left(\overline{H}\right)+\frac{dS}{d\overline{H}}\cdot H' \qquad \left(\left(\frac{dS}{d\overline{H}}\right)=\left(\frac{dS}{dH}\right)_{(\overline{H})}\right) \tag{4.11}$$

(an der Stelle $\overline{H}$)

Dabei wird die Breite des Gletscherbetts für diesen Abschnitt als konstant angesehen.

Ebenfalls soll die Neigung des Gletscherbetts, $\frac{\partial h_b}{\partial x}=\gamma$, für kleine Abschnitte konstant und negativ sein.
Mit Gl. 4.8, Gl. 4.9 und Gl. 4.10 ergibt sich nun:

$$\begin{aligned} u_d &= f\left(\overline{H}+H'\right)\cdot\left[-\rho g\left(\overline{H}+H'\right)\right]^3\cdot\left[\frac{\partial h_b}{\partial x}+\frac{\partial \overline{H}}{\partial x}+\frac{\partial H'}{\partial x}\right]^3 \\ &= f(-\rho g)^3\left[\overline{H}^4+4\overline{H}^3\cdot H'+\ldots\right]\left[\gamma^3+3\gamma^2\frac{\partial H'}{\partial x}+\ldots\right] \end{aligned}$$

($\left(\overline{H}+H'\right)^4=\overline{H}^4+4\overline{H}^3H'+6\overline{H}^2H'^2+4\overline{H}H'^3+H'^4$, wobei die letzten drei Summanden vernachlässigt werden.

$\left(\gamma+\frac{\partial H'}{\partial x}\right)^3=\gamma^3+3\gamma^2\frac{\partial H'}{\partial x}+3\gamma\left(\frac{\partial H'}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial H'}{\partial x}\right)^3$, wobei wiederum die

Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden.)

$$u_d=f(-\rho g)^3\left[\overline{H}^4\gamma^3+4\overline{H}^3\gamma^3H'+3\overline{H}^4\gamma^2\frac{\partial H'}{\partial x}+12\gamma\overline{H}^3\frac{\partial H'}{\partial x}H'\right]$$

$$= f(-\rho g)^3\left[\overline{H}^4\gamma^3 + 4\overline{H}^3\gamma^3 H' + 3\overline{H}^4\gamma^2\frac{\partial H'}{\partial x}\right] \qquad (4.12)$$

Da Gl. 4.7 das Produkt von Querschnitt und Geschwindigkeit enthält, wird Gl. 4.12 mit S(H) multipliziert, und mit Hilfe von Gl. 4.11 folgt:

$$u_d \cdot S(H) = f(-\rho g)^3\left[\overline{H}^4\gamma^3 S(\overline{H}) + 4\overline{H}^3\gamma^3 S(\overline{H})H' + 3\overline{H}^4\gamma^2 S(\overline{H})\frac{\partial H'}{\partial x} + \overline{H}^4\gamma^3\frac{dS}{d\overline{H}}H' + ...\right] \qquad (4.13)$$

(Die nichtlinearen Terme werden wieder vernachlässigt.)
Mit Gl. 4.11 folgt:

$$\frac{\partial S(H)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(S(\overline{H}) + \frac{dS}{d\overline{H}}H'\right) = \frac{\partial S(\overline{H})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{dS}{d\overline{H}}\right)H' + \frac{dS}{d\overline{H}}\frac{\partial H'}{\partial t}$$

$$\frac{\partial S(H)}{\partial t} = \frac{dS}{d\overline{H}}\frac{\partial H'}{\partial t} \qquad (4.14)$$

Einsetzen von Gl. 4.13 und Gl. 4.14 in die Kontinuitätsgleichung (Gl. 4.7) ergibt (ohne Gleiten):

$$\frac{dS}{d\overline{H}}\frac{\partial H'}{\partial t} = f(\rho g)^3\left(4\overline{H}^3\gamma^3 S(\overline{H})\frac{\partial H'}{\partial x} + \overline{H}^4\gamma^3\frac{dS}{d\overline{H}}\frac{\partial H'}{\partial x} + 3\overline{H}^4\gamma^2 S(\overline{H})\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}\right)$$

$$\frac{\partial H'}{\partial t} = \frac{f(\rho g)^3}{\frac{dS}{d\overline{H}}}\left[\left(4\overline{H}^3\gamma^3 S(\overline{H}) + \overline{H}^4\gamma^3\frac{dS}{d\overline{H}}\right)\frac{\partial H'}{\partial x} + 3\overline{H}^4\gamma^2 S(\overline{H})\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}\right] \qquad (4.15)$$

Damit erhält die vereinfachte, abschnittsweise linearisierte Differentialgleichung (4.7) die folgende Form:

$$\frac{\partial H'}{\partial t} = -c\frac{\partial H'}{\partial x} + k\cdot\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2} \qquad (4.16)$$

mit:

$$c = -f\frac{(\rho g)^3}{\frac{dS}{d\overline{H}}}\gamma^3\left(\overline{H}^3\left(4S(\overline{H})+\overline{H}\frac{dS}{d\overline{H}}\right)\right)$$

$$= -f\frac{(\rho g)^3}{\frac{dS}{d\overline{H}}}\gamma^3\frac{d}{d\overline{H}}\left(\overline{H}^4\cdot S(\overline{H})\right) \quad > 0 \tag{4.17}$$

und: $$k = f\frac{(\rho g)^3}{\frac{dS}{d\overline{H}}}3\overline{H}^4\gamma^2 S(\overline{H}) \quad > 0 \tag{4.18}$$

Aus dieser Form kann man sofort erkennen, daß c eine (abschnittsweise konstante) Advektionsgeschwindigkeit darstellt, k analog einen (effektiven) Diffusionskoeffizienten.
Das heißt, die Änderung der Eisdicke wird durch Advektion (Hangabwärtsfließen des Eises unter Einfluß der Schwerkraft (c>0) und durch Diffusion (Auseinanderfließen des Eises unter seinem eigenen Gewicht) bewirkt.
Nun ist aus der Theorie der linearen Stabilität bekannt, daß der zeitliche Vorwärtsschritt bei Gleichungen vom Advektionstyp instabil ist, wenn der räumliche Gradient $\left(\frac{\partial H'}{\partial x}\right)$ in zentrierter Form approximiert wird.
Da die betrachtete Differentialgleichung sowohl Advektion als auch Diffusion beinhaltet und im vorliegenden Fall die Advektion c immer positiv (d.h. nach unten gerichtet) ist, bietet sich das sogenannte "upstream differencing" als Lösung an.
Man kann nämlich den Vorwärtsschritt, der programmtechnisch relativ einfach ist, beibehalten, wenn der räumliche Gradient $\frac{\partial H'}{\partial x}$ einseitig approximiert wird, und zwar von der Seite her, aus der die Advektion kommt ("upstream"):
Die Gleichung hat dann folgende Form:

$$\frac{H'^{(n+1)} - H'^{(n)}}{\Delta t} = -c\frac{H'_i - H'_{i-1}}{\Delta x} + k\frac{\left(H'_{i+1} - 2H'_i + H'_{i-1}\right)^{(n)}}{\Delta x^2} \tag{4.19}$$

Dieses Schema bleibt stabil, wenn

$$\left|\frac{c_{max}\Delta t}{\Delta x}\right| \le 1 \qquad \text{(CFL-Kriterium)}$$

und $$k_{max}\frac{\Delta t}{\Delta x^2}\leq 0.5 \qquad (4.20)$$

Jetzt bleibt nur noch das Problem, diese numerischen Erkenntnisse von der obigen abschnittsweise linearisierten Gleichung auf die wirklich zu lösende, extrem nichtlineare Form (Gl. 4.7) zu übertragen.
Wenn man die Kontinuitätsgleichung mit Hilfe obiger Erkenntnisse in Differenzenform schreibt, erhält man:

$$\frac{S^{(n+1)}-S^{(n)}}{\Delta t}=-\frac{1}{\Delta x}\left[u_d(i)\cdot S(i)-u_d(i-1)\cdot S(i-1)\right]+\text{Massenbilanz} \qquad (4.21)$$

$$\text{mit} \quad u_d(i)=f\,H(i)\left(-\rho g H(i)\frac{h(i+1)-h(i)}{\Delta x}\right)^3 \qquad (4.22)$$

$$\text{und} \quad S_I^{(n)}=S(H_I^{(n)})$$

Explizit handelt es sich hier um reine Advektion, daher wird die räumliche Differenz "upstream" gebildet.
In dieser Form wird die Gleichung im Modell zur Berechnung der zeitlichen Änderung der Querschnittsfläche bzw. der Eisdicke verwendet.

Implizit ist in dieser Gleichung ein Diffusionsterm enthalten. Um dies zu veranschaulichen wird Gl. 4.22 in Gl. 4.21 eingesetzt und wiederum linearisiert.
Mit Hilfe von Gl. 4.9 ergibt sich zunächst:

$$\bar{u}_d(i)=f(-\rho g)^3 H(i)\left((H(i)\left(\gamma+\frac{H(i+1)-H(i)}{\Delta x}\right)\right)^3 \qquad (4.23)$$

Da $S(H)\sim H^2$, wird hier formal mit $S(H)=H^2$ gerechnet. Dann folgt:

$$\frac{S^{(n+1)}-S^{(n)}}{\Delta t}=-f\,(\rho g)^3\frac{1}{\Delta x}\left[H(i)^6\left(\gamma+\frac{H(i+1)-H(i)}{\Delta x}\right)^3-H(i-1)^6\left(\gamma+\frac{H(i)-H(i-1)}{\Delta x}\right)^3\right] \qquad (4.24)$$

Mit Gl. 4.10 folgt:

$$\frac{S^{(n+1)}-S^{(n)}}{\Delta t}=-f(\rho g)^3\frac{1}{\Delta x}\left[\begin{array}{l}\left(\overline{H}(i)+H'(i)\right)^6\left(\gamma^3+3\gamma^2\frac{H'(i+1)-H'(i)}{\Delta x}\right)\\-\left(\overline{H}(i-1)+H'(i-1)\right)^6\left(\gamma^3+3\gamma^2\frac{H'(i)-H'(i-1)}{\Delta x}\right)\end{array}\right]$$

$$=-f(\rho g)^3\frac{1}{\Delta x}\left[\begin{array}{l}6\overline{H}(i)^5\gamma^3H'(i)-6\overline{H}(i)^5\gamma^3H'(i-1)\\+\overline{H}(i)^6 3\gamma^2\frac{H'(i+1)-2H'(i)+H'(i-1)}{\Delta x}\end{array}\right]$$

$$\frac{S^{(n+1)}-S^{(n)}}{\Delta t}=-f(\rho g)^3\left(6\overline{H}(i)^5\gamma^3\frac{H'(i)-H'(i-1)}{\Delta x}+3\gamma^2\overline{H}(i)^6\frac{H'(i+1)-2H'(i)+H'(i-1)}{\Delta x^2}\right) \tag{4.23}$$

Man sieht, daß die erste Ableitung (Advektion) wie gewünscht einseitig ("upstream") und die zweite Ableitung (Diffusion) zentriert gebildet wird.

Bei Verwendung des oben beschriebenen "upstream differencing"-Schemas (Gl. 4.21) erweist sich das Modell auch ohne Glättung oder Einführung irgendwelcher Obergrenzen als numerisch stabil. Bei Halbierung des Zeitschritts ändert sich das Rechenergebnis nicht.
Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß für die Berechnung nur das Feld H(i) benötigt wird, keinerlei Interpolation oder Mittelung.

Der "Fließparameter" f_1 und der Gleitfaktor f_2 sollen nun mit Hilfe der Periode 1953-1979 geeicht werden. Diese Periode wurde gewählt, weil hierfür sowohl direkt gemessene Massenhaushaltsdaten als auch genaue topographische Karten für Anfangs- und Endjahr zur Verfügung stehen. Dabei ist jedoch zu beachten, daß es sich dabei um eine Rückzugsperiode handelt. Zusätzlich wurde auch die Periode 1953-1991 gerechnet, allerdings gibt es für 1991 noch keine topographische Karte, es ist hier nur das Zungenprofil bekannt (Markl, pers. Mitt.).

Sowohl bei der Eichung als auch später bei der Simulation des Gletschers für frühere Zeiträume wurde folgendermaßen vorgegangen: Der Modell-Lauf wurde in einem Jahr mit bekanntem Ausgangsprofil gestartet und in einem Jahr mit aus einer Karte bekanntem Profil beendet. Zunächst wurde dann die Übereinstimmung des Modellergebnisses mit dem bekannten Endprofil überprüft. Bei längeren Läufen wurde weiters auch die zeitliche Änderung der Zungenstände während des gesamten Laufs mit den gemessenen Zungenständen verglichen. (Längenmessungen des Gletschers sind weitaus zahlreicher vorhanden als topographische Karten).

Abb. 4.3.1 zeigt das Ergebnis der Eichung 1953-1979, gerechnet mit $f_1=1.7\text{x}10^{-24}$ und $f_2=1.3\text{x}10^{-17}$, Abb. 4.3.2 analog für die Periode 1953-1991. Es wurde vor allem auf eine gute Übereinstimmung von Modellergebnis und Karte am unteren Teil der Zunge Wert gelegt. Dickenabweichungen im oberen Teil des Gletschers können durch die relativ ungenaue Parametrisierung der Gletschergeometrie zustande kommen. Dazu kommt, daß aus der Karte die Eisdicke an der zentralen Fließlinie, also jeweils am höchsten Punkt des Querschnitts, bestimmt wurde, während im Modell mit einer ebenen Verbindungslinie von linkem zu rechtem Gletscherrand gerechnet wird.

Der Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Geschwindigkeiten ist für die Eichung des Modells wenig zielführend. Es gibt kaum Profile der Oberflächengeschwindigkeit längs der Fließlinie, und die Werte schwanken sehr stark von Jahr zu Jahr (Span, 1993). Trotzdem soll aber zumindest die Größenordnung der Geschwindigkeit überprüft werden. In Abb. 4.3.3 sind die gemessenen und berechneten mittleren Oberflächengeschwindigkeiten für 1991 dargestellt. In Anbetracht der stark vereinfacht parametrisierten Gletschergeometrie ist die Übereinstimmung durchaus zufriedenstellend.

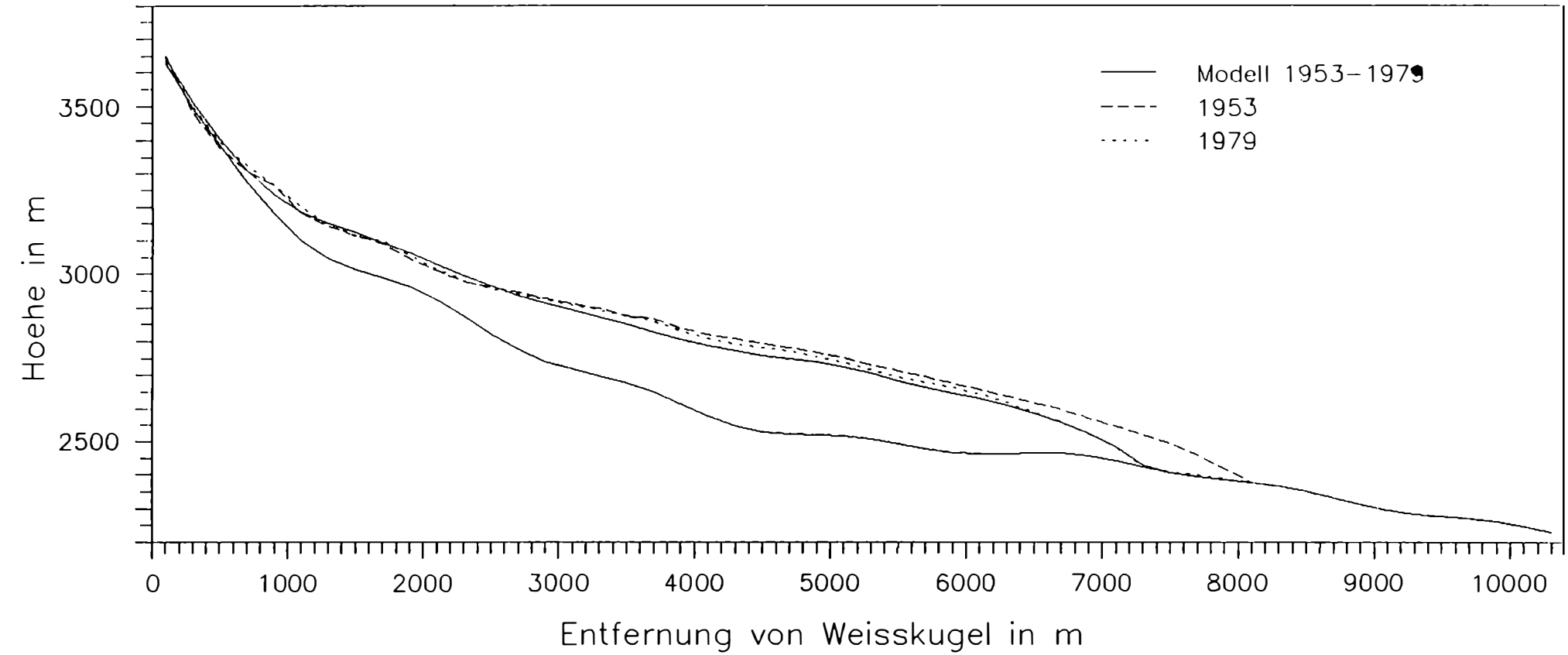


Abb.4.3.1: Ergebnis der Eichung 1953-1979

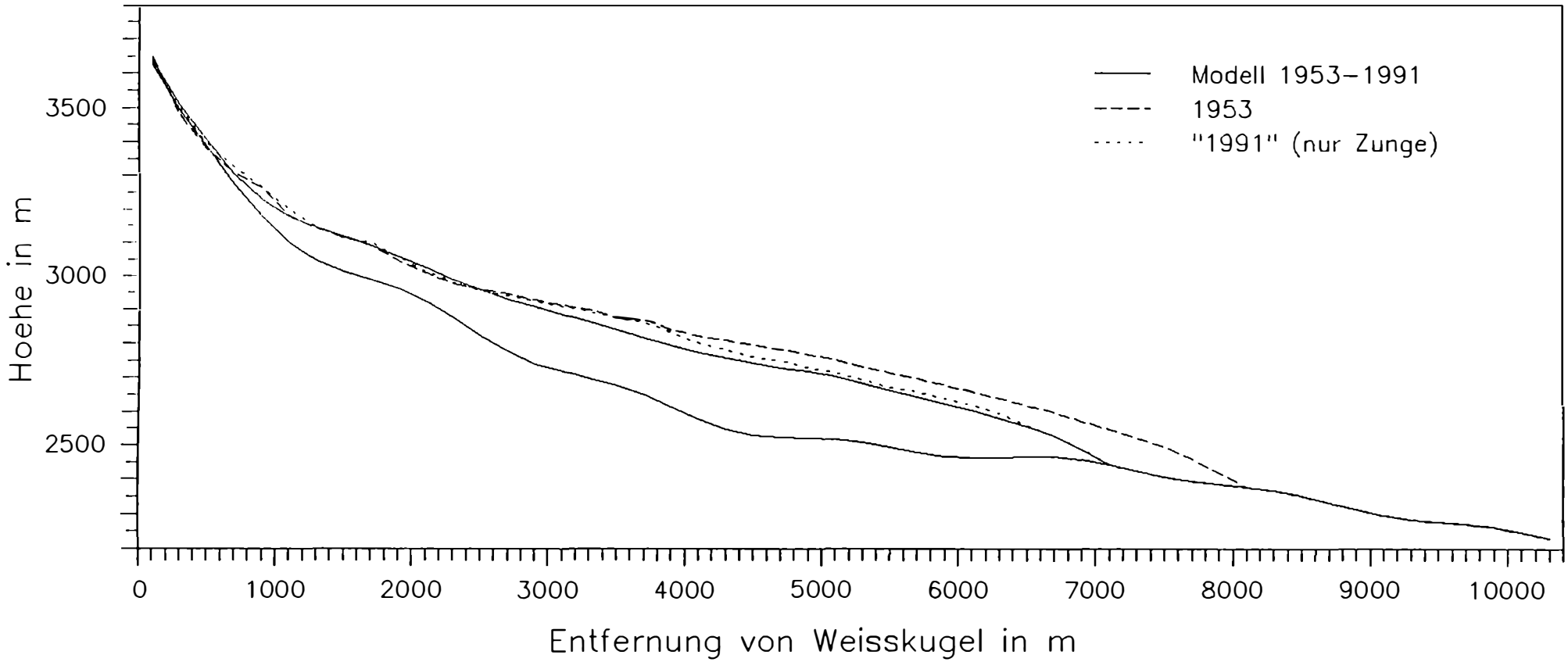


Abb.4.3.2: Ergebnis der Eichung 1953-1991

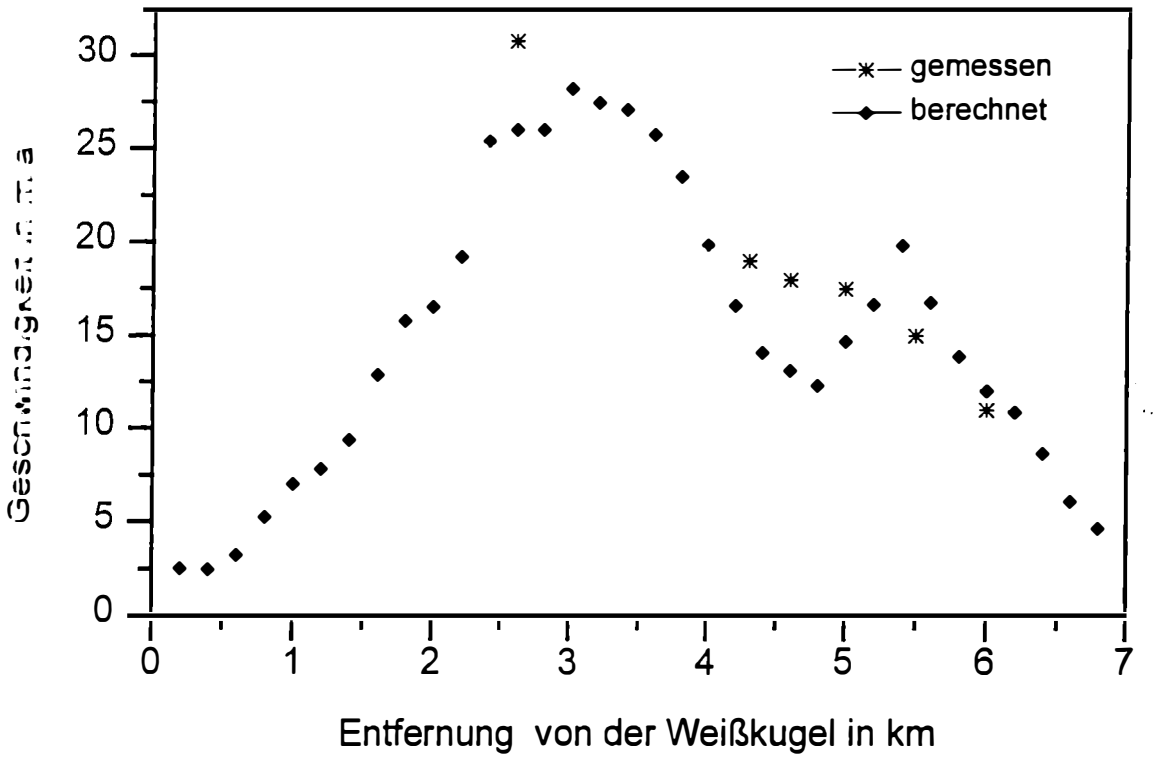


Abb.4.3.3: Vergleich der gemessenen mit den berechneten mittleren Oberflächengeschwindigkeiten 1991

4.4.1 Der "Fließparameter" f_1 und der Gleitfaktor f_2

Der "Fließparameter" f_1 (für die Deformationsgeschwindigkeit) und der Gleitfaktor f_2 sind aus Messungen nicht genau bestimmbar und wurden daher für die Eichung des Modells verwendet. Es soll aber noch untersucht werden, wie empfindlich der Modellgletscher auf Änderungen dieser beiden Faktoren reagiert. Bei dieser und den folgenden Empfindlichkeitsuntersuchungen hätte man mit Gleichgewichtsgletschern rechnen können. Im Hinblick auf die spätere Rechnung wurde hier jedoch jeweils der Lauf 1858-1979 gerechnet. Dies hat den Vorteil, daß vermutlich der gesamte Schwankungsbereich der Gletschergröße abgedeckt wurde. Der Höchststand von "1850" wurde nie wesentlich überschritten, ob der Gletscher jemals kleiner als heute war, kann nicht mit Sicherheit festgestellt werden, vermutlich aber zumindest seit "Ötzis" Zeiten nicht mehr.
Abb. 4.4.1 zeigt die Endprofile für die Modell-Läufe mit f_1 zwischen 0.5 und 3.0×10^{-24} (Eichwert: 1.7×10^{-24}). Während die Endlänge (1979) nicht sehr stark von f_1 abhängig ist, nimmt die Eisdicke (1979) bei geringerem f_1, also langsamerem Fließen, doch erkennbar zu. Der Dickenunterschied zwischen dem Lauf mit dem kleinsten und dem mit dem größten f_1 beträgt etwa 70m über weite Teile des Gletschers. Am unteren Teil der Zunge und im oberen Bereich des Akkumulationsgebiets sind die Dickenunterschiede geringer. Betrachtet man die Längenänderungen über den gesamten Zeitraum der Simulation (Abb. 4.4.2), sieht man, daß die Unterschiede zwischen den verschiedenen Läufen deutlich größer sind als beim Endprofil. Vor allem in der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts liegen die Kurven z.T. weit auseinander. Interessanterweise nähern sie sich aber dann gegen Ende der Simulation wieder stark.
Der Gleitfaktor f_2 hat einen viel geringeren Einfluß als f_1, da das Gleiten insgesamt nur einen geringen Anteil an der Gesamtgeschwindigkeit hat (Größenordnung 1/10). Variiert man f_2 ähnlich wie zuvor f_1, liegen die Längen nie mehr als eine Gitterpunktsdistanz auseinander (Abb. 4.4.3), und die Endprofile stimmen fast genau überein (Abb. 4.4.4). Erst wenn f_2 um eine ganze Zehnerpotenz vergrößert wird, ergeben sich deutliche Unterschiede in Endprofil (Abb. 4.4.5) und Endlänge (Abb. 4.4.6). Eine Verringerung von f_2 um eine Zehnerpotenz ergibt fast keinen Unterschied. Die Absolutwerte der Gleitgeschwindigkeit liegen für die Eichung 1953-1979 (mit $f_2 = 1.3 \times 10^{-17}$) in der Größenordnung von einigen Metern, d.h. bei Vergrößerung von f_2 um eine Zehnerpotenz kommt die Gleitgeschwindigkeit in die

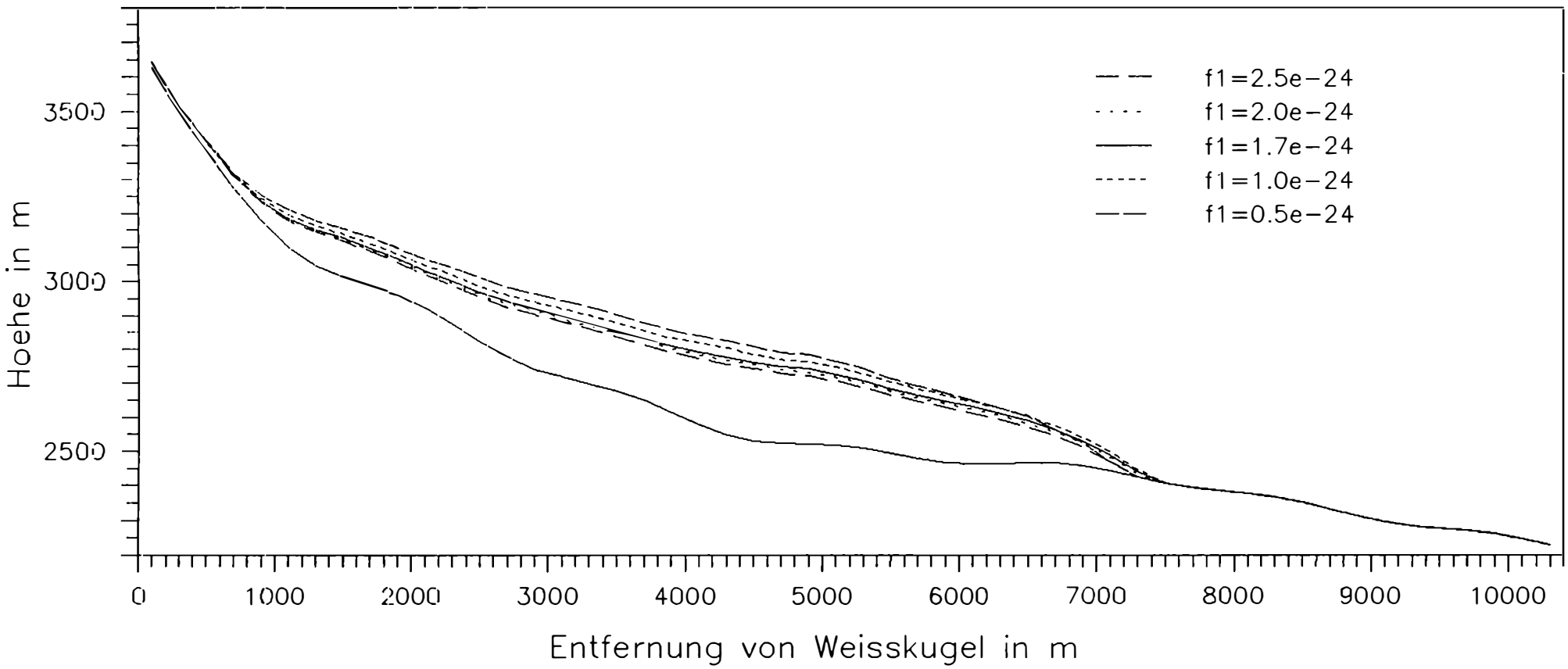


Abb. 4.4.1: **Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979 mit verschiedenen f_1**

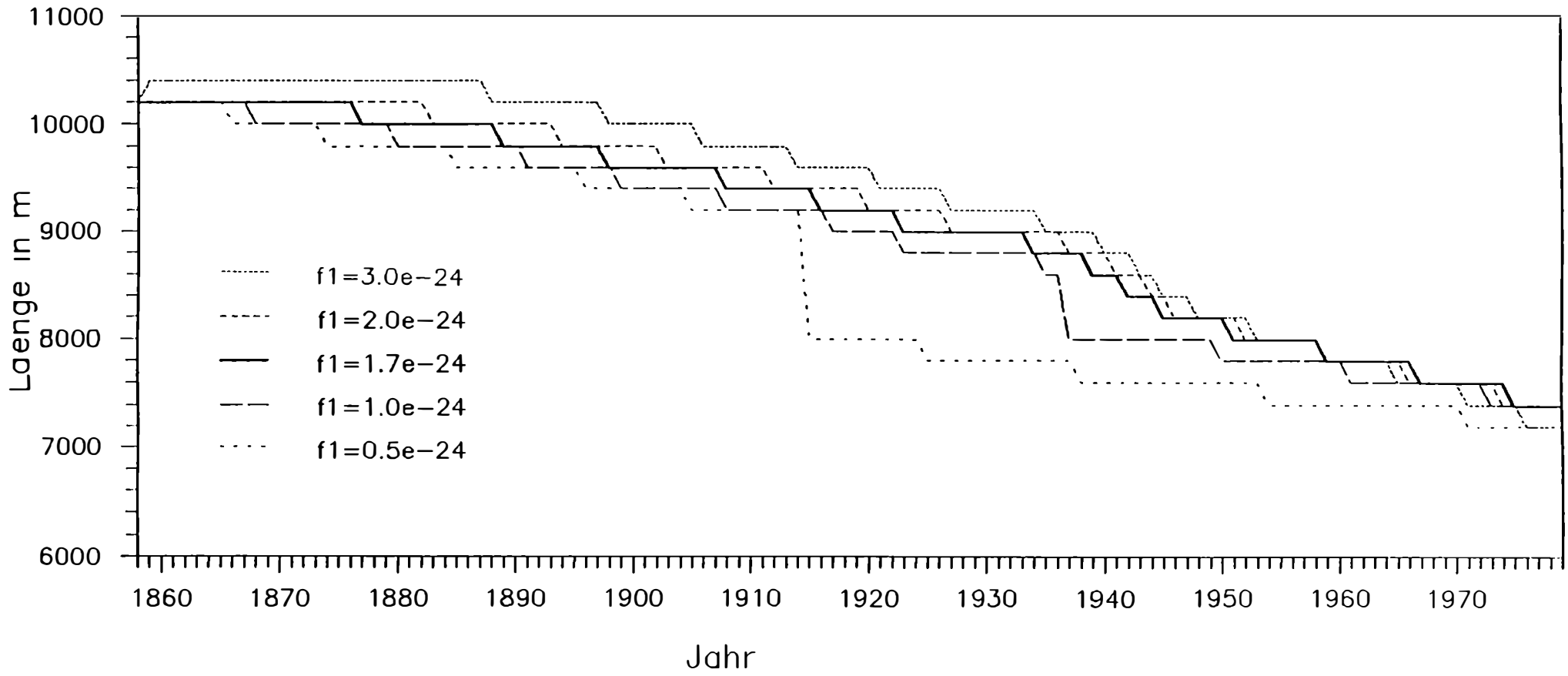


Abb.4.4.2: Längenänderungen 1858-1979 in Abhängigkeit von f_1

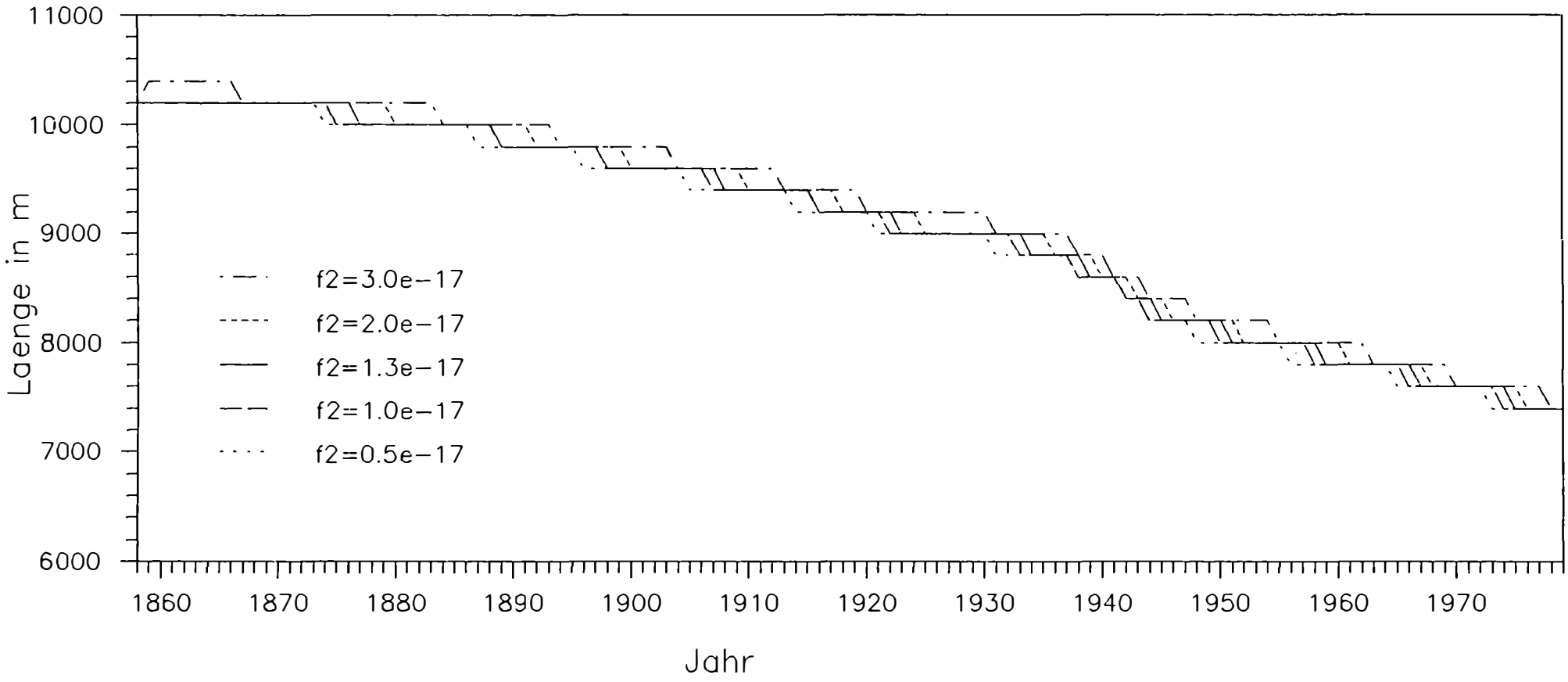


Abb.4.4.3: Längenänderungen 1858-1979 in Abhängigkeit von f_2

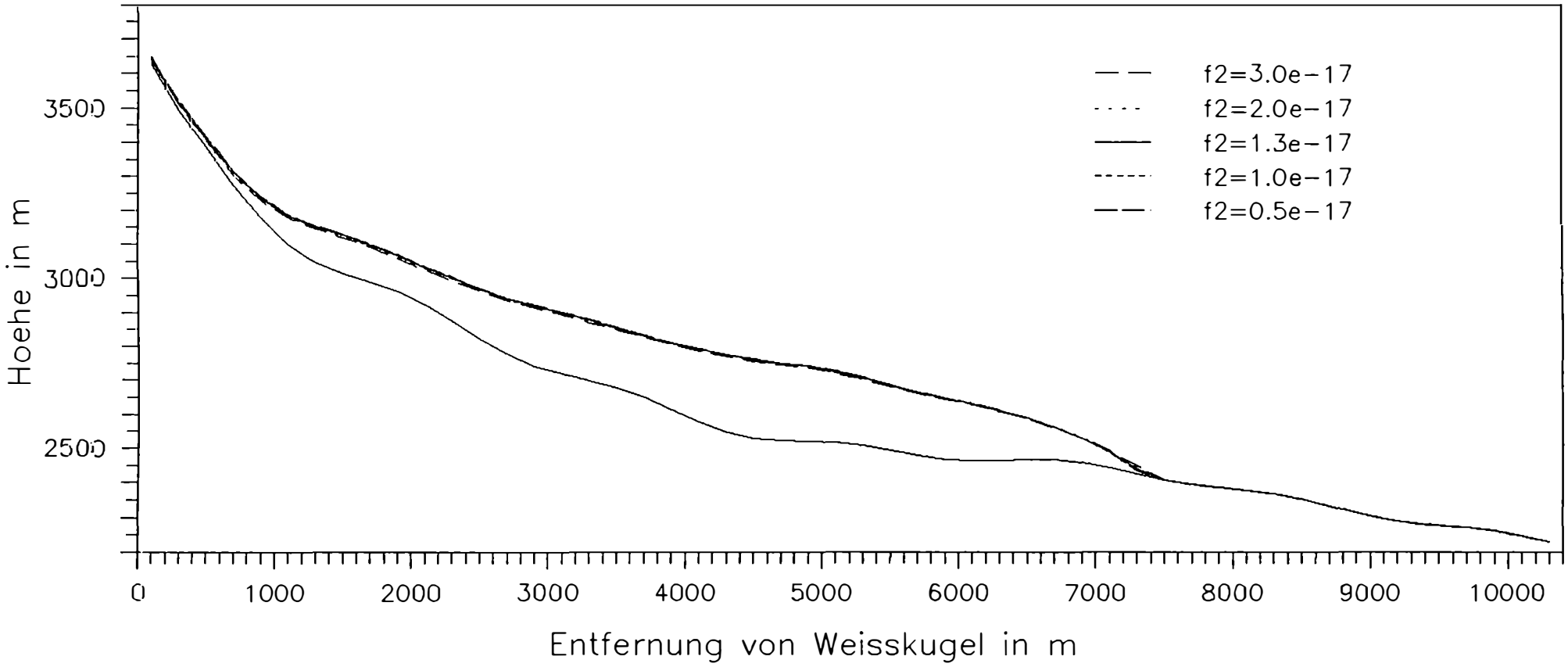


Abb. 4.4.4: Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979 mit verschiedenen f_2

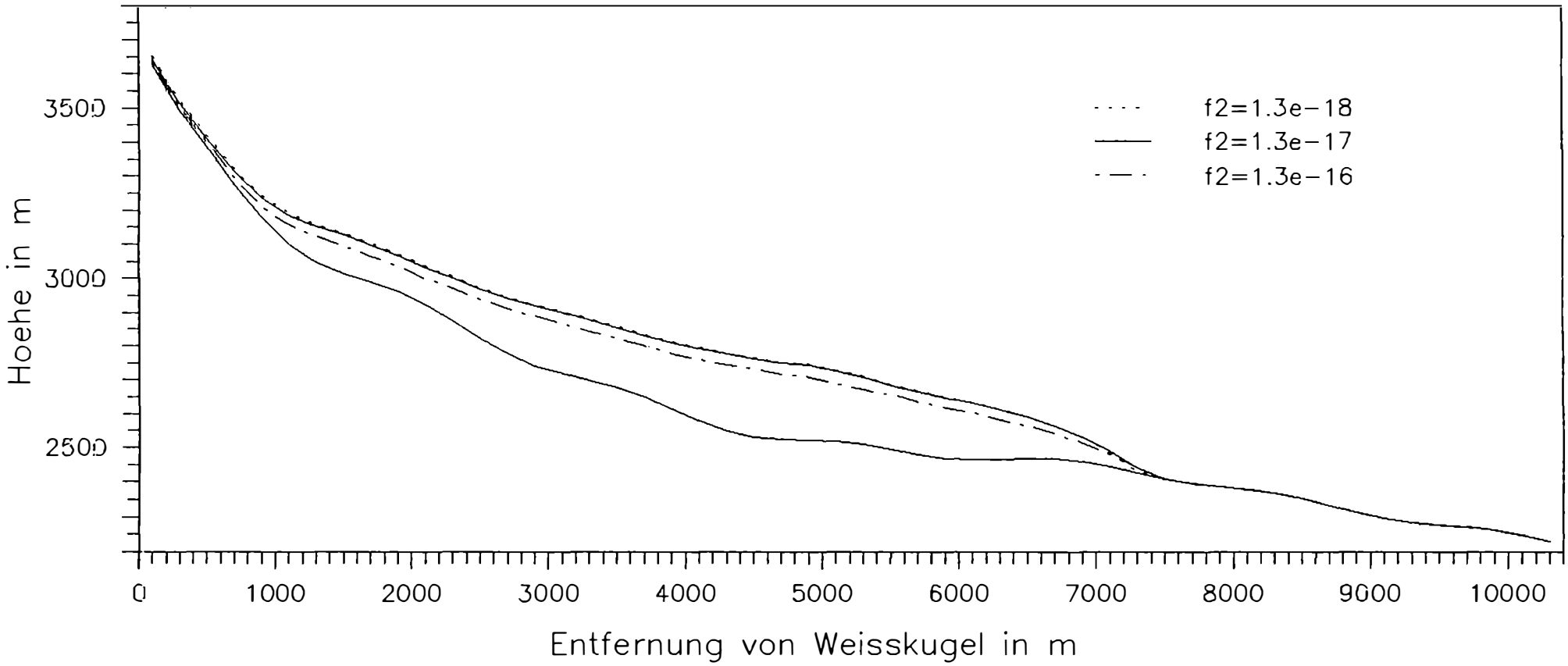


Abb. 4.4.5: **Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979 mit verschiedenen f_2**

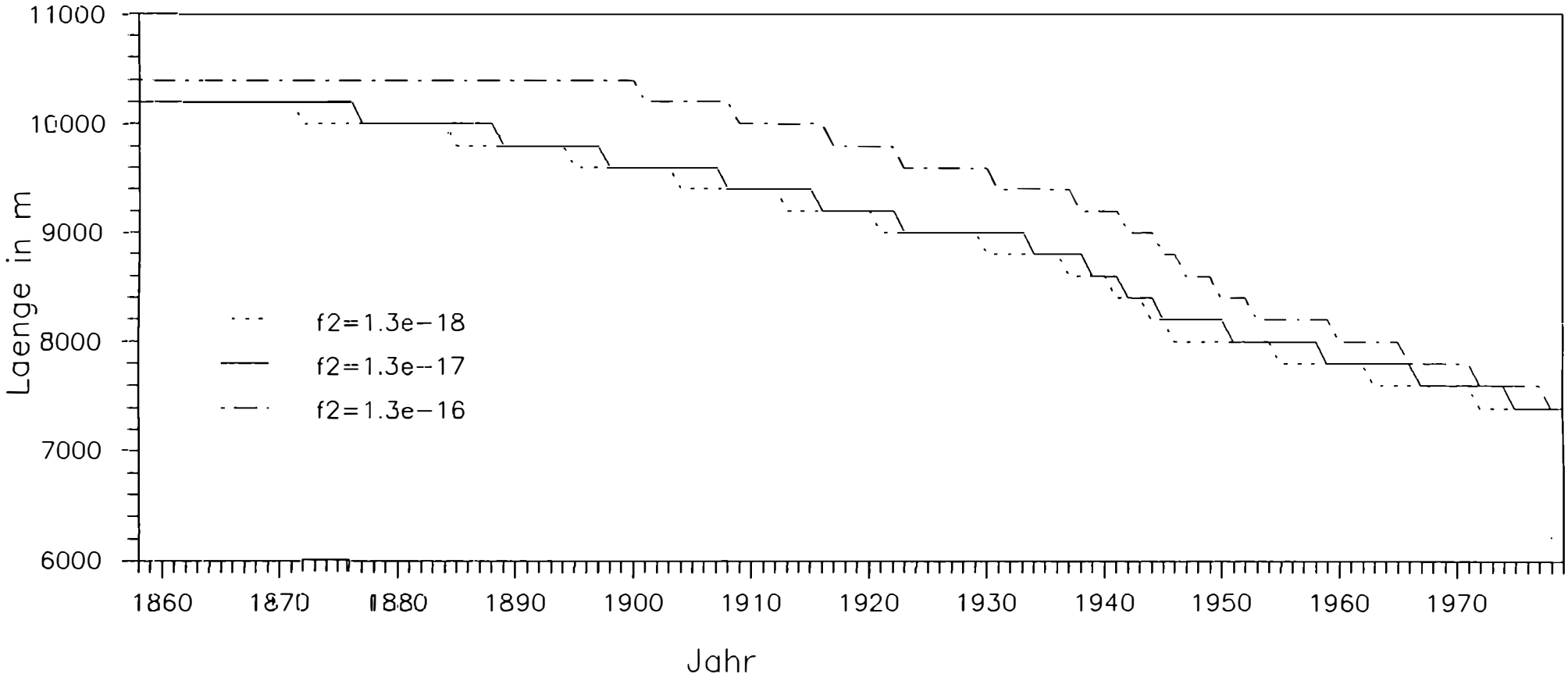


Abb.4.4.6: Längenänderungen 1858-1979 in Abhängigkeit von f_2

Größenordnung der Deformationsgeschwindigkeit (einige Dekameter/Jahr). Daher wird der Fluß vom KWF auf den HEF stattdessen nur grob abgeschätzt. während bei Verringerung um eine Zehnerpotenz nur noch Dezimeter/Jahr erreicht werden.
Es wurde bereits in Kapitel 3.1.2 darauf hingewiesen, daß die Berechnung der Gleitgeschwindigkeit problematisch ist. Die hier verwendete Methode ist eine starke Vereinfachung, damit auch eine zeitweise große Fehlerquelle. Die vorhandenen Messungen lassen vermuten, daß der Anteil des Gleitens an der Gesamtgeschwindigkeit weder zeitlich noch räumlich konstant ist, z.B. ist im unteren Zungenbereich der Gleitanteil sicher größer als die oben erwähnten 10% (Span, pers.Mitt.). Weiters deutet das surge-artige Verhalten des Hintereisferners während des 1920er Vorstoßes (vgl. Kap. 6.3) darauf hin, daß während eines Vorstoßes das Gleiten stark an Bedeutung zunehmen könnte.

4.4.2 Der Einfluß der Massenbilanz

Um den Einfluß der Massenbilanz zu untersuchen, wurde der Lauf 1858-1979 jeweils mit Abweichungen von der aus Klimadaten berechneten spezifischen Bilanz (vgl. Kap. 5.5.3, die Daten sind im Anhang wiedergegeben) von -200mm, -100mm, 0mm, +100mm und +200mm gerechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildungen 4.4.7 und 4.4.8 dargestellt. Sowohl im Endprofil als auch im zeitlichen Verlauf der Zungenstände sind deutliche Unterschiede zu erkennen.
Die größten Unterschiede treten wieder an der Zunge bzw. in der zweiten Hälfte der Simulation auf. 200mm Differenz in der Massenbilanz haben ca. 800m Differenz in der Endlänge zur Folge. Der entsprechende Dickenunterschied liegt in der unteren Gletscherhälfte etwa zwischen 40m und 90m.
Weiters soll nun der Einfluß der Form der Bilanz-Höhen-Kurve untersucht werden. Dazu werden drei verschiedene Kurven betrachtet: die mittlere Kurve der Jahre 1961-1991, sowie die beiden in Abb. 4.1.1 dargestellten Kurven (jeweils Mittel aus den sechs Jahren mit der höchsten und den vier Jahren mit der niedrigsten Lage der Gleichgewichtslinie). Abbildungen 4.4.9 und 4.4.10 zeigen die Ergebnisse dieser Rechnung. Die Kurve für die stark negativen Jahre ergibt den kürzesten Gletscher, die für die stark positiven Jahre den längsten. Die Differenz ist nie größer als die zweifache Gitterpunktsdistanz. Man sollte dieses Ergebnis jedoch im Hinterkopf behalten, wenn es darum geht, frühere Hochstandsperioden, also Perioden mit stark positiven Bilanzen, zu simulieren.

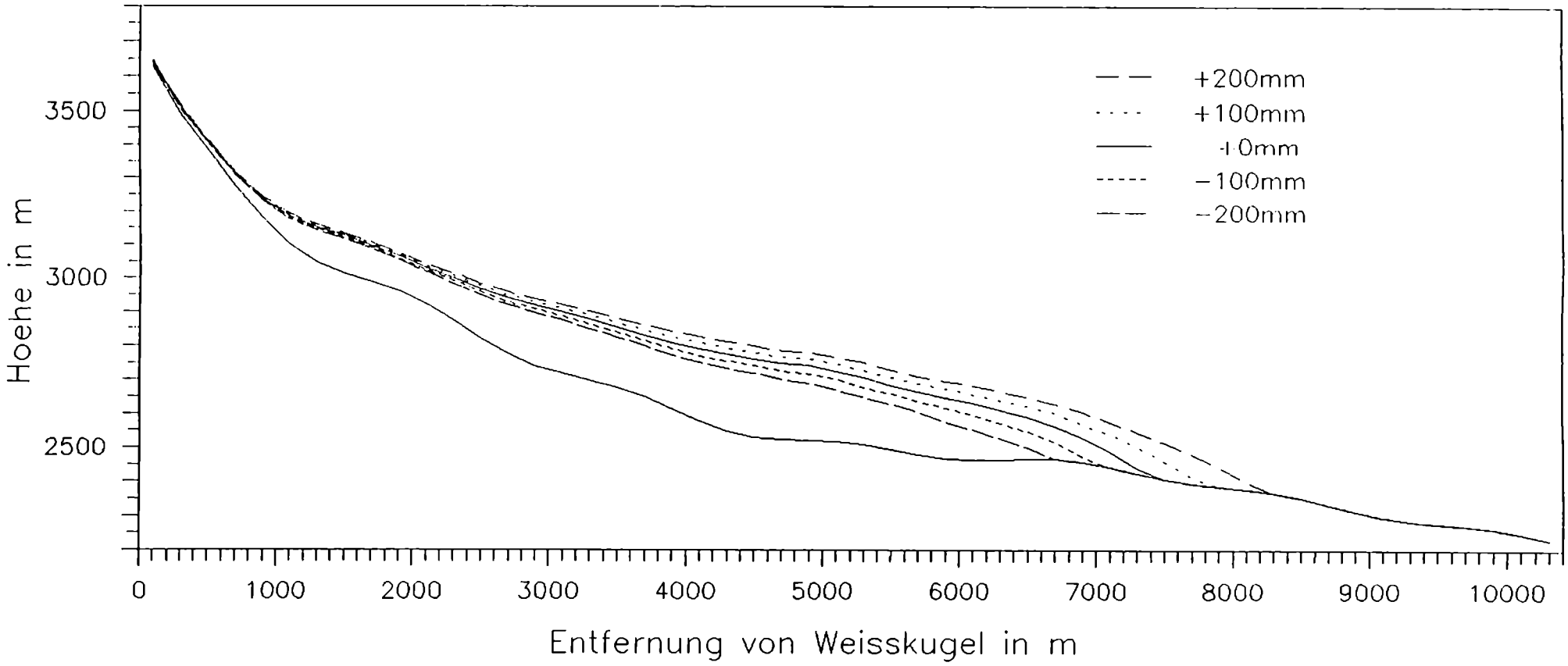


Abb. 4.4.7: Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979 in Abhängigkeit von der Massenbilanzabweichung (Die Referenzwerte (b=0) sind in Tab 4.1 angegeben.)

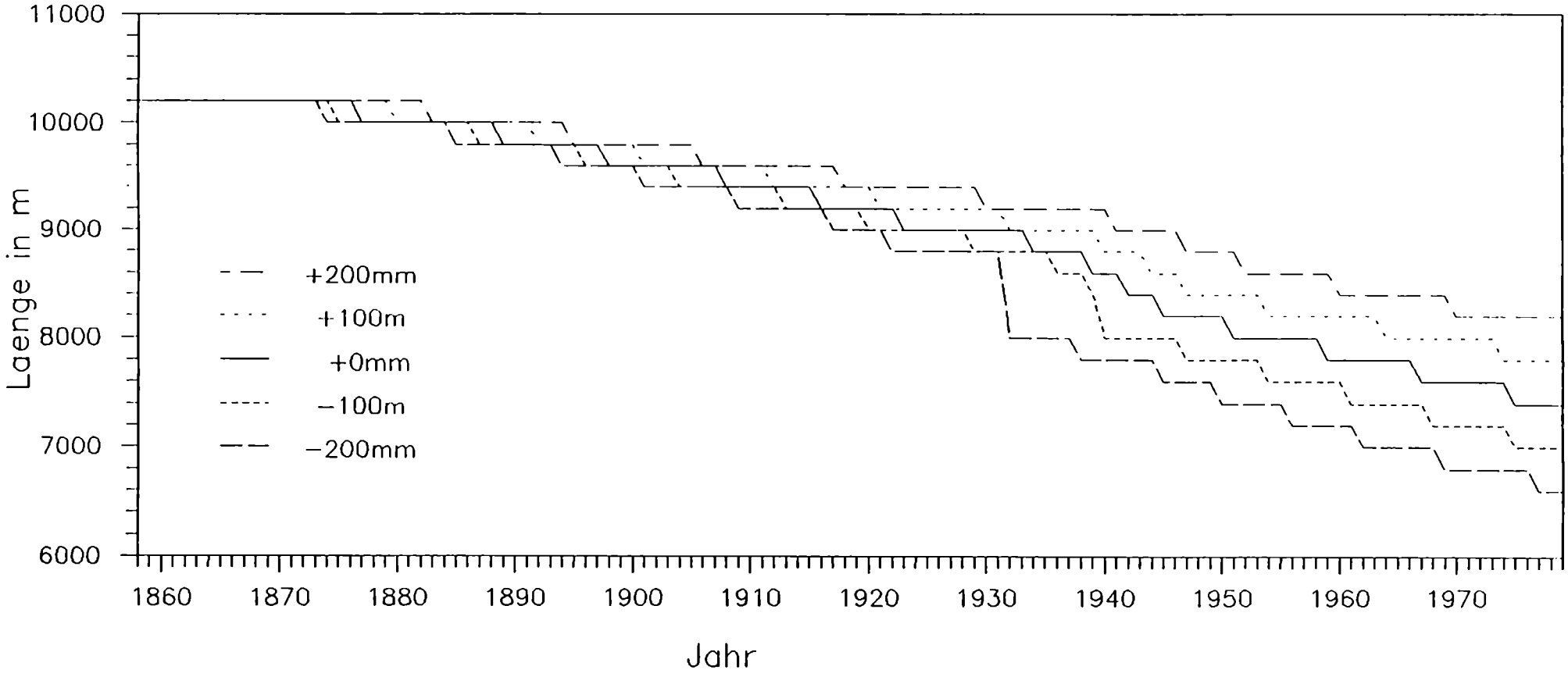


Abb.4.4.8: Längenänderungen 1858-1979 in Abhängigkeit von Massenbilanzabweichung

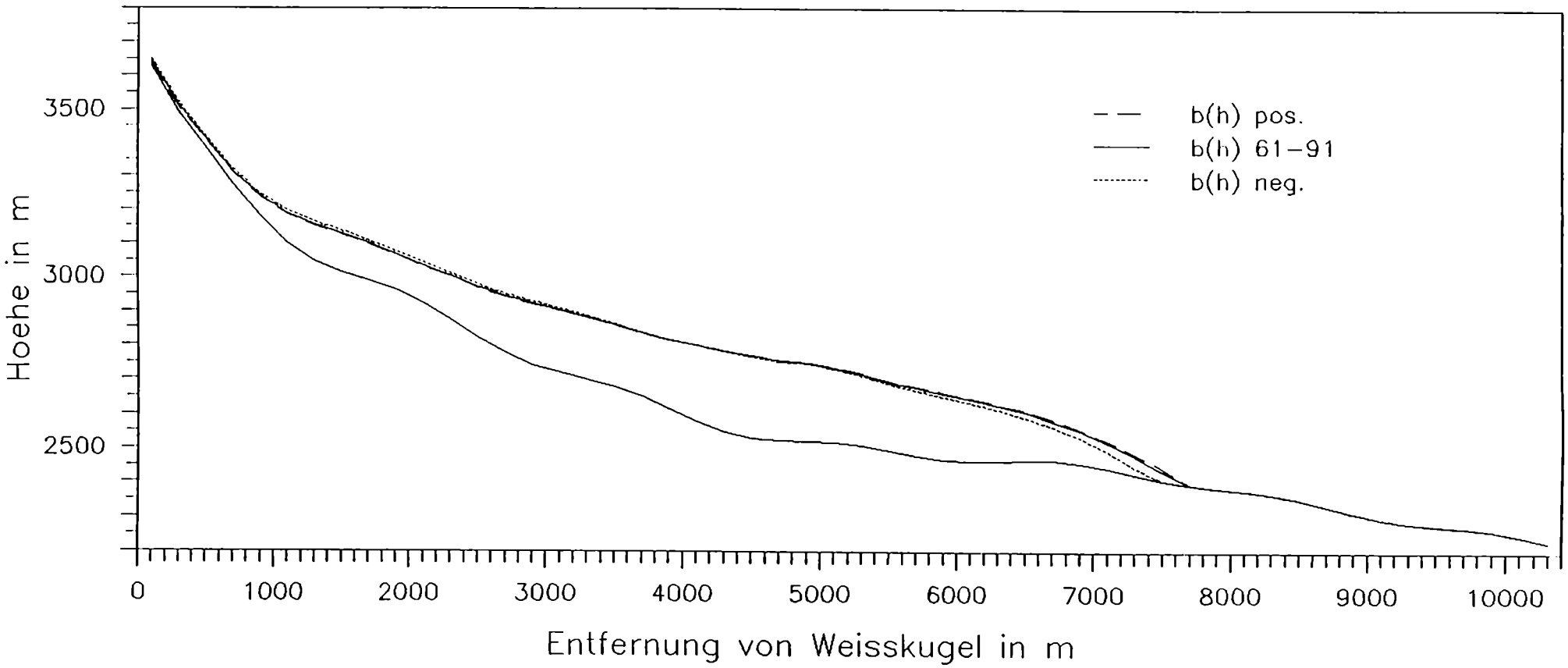


Abb. 4.4.9: Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979 in Abhängigkeit von b(ḣ)
(Die beiden Kurven b(h) pos. und b(h) neg. sind in Abb. 4.1.1 dargestellt.)

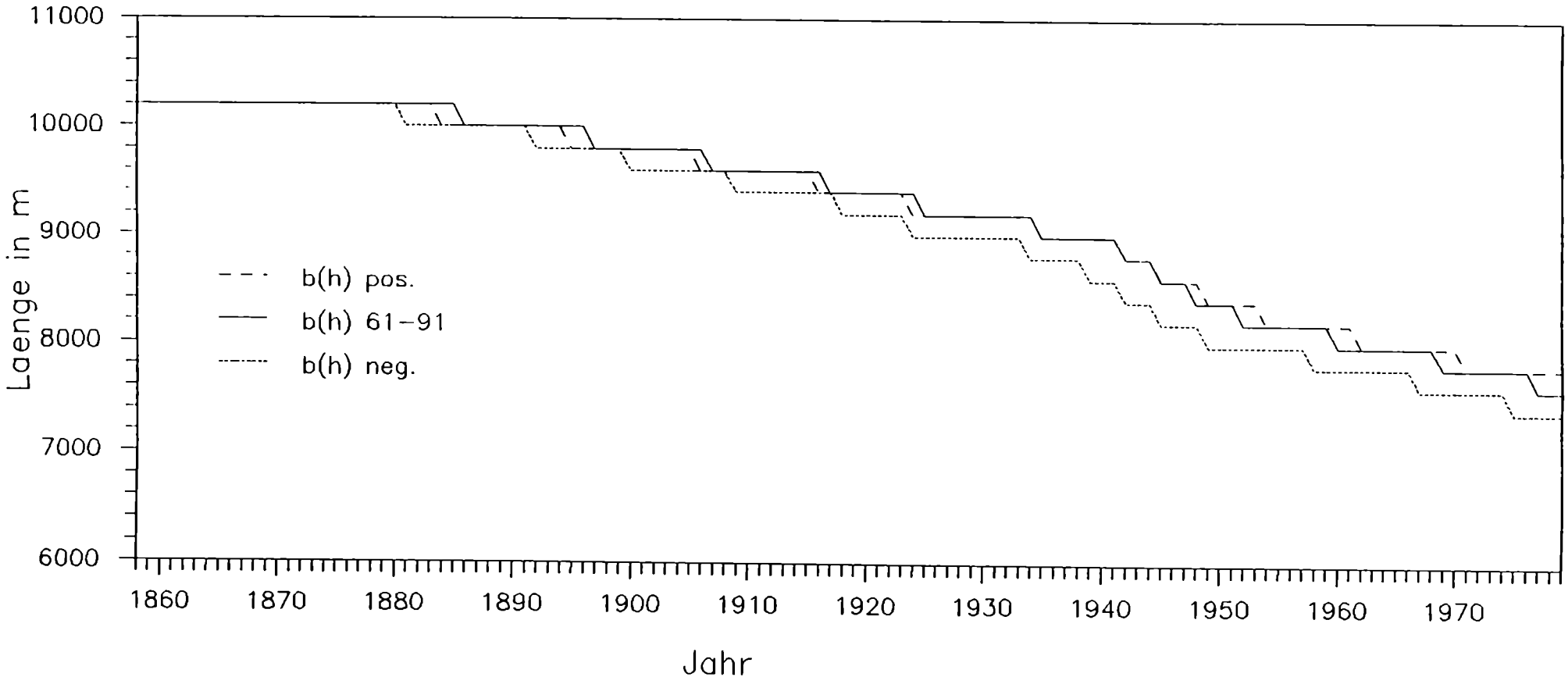


Abb.4.4.10: Längenänderungen 1858-1979 in Abhängigkeit von b(h)

4.4.3 Der Einfluß des Kesselwandferners

Da der Kesselwandferner zu Gletscherhochstandszeiten einen nicht unerheblichen Beitrag zum Hintereisferner lieferte, soll auch sein Einfluß hier näher betrachtet werden. Für die Abschätzung des Flusses vom Kesselwand- auf den Hintereisferner wurden verschiedene Methoden angewandt. Im ersten Fall (kwfluß1) wurde zwischen dem Fluß im Jahr 1850 ($11.3 \times 10^5 m^3/a$ bei Annahme einer Oberflächengeschwindigkeit von 40m/a) und dem Fluß im Jahr 1894 ($3 \times 10^5 m^3/a$) bzw. 1914 ($0 m^3/a$) einfach linear interpoliert. Da viele Gletscher gegen Ende des letzten Jahrhunderts vorgestoßen sind bzw. ihren Rückzug verlangsamt haben und fast alle um 1920 nochmals einen Vorstoß gezeigt haben, wurde in den beiden weiteren Abschätzungen zwischen 1917 und 1933 ein sekundäres Maximum des Flusses angenommen und um 1890 herum eine Zeitlang keine weitere Abnahme des Flusses. Dabei geht die Abschätzung kwfluß3 von einem höheren Wert für 1850 als kwfluß1 aus, läßt den Fluß aber dann bis 1894 wieder linear abnehmen, während die Abschätzung kwfluß4 zunächst einen flacheren Abfall und außerdem höhere Werte für die Zeit um 1894 und 1920 als kwfluß3 annimmt. Die genauen Werte sind vollständig im Anhang wiedergegeben.
In Abb. 4.4.11 sind die Längenänderungen des Modellgletschers für verschiedene Annahmen für den Zufluß vom Kesselwandferner dargestellt. kwfluß0 heißt: kein Zufluß vom Kesselwand- auf den Hintereisferner. Während die Zungenstände in der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts Differenzen bis zu 600m zwischen den verschiedenen Läufen aufweisen, stimmen die Endprofile für 1979 fast exakt überein (vgl. Abb. 4.4.12). Dies zeigt, wie auch schon die Ergebnisse aus Kapitel 4.4.1, daß es für die Überprüfung der Simulation sehr wichtig ist, sowohl die Endprofile als auch den zeitlichen Verlauf der Zungenstände zu betrachten.

Zusammenfassend kann man sagen, daß Änderungen der Massenbilanz die Simulation weitaus stärker beeinflussen als Änderungen von f_1, f_2 oder des KWF-Zuflusses.

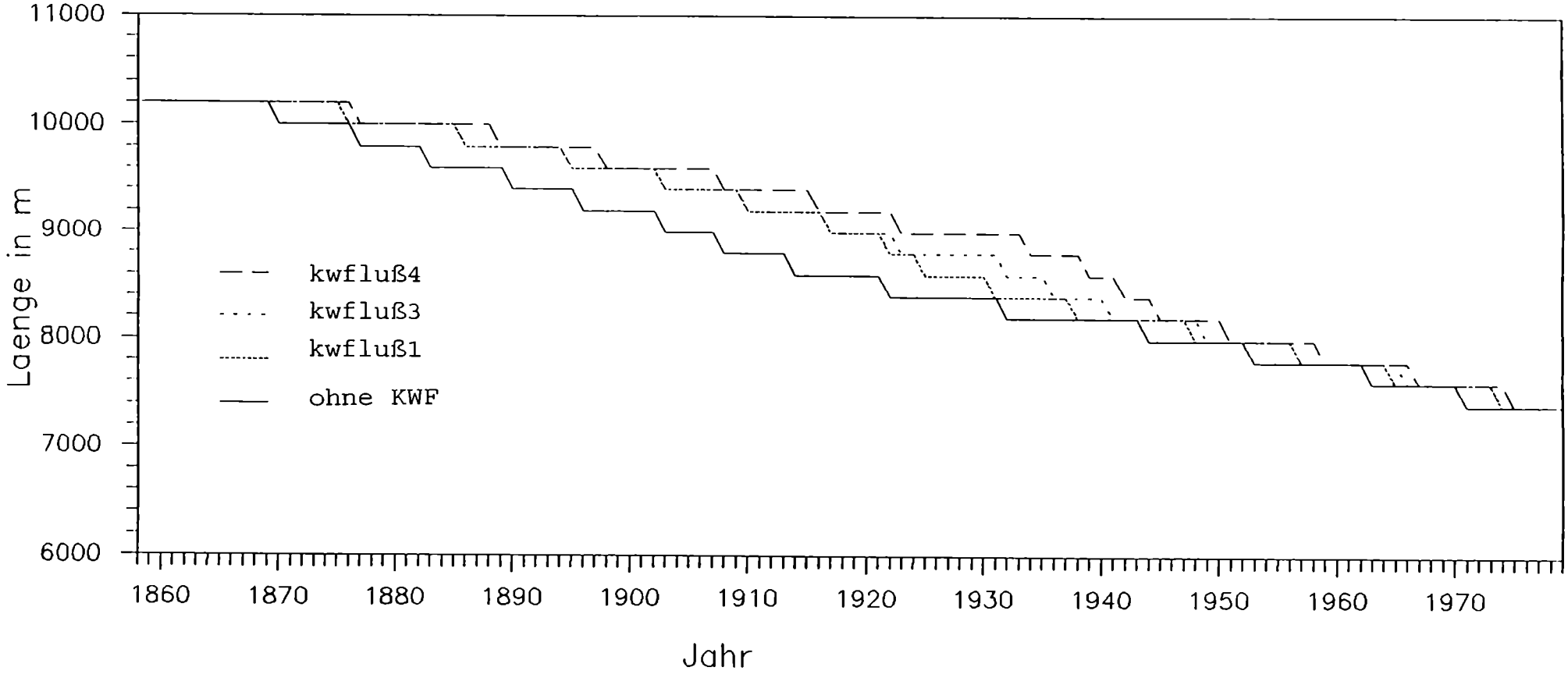


Abb.4.4.11: Längenänderungen 1858-1979 in Abhängigkeit von KWF-Zufluß

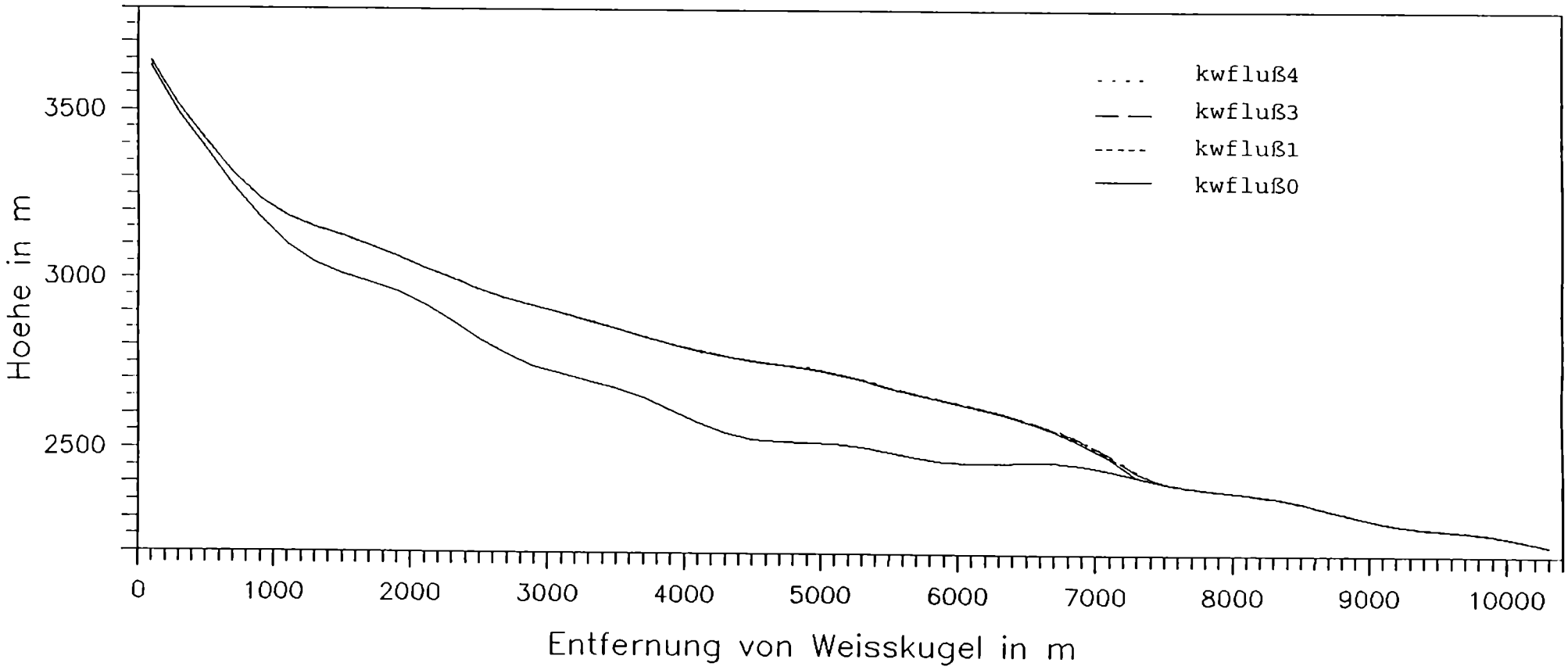


Abb. 4.4.12: Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979 in Abhängigkeit vom KWF-Zufluß
(Die Werte für kwfluß 1-4 sind im Anhang wiedergegeben, kwfluß0: ohne KWF.)

5. Verfügbare Daten

5.1 Topographie

5.1.1 Karten, Moränen

Die erste Karte des Hintereisferners, die Höhenschichtlinien (im Abstand von 10 zu 10m) enthält, wurde von Blümcke und Hess für das Jahr 1894 im Maßstab 1:10000 erstellt (Blümcke und Hess, 1899). 1905 nahmen die beiden neuerlich eine Karte des HEF auf (ebenfalls im Maßstab 1:10000), die aber leider nie veröffentlicht wurde. H. Hess und G. Hess fertigten die nächste Karte im gleichen Maßstab für das Jahr 1920 an. Danach wurde erst 1951 vom österreichischen Alpenverein wieder eine Karte im Maßstab 1:25000 herausgegeben, die die Gletscher rund um die Weißkugel im Jahre 1939 zeigt.
Seitdem wurden alle Karten des Hintereisferners mit Hilfe photogrammetrischer Aufnahmen erstellt. Es existieren Karten (alle im Maßstab 1:10000) aus den Jahren 1953, 1956, 1959, 1962, 1964, 1967, 1969 und 1979. Von allen diesen Karten besitzen lediglich fünf einen Schichtlinienplan von 10 zu 10m, nämlich 1894, 1920, 1964, 1967 und 1979 (Span, 1993, vergl. auch Abb. 2.2.9 in Kap. 2.2).
Zusätzlich wurde mit Hilfe der in der 1979er Karte eingezeichneten Moränen versucht, für das Jahr "1855" (vermutlich letzter Hochstand des Hintereisferners) eine Karte zu rekonstruieren. (Man möge nicht verwirrt sein, wenn abwechsend die Jahre 1850, 1855 und 1858 auftauchen. Der Gletscherhochstand in der Mitte des letzten Jahrhunderts wird im allgemeinen als "1850"er Hochstand bezeichnet, da die meisten Gletscher ihr Maximum um 1850 erreichten. Beim Hintereisferner ist das Jahr des Maximums nicht genau bekannt, vermutlich aber ist es erst 1855/56 eingetreten. 1858 beginnt die Niederschlagsreihe von Marienberg, daher wird bei der späteren Simulation des Hintereisferners 1858 als Startjahr gewählt, wobei das "1855"er Anfangsprofil wohl nicht sehr verschieden von dem 1858er Profil sein dürfte.)
Für die Rekonstruktion des letzten Höchststandes wurden nun zunächst aus der 1979er Karte die Moränen und ihre Schnittpunkte mit den Höhenlinien auf ein Transparentpapier übertragen. Dann wurde dieses auf die 1894er Karte gelegt und die Höhenschichtlinien bis ca. 2800m im Abstand von 10m zu 10m gezeichnet. Dort enden die durchgehenden Seitenmoränen. Um den Verlauf der Höhenschichtlinien oberhalb davon zu bestimmen, wurde entlang einer zentralen Fließlinie (Weißkugel bis Zungenende) die Lage aller 100er Höhenlinien für die Jahre 1979, 1920, 1894

und (sofern vorhanden) 1855 bestimmt, und die jeweiligen Differenzen wurden berechnet. Der Vergleich 1894-1920 erwies sich als nicht sehr hilfreich, da der Gletscher nach 1894 zuerst zurückgegangen und anschließend wieder vorgestoßen ist. Daher wurde der Zeitraum 1920-1979 als Vergleichszeitraum betrachtet, in dem der Gletscher fast ausschließlich zurückgegangen ist. Mit Hilfe der Differenz 1855-1894 im Bereich unter 2800m wurde teils rechnerisch, teils zeichnerisch und mit viel Gefühl die Differenz 1855-1894 aus der Differenz 1920-1979 abgeschätzt. Im oberen Teil des Akkumulationsgebietes (ab ca. 3060m) erwies sich diese Methode aufgrund der geringen Differenzen als problematisch. Hier wurde daher das 1855er Längsprofil zeichnerisch ermittelt. Dazu wurde das 1894er Profil gezeichnet und das 1855er Profil ausgehend von der letzten vorher bestimmten Höhenlinie so angeglichen, daß keine Sprünge auftraten und die Profile im obersten Teil zusammenfielen. Im steilen obersten Bereich des Gletschers (ab ca. 3400m) hat sich die Eisdicke kaum verändert, sodaß hier das 1894er Gelände übernommen wurde.

Nachdem so die Lage der Höhenschichtlinien entlang der zentralen Fließlinie (eigentlich: die Schnittpunkte der Fließlinie mit den Höhenlinien) gewonnen worden war, wurde die Karte unter Berücksichtigung der Topographie anhand der 1894er Karte vervollständigt.

Die 1894er Karte von Blümcke und Hess weist im oberen Bereich einen Fehler in der Höhe von etwa 8m auf, der aber nach unten hin abnimmt. Weißkugel und Hintereisjoch sind um 8m höher als in der 1979er Karte, beim "Hinteren Eis" (einem Punkt in der orographisch rechten Umrahmung des Gletschers, etwa 3.5 km gletscherabwärts) stimmen die Höhenangaben aus beiden Karten wieder genau überein. Der aus dem Höhenfehler folgende Fehler in der Neigung der Eisoberfläche ist daher so gering, daß er im Vergleich zu allen anderen Ungenauigkeiten bzw. Vereinfachungen im Modell vernachlässigbar gering ist.

Selbstverständlich erhebt die rekonstruierte "1855"er Karte keinen Anspruch auf Exaktheit, aber man erhält damit eine vernünftige Abschätzung, die der Wirklichkeit wohl näher kommt als etwa ein Gleichgewichts-Modellgletscher gleicher Länge.

Sie kann daher als Ausgangspunkt für eine numerische Modellierung der Gletscherstände in den letzten 150 Jahren verwendet werden.

Außerdem wurde ein digitales Geländemodell für 1855 erstellt, das in Abb. 5.1.1 dargestellt ist. Mit den bereits vorhandenen Geländemodellen für 1894 und 1979 kann so der Volumenverlust des Hintereisferners seit dem letzten Höchststand abgeschätzt werden (Span, 1993).

Für die Arbeit mit dem Fließmodell wurden im wesentlichen die Karten aus den Jahren "1855", 1894, 1920 und 1979 verwendet. Zur Eichung des Modells am Zeitraum, für den direkt bestimmte Massenbilanzdaten vorhanden sind (vgl. Kap.

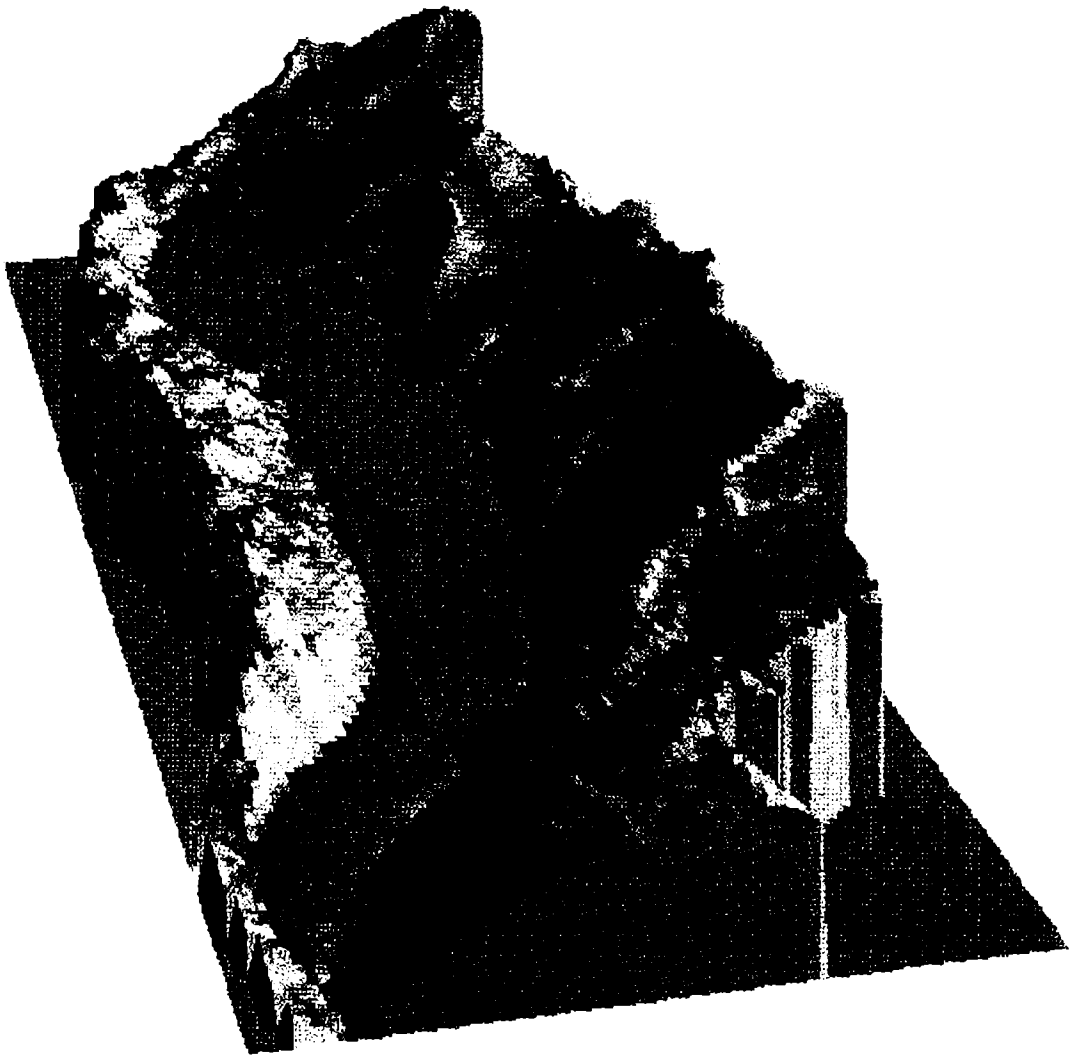


Abb.5.1.1: Digitales Geländemodell der HEF-Rekonstruktion "1850"

4.3, 1953 bis 1991, wurde außerdem das 1953er Längsprofil aus der Karte bestimmt. Da die Höhenschichtlinien hier nur von 100 zu 100m vorhanden sind, ist das Profil entsprechend weniger genau als die übrigen Profile, allerdings dürfte der Fehler immer noch so klein sein, daß er verglichen mit der Modell(un)genauigkeit, vernachlässigt werden kann. Für 1991 ist bisher nur das Zungenprofil bekannt, das aber zum Vergleich Modellergebnis - realer Gletscher vorläufig ausreichen soll.
Leider existiert keine glaubwürdige geomorphologische Untersuchung des Gletschervorfeldes des Hintereisferners, so daß für die Zeit vor dem letzten Höchststand keine ähnlichen Verfahren angewandt werden können. Lediglich für die Zeit um 1780 sind Moränen mit Hilfe von Flechtenmessungen datiert worden. Der Gletscher war damals nur geringfügig größer als "1850".

5.1.2 Flächen-Höhen-Verteilung

Abb. 5.1.2 zeigt die Flächen-Höhenverteilung des Hintereisferners für die Jahre 1850, 1894 und 1979. Man sieht, daß sie sich trotz des starken Gletscherrückgangs nicht wesentlich geändert hat. Zwar sind im unteren Teil einige Höhenstufen weggefallen, die Anteile der einzelnen Höhenstufen an der Gesamtfläche sind jedoch 1979 ähnlich wie 1850. Die größten Änderungen ergaben sich im Höhenbereich zwischen 2750 und 2950.

5.1.3 Das Gletscherbett

Das Bett des Hintereisferners ist nur teilweise bekannt. Wächter (1982) bestimmte die Eismächtigkeit des Hintereisferners mit Hilfe von Radio-Echolot-Messungen. Dabei wurde jedoch der obere Teil des Gletschers nicht untersucht. Das heißt, ab einer Höhe von ca. 3000m mußte die Eisdicke aus der Neigung der Oberfläche unter Annahme einer basalen Schubspannung von 1 bar abgeschätzt werden.
Neueste Radarmessungen auf dem Hintereisferner, die von Span durchgeführt wurden, werden zur Zeit noch ausgewertet.
Vom Kesselwandferner gab es bisher nur einige Radarmessungen von Blindow (Blindow, pers. Mitt.), die jedoch nicht ausreichten, das Bett des KWF über einen größeren Bereich zu bestimmen. Auch hier wurden von Span kürzlich neue Messungen durchgeführt, die gerade ausgewertet werden (Span, pers. Mitt.)

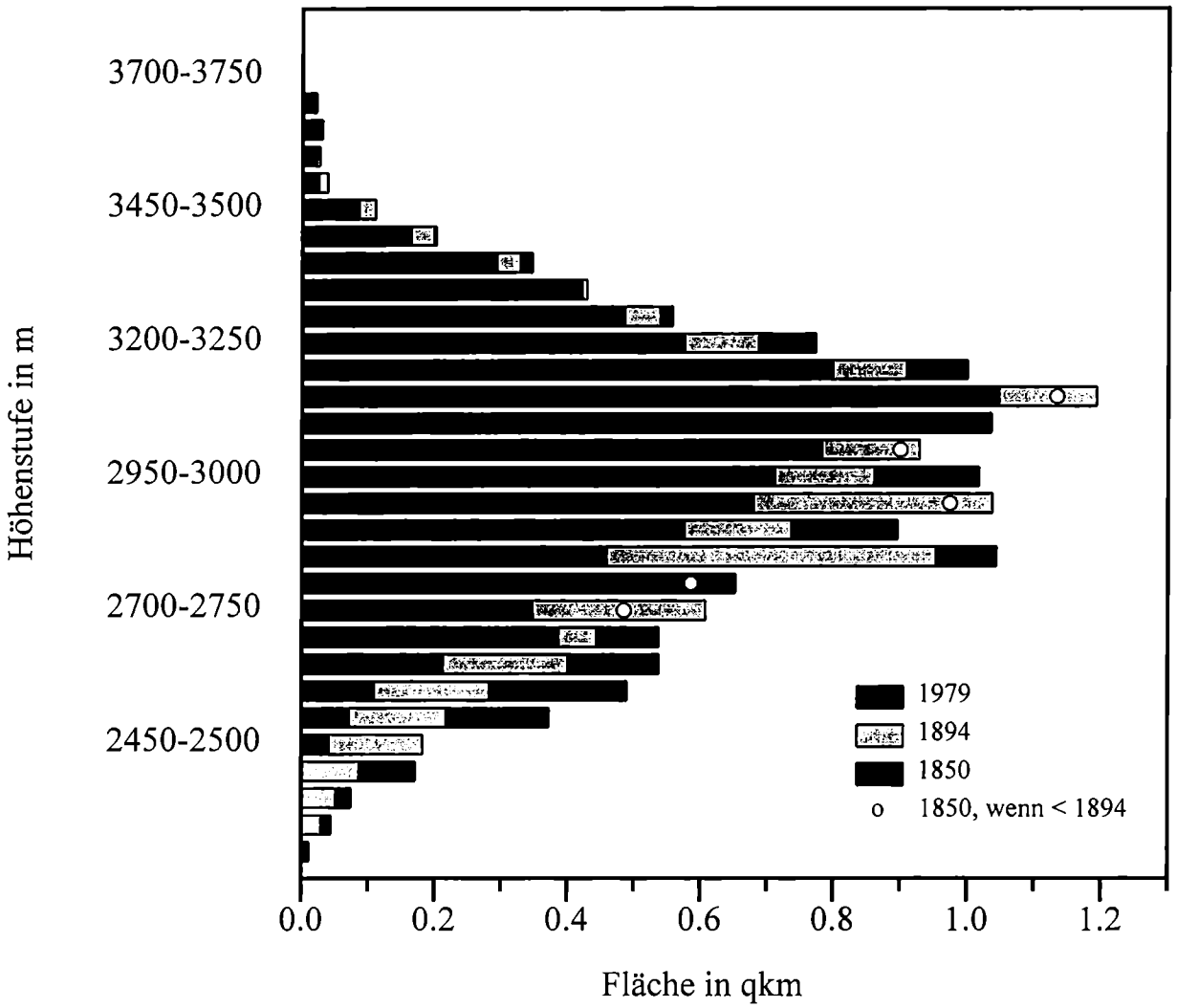


Abb.5.1.2: Flächen-Höhen-Verteilung 1850, 1894 und 1979

Der Zusammenhang zwischen den Jahrringen der Bäume und der Witterung wurde schon im Mittelalter beobachtet. Um die Jahrhundertwende wurden erste wissenschaftliche Untersuchungen dazu von dem Amerikaner Douglass durchgeführt. Seit den 60er Jahren wird die Dendrochronologie (von griech. dendron=Baum und chronos=Zeit) verstärkt in der Klimaforschung angewendet.
Im allgemeinen entsteht während jeder Vegetationsperiode ein neuer Jahresring. Man unterscheidet Frühholz und Spätholz. Das Frühholz wird im Frühjahr bis Frühsommer gebildet und besteht aus großen Zellen, die wichtig für den Wassertransport sind. Das Spätholz dagegen besteht aus kleinen Zellen, die vor allem für die Festigkeit von Bedeutung sind, und wird im Hochsommer bis Herbst gebildet. Meist ist das Frühholz deutlich gegen das Spätholz abgegrenzt.
Gemessen werden mit Hilfe eines Mikroskops Frühholzbreite und -dichte, Spätholzanteil, -breite und -dichte. Die Holzdichte wird, da sie vom Feuchtigkeitsgehalt abhängig ist, aus der Zellstruktur des Holzes bestimmt. (Schweingruber, 1988).
In der Klimaforschung dienen die Jahrringe erstens zur Datierung, zweitens liefern sie direkte Informationen über das vergangene Klima.
Die Jahrringmuster verschiedener Bäume werden miteinander verglichen. Mittels Überlappungsverfahren werden mehrere Bäume "aneinandergehängt" und auf diese Weise lange Zeitreihen erstellt. Die ältesten Chronologien sind eine 8200 Jahre alte aus den White Mountains, USA, sowie eine 12000 Jahre alte Eichenchronologie aus Deutschland.
Zur Rekonstruktion des Klimas liefern Bäume aus Waldgrenzlagen (subalpine, boreale, aride) die besten Informationen. Bäume in Trockengebieten reagieren empfindlich auf Niederschlagsänderungen, während aus kalt-feuchten Lagen vor allem Temperatur-Informationen gewonnen werden können. Die Beziehung Baumring-Klima bzw. Witterung ist sehr komplex und daher nur schwierig mit einzelnen Klimaelementen zu beschreiben. Während die Spätholzbreite in erster Linie von der Witterung während der Vegetationsperiode abhängt, ist für die Frühholzbreite vor allem die Temperatur des Frühlings und auch des Vorjahresherbstes sowie der Winterniederschlag von Bedeutung.
Bei extremen Jahren "erinnert" sich der Baum auch noch weiter zurück. Es ist daher nicht ganz einfach, die Baumringe direkt mit Temperatur oder Niederschlag zu korrelieren. Ein großer Vorteil der Dendroklimatologie ist aber die hohe zeitliche Auflösung, und in Kombination mit anderen Methoden kann sie wertvolle paläoklimatologische Informationen liefern.

Der Colle Gnifetti, ein 4450m hoch gelegener Firnsattel im Monte Rosa-Gebiet, ist eine der wenigen Stellen in den Alpen, wo man kaltes Eis vorfindet. Seit Beginn des Colle Gnifetti-Bohrprogramms wurden verschiedene Eiskerne gezogen, davon zwei, die bis zum Felsbett hinunter reichen. An den Kernen wurden die üblichen Untersuchungen durchgeführt, wovon hier die Untersuchung der stabilen Isotope des Wassers ($\delta^{18}O$, δD), des Staubgehalts (vor allem in Hinblick auf Saharastaub) und der Gleichstromleitfähigkeit (Maß für den Säuregehalt) die interessantesten sind.

Der Colle Gnifetti zeichnet sich durch eine relativ niedrige Akkumulationsrate von 300-400mm Wasseräquivalent pro Jahr aus. Die heftigen Stürme blasen den Winterschnee meistens sofort wieder weg, es kommt auch vor, daß ganze Jahresschichten fehlen. Die Ergebnisse der Bohrkerne geben also in erster Linie die Verhältnisse während des Sommers wieder. Trotz der gestörten Stratigraphie sind langfristige Trends gut dokumentiert, das gleiche gilt für auffallende Einzelereignisse im Sommerhalbjahr (Saharastaubfälle) (Wagenbach, 1994).

Die zeitliche Auflösung der Bohrkerndaten reicht von einigen Jahren in den letzten 100-150 Jahren bis zu einem bis mehreren Jahrzehnten in der Zeit davor. Mittlerweile gibt es einen bis 1600 gut datierten Kern, in dem immer wieder längere, ausgeprägte Perioden mit hohem Gehalt an Saharastaub gefunden wurden. Diese Perioden sind mit höheren Sommertemperaturen aus den Isotopendaten gut korreliert. Ab 1850 wird ein genereller Trend der Zunahme von Saharastaub beobachtet (Wagenbach, pers. Mitt.). Dies ist ein äußerst interessantes Ergebnis, da die Ablation durch den Saharastaub sicher nicht unerheblich beeinflußt wird. Dazu kommt natürlich die meistens (nicht immer!) damit verbundene Warmluftadvektion. Die Größenverteilung der Staubteilchen kann helfen, den Ursprungsort des Staubes zu bestimmen.

Bei einer Gletschermodellierung vor 1850 können die Bohrkerndaten sicher hilfreiche Informationen liefern. Aus den Isotopendaten allein die Massenbilanz zu berechnen, ist jedoch nicht möglich, erstens fehlt die Information über den Winter völlig, zweitens ist die zeitliche Auflösung in früheren Jahrhunderten in der gleichen Größenordnung wie die der Gletscherschwankungen, die auch im Bereich von einigen Jahrzehnten liegt.

5.4.1 Temperatur- und Niederschlagsmessungen

Verwendbare Instrumentenbeobachungen gibt es in unserem Raum seit rund 200 Jahren. In Österreich erfolgte in den letzten Jahren eine sehr sorgfältige Bearbeitung der langen Klimareihen durch Böhm und Auer (Böhm, 1992, Auer, 1993, Auer und Böhm, 1994). Dadurch steht hier ein Datenmaterial von ausgezeichneter Qualität zur Verfügung. Die ältesten Temperaturreihen in Österreich stammen von Kremsmünster (seit 1796), Wien (seit 1775) und Innsbruck (ab 1819 homogenisierte Reihe). Daneben gibt es im weiteren Alpenraum einige sehr alte Stationen, wie z.B. den Hohenpeißenberg, wo seit 1781 (ursprünglich im Rahmen der Bemühungen der Societas Meteorologica Palatina) regelmäßig Messungen durchgeführt werden. Hinzu kommen weitere Bergstationen wie St.Bernhard (seit 1817), Säntis (seit 1864), Sonnblick (seit 1886) und Zugspitze (seit 1901), sowie die älteste Temperaturreihe, die noch zum Alpenraum gezählt werden kann, die von Basel (seit 1755!).
Die Station Vent in unmittelbarer Umgebung des Hintereisferners existiert erst seit 1934, die Reihe wurde aber mit Hilfe der Innsbrucker Reihe sowie Basel, Wien und Hohenpeißenberg bis 1851 zurückgerechnet (Lauffer, 1966).
Das heißt, es stehen vergleichsweise viele und gute Temperaturmessungen zur Verfügung.
Leider gilt das gleiche nicht für den Niederschlag. Während die Temperatur erstaunlich homogen verteilt ist, weist der Niederschlag eine deutlich höhere räumliche Variabilität auf, wodurch etwas weiter entfernt liegende Stationen für den Zweck dieser Arbeit von vornherein unbrauchbar werden. Dies gilt z.B. für die relativ langen Reihen von Padua (1725), Mailand (1769) und Genf (1835).
Die ältesten kontinuierlich durchgeführten Niederschlagsmessungen in Österreich stammen von der Station Kremsmünster (seit 1820, homogenisiert seit 1851). Relativ viele österreichische Niederschlagsreihen gehen bis ins 19.Jahrhundert zurück, sind aber wegen ihrer zu großen Entfernung vom HEF nicht verwendbar. Die älteste homogenisierte Tiroler Reihe ist die von Innsbruck (seit 1866).
Die einzige wirklich lange Niederschlagsreihe (seit 1858), die man zur Umgebung des Hintereisferners rechnen kann, stammt von der Station Marienberg, jenseits (vom HEF gesehen) des Alpenhauptkammes, knapp 19 km südwestlich der Weißkugel gelegen. Die Niederschlagsreihe der Station Vent (16 km nordöstlich der Weißkugel) wurde mit Hilfe der Station Längenfeld bis 1891 zurückgerechnet (Lauffer, 1966).

5.4.2 Historische Daten (Pfister)

Für die Zeit vor der instrumentellen Periode gibt es eine Fülle von historischen Informationen, die aber für unseren Raum bisher nie systematisch ausgewertet wurden. Ein umfassendes klimageschichtliches Werk liegt jedoch für die Schweiz vor (Pfister, 1985). Pfister versuchte, das Klima der Schweiz 1525-1860 mit Hilfe der verschiedensten Datentypen zu rekonstruieren.
Er definierte "klimageschichtliche Daten" als die Daten aus der Zeit vor Gründung des nationalen meteorologischen Meßnetzes 1864.
Dabei unterscheidet er:

- in natürlichen Medien gespeicherte Daten (Boden, Wasser, Eis, lebende oder fossile Organismen)
  und in anthropogenen Medien (Schrift- oder Sachquellen) gespeicherte Daten

- klimaspezifische (Witterungsberichte und Messungen von Klimaelementen) und Proxydaten (Dokumentation von klimatisch gesteuerten physikalischen und biologischen Prozessen)

- Felddaten und archivierte Daten

Als Quellen kommen in Frage:

- Chroniken
- Papiere mit intermittierenden Wettermeldungen (Briefe, Kalender, Tagebücher etc.)
- Witterungstagebücher
- Meßjournale (Kombination von instrumentellen Messungen und Beobachtungen)
- Zeitungen und Zeitschriften

Alle Quellen wurden sehr kritisch untersucht. Ereignisse werden als gesichert betrachtet, wenn sie in die Lebenszeit des Chronisten fielen.
Oft ist die Datierung wegen der häufigen Verwendung von Heiligennamen statt des Datums sowie des jahrhundertelangen Nebeneinanders von gregorianischem und julianischem Kalender schwierig.

Das umfangreiche Datenmaterial umfaßt 33000 "Records" (Angaben), wobei die zeitliche Auflösung von Pentaden/Dekaden bis zu Jahreszeiten reicht.
Zur räumlichen Verteilung ist zu sagen: Es sind mehr Daten aus dem Norden und Osten des Landes als aus dem Süden und Westen vorhanden. Auch gibt es mehr Daten aus dem Mittelland als aus dem Alpenraum.
Die verschiedenen Datentypen können folgendermaßen interpretiert werden:
1. alte Messungen:
Diese sind sehr kritisch zu beurteilen (unbekannte Instrumententypen, -aufstellungen und Meßeinheiten usw.)

2. deskriptive Schriftquellen:
Aus ihnen können die Zahl der Niederschlagstage, die Schneehäufigkeit sowie die Dauer der Schneebedeckung abgeleitet werden.

3. Vereisungsdaten:
Die Vereisung von Seen und Flüssen gibt Hinweise auf das Auftreten von Strengwintern. Charakteristisch ist das Auftreten von Strengwintern in Gruppen.

4. Hydrologische Daten:
Hochwassermarken an Gebäuden, Pegelbeobachtungen (ab 19 .Jhdt.), Überschwemmungen

Bedingungen für Überschwemmungen sind:

- Konservierung des Winterschnees in höheren Lagen und zusätzliche Schneeakkumulation in sehr kalten Sommern. Abschmelzung des gesamten zweijährigen Schneepakets im folgenden Sommer bei relativ hohen Temperaturen
- Akkumulation von außerordentlichen Schneemengen im Winter und vor allem bei Kälterückfällen im Frühjahr. Abschmelzung im Hochsommer unter anhaltend günstigen Temperaturbedingungen
- verzögerte Schneeschmelze in naßkalten Sommern nach schneereichen Wintern und/oder bei sehr hohen Niederschlagsmengen
- plötzliches Abschmelzen einer mächtigen Winterschneedecke im Mittelland durch einen Warmlufteinbruch im Verbindung mit extrem großen Niederschlagsmengen
- große Niederschläge ohne zusätzliche Schneeschmelzwirkung

5. Biologische Daten:
Phänologische Daten (Entwicklungsstadien von Pflanzen (Kirschblüte, Rebenblüte, Roggenernte ets.))
Önologische Daten (Weinqualität und -erträge)

6. Dendroklimatische Daten:
Hierbei wird das Jahrringmuster von Bäumen untersucht. Die Dichte des Holzes und die Breite der Jahrringe geben einen Hinweis auf die Temperatur während der Wachstumsphase (vgl. Kap.5.2)

Pfister ging bei seiner Arbeit in folgenden Schritten vor:

1. Quellenbeschaffung und -typisierung
2. Quellenkritik
3. Datenbezogene Interpretation
4. Anlegen einer Datei "CLIMHIST" (EDV)
5. Vergleichende Interpretation von direkten und indirekten Daten (Kontrolle)
6. Verdichtung zu Indizes
(Bewertung der Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse jedes Monats in Form eines gewichteten und eines ungewichteten Index, s.u.)
7. Verknüpfung von "historischer" und moderner Periode (s.u.)

Zu den Punkten 6 und 7 sind einige Erläuterungen notwendig:

zu Pkt.6:

Die Skalierung der Indizes orientierte sich an der Duodezilverteilung für den Zeitraum 1902-1960. Zur Definition des Duodezils können alle Monatswerte einer Station in aufsteigender Reihenfolge geordnet und in zwölf gleiche Intervalle eingeteilt werden. Die elf Duodezile bezeichnen die Grenzen zwischen den einzelnen Intervallen. Wo immer es die Qualität des Datenmaterials erlaubte, wurden die Temperatur- und Niederschlagsverhältnisse der einzelnen Monate in Form des folgenden, siebenstufigen Indexes bewertet:

Duodezil	1	3	5	7	9	11
Index	-3	-2	-1	0	1	2	3

D.h., z.B. bei Annahme einer Normalverteilung haben in der Nähe des Mittelwertes auch geringe Abweichungen schon einen relativ hohen Index (verglichen mit einer

Einteilung in Intervalle gleicher Größe), während es bei großen Abweichungen umgekehrt ist.
Bei geringerer Qualität des Datenmaterials wurden nur die Indizes +1 (eindeutig nasse bzw. warme Monate), 0 (fehlende Monate oder solche ohne erkennbare Besonderheiten) und -1 (eindeutig trocken bzw. kalt) verwendet.
Zusätzlich wurden ungewichtete Indizes definiert:

a) vor der Instrumentenperiode:

+1 : eindeutig nasse bzw. warme Monate
0 : fehlende Monate und solche ohne erkennbare Besonderheiten
-1 : eindeutig trockene bzw. kalte Monate

b) innerhalb der Instrumentenperiode

- thermisch: +1: pos. Abweichung vom Mittel 1901-1960 > 1°C
-1 : neg. Abweichung vom Mittel 1901-1960 > 1°C
0 : alle übrigen Monate

- hygrisch: +1 : gewichtete Indizes +1 bis +3
0 : Index 0
-1 : gewichtete Indizes -1 bis -3

zu Pkt.7:

Mit Hilfe von Regressionsmodellen wurde innerhalb der Instrumentenperiode der Zusammenhang zwischen Index und Meßgröße "berechnet".
Daraufhin wurde für die vorinstrumentelle Periode aus den Indizes Temperatur und Niederschlag geschätzt. Wegen der relativ geringen Qualität des Datenmaterials wurde dies allerdings lediglich für Dezennienmittel von Meßwerten und Indizes durchgeführt.

5.5 Massenbilanz-Daten

5.5.1 Direkt bestimmte Massenbilanz

Der Hintereisferner ist einer der bestuntersuchten Gletscher weltweit, und seine Massenbilanzreihe ist die längste kontinuierliche Reihe der Ostalpen.
Seit dem glaziologischen Jahr 1952/53 wird auf dem Hintereisferner die Massenbilanz mit Hilfe der direkten glaziologischen Methode (vgl. Hoinkes, 1970) bestimmt.

5.5.2 Dendromassenbilanz

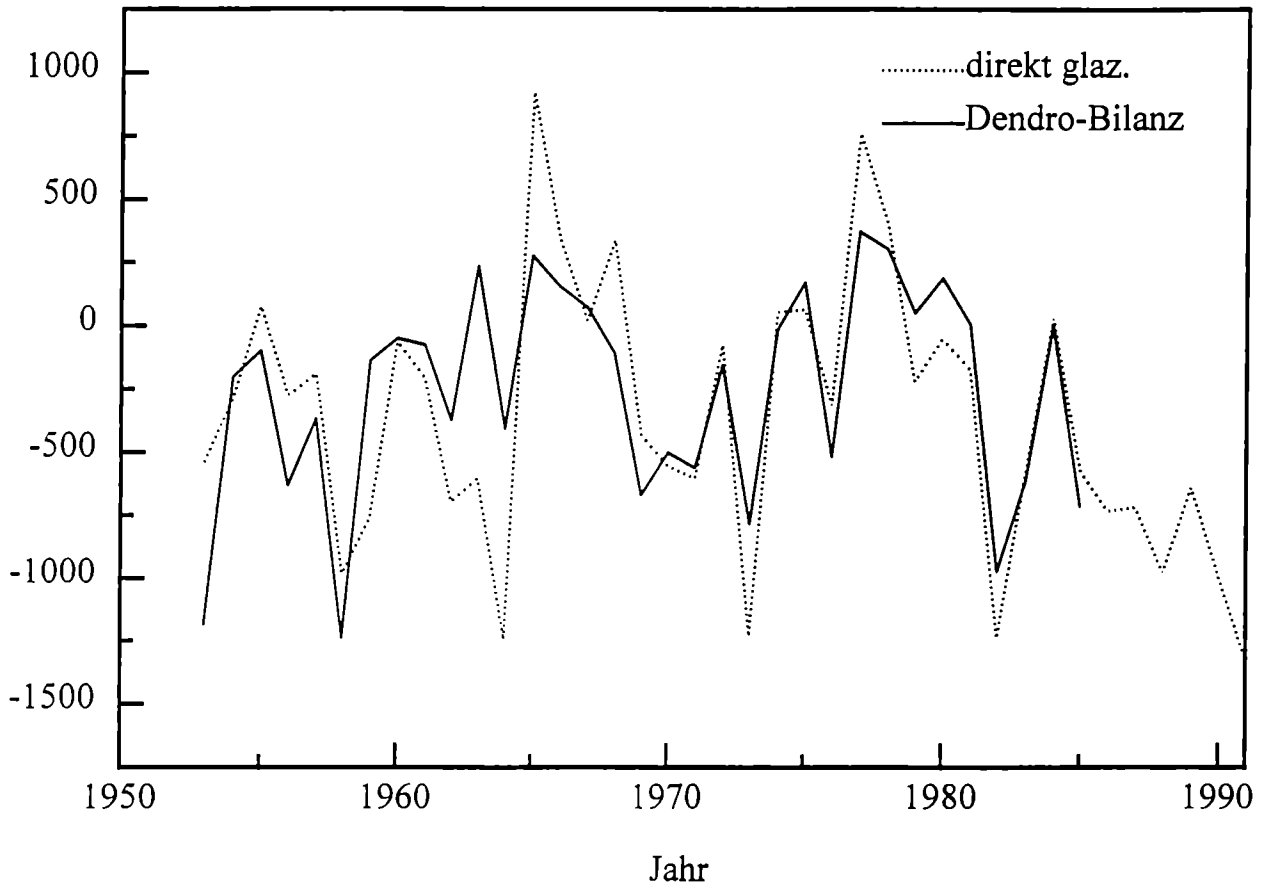


Abb.5.5.1: Direkt bestimmte spezifische Bilanz und Dendro-Bilanz

Wie bereits erwähnt (vgl. Kap. 5.2), liefern die Baumringe eine "kombinierte Klimainformation" als Reaktion auf bestimmte Temperatur- und

Niederschlagsbedingungen. Eine ganz ähnliche Abhängigkeit vom Klima zeigt die Massenbilanz eines Gletschers. Während diese hauptsächlich vom Winterniederschlag sowie Temperatur und Dauer der Ablationsperiode abhängt, wird die Baumringbreite von Winterniederschlag, Temperatur und Dauer der Vegetationsperiode bestimmt. Daher versuchte Nicolussi (1990), das Jahrringwachstum von Zirben an der Waldgrenze statt wie üblich mit der Temperatur direkt mit der Massenbilanz eines Gletschers, des Hintereisferners, zu korrelieren, was ihm zufriedenstellend gelang. Man sollte jedoch nicht vergessen, daß die Beziehung Massenhaushalt/Frühholz-Spätholzbreite vor allem durch die insgesamt leicht verzögerte Reaktion des Zellwachstums auf Klimaänderungen, die nichtlineare Beziehung Klima-Massenhaushalt vor allem in klimatisch extremen Jahren sowie durch das Fehlen sehr niedriger Werte bei den Spätholzbreiten beeinträchtigt wird (Nicolussi, 1990). Abb. 5.5.1 zeigt die Dendro-Massenbilanzen verglichen mit den direkt glaziologisch bestimmten Werten für die Periode 1953-1985. Hohe Winterbilanzen, die die Gesamtbilanz stark beeinflussen, werden durch die Baumringe nur schlecht wiedergegeben.

Die Reihe der Denro-Massenbilanzen 1386-1985 ist vollständig im Anhang wiedergegeben.

Die längsten existierenden Massenbilanzreihen reichen nur einige Jahrzehnte zurück. Die älteste Reihe stammt vom Storglaciären (seit 1946), gefolgt von Glacier de Sarennes (seit 1949) und Hintereisferner (seit 1953).
Klimadaten aus der Umgebung der Gletscher gibt es dagegen schon wesentlich länger (s. Kap. 5.4). Daher liegt es nahe, die Massenbilanz eines Gletschers mit Hilfe von Temperatur- und Niederschlagsdaten zu parametrisieren.
Für den Hintereisferner entwickelten Hoinkes und Steinacker (1975) die sogenannte TS-Methode, bei der die Summe der positiven Gradtage mit der Massenbilanz korreliert wird. Für den Niederschlag werden Korrekturen angebracht, wobei zwischen Sommer- und Winterniederschlag unterschieden wird. So wurde die Massenbilanz des Hintereisferners bis 1934 (Errichtung der Klimastation Vent) zurückgerechnet (Steinacker, 1979). Diese Methode wurde inzwischen auch auf andere Gletscher angewandt (Kraul, 1992, Hammer, 1993).
Chen und Funk (1990) rekonstruierten die Massenbilanz des Rhonegletschers und einiger anderer Gletscher, u.a. auch des Hintereisferners, mit Hilfe einer multiplen Regression aus Temperatur- und Niederschlagsdaten.
Stuefer (1994) untersuchte den Zusammenhang zwischen Massenbilanz und Klimadaten für die Ötztaler Gletscher und die Gletscher der Silvrettagruppe. Speziell für den Hintereisferner kam er zu dem Ergebnis, daß für die Massenbilanz neben der Sommertemperatur von Vent (oder einer ähnlichen Station) vor allem die Niederschläge von der Alpensüdseite (Marienberg, Platt) maßgeblich sind. Er berechnete die Massenbilanz des Hintereisferners mit einer modifizierten TS-Methode: Er geht dabei von der Summe der Tagesmitteltemperaturen von Mai bis September der Station Umhausen aus. Die Abweichungen der Winterniederschläge (1.Oktober bis 30. April) von Platt vom langjährigen Mittel werden mit einem Faktor 0.4 multipliziert und von obiger Gradtagsumme subtrahiert. Dieser Wert wird nochmals in Bezug auf Sommerschneefälle korrigiert, wenn bei sommerlichen Niederschlägen in Marienberg die Nullgradgrenze nicht höher als 2850m lag. Damit erreicht Stuefer einen Korrelationskoeffizienten von -0.94 zwischen gemessener und berechneter Massenbilanz (Stuefer, 1994).
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollten vor allem die langen Reihen von Temperatur und Niederschlag zur Parametrisierung verwendet werden, damit die Massenbilanz möglichst weit zurück gerechnet werden konnte. Die Stuefer'sche Methode kann daher leider hier nicht angewandt werden.
Eine einfache lineare Regression zwischen der seit 1953 direkt gemessenen Massenbilanz und der Sommertemperatur von Vent ergibt eine Korrelation von -0.712.

Chen und Funk (1990) hatten mit einer gewichteten Sommertemperatur und dem Jahresniederschlag von Vent eine Korrelation von 0.82 erreicht. Gemäß der Erkenntnisse Stuefers wurde nun statt mit dem Venter Jahresniederschlag mit dem Winterniederschlag von Marienberg gerechnet. Es ergab sich ein enttäuschender Korrelationskoeffizient von nur 0.73. Daher wurde jetzt eine multiple Korrelation mit gewichteter Sommertemperatur und Jahresniederschlag von Vent sowie dem Winterniederschlag von Marienberg gerechnet, was einen Korrelationskoeffizienten von 0.88 lieferte. Dies ist die höchste Korrelation, die erreicht werden konnte. Leider reicht die Venter Niederschlagsreihe nur bis 1891 zurück. Abb. 5.5.2 zeigt die so berechnete Bilanz verglichen mit der gemessenen Bilanz.

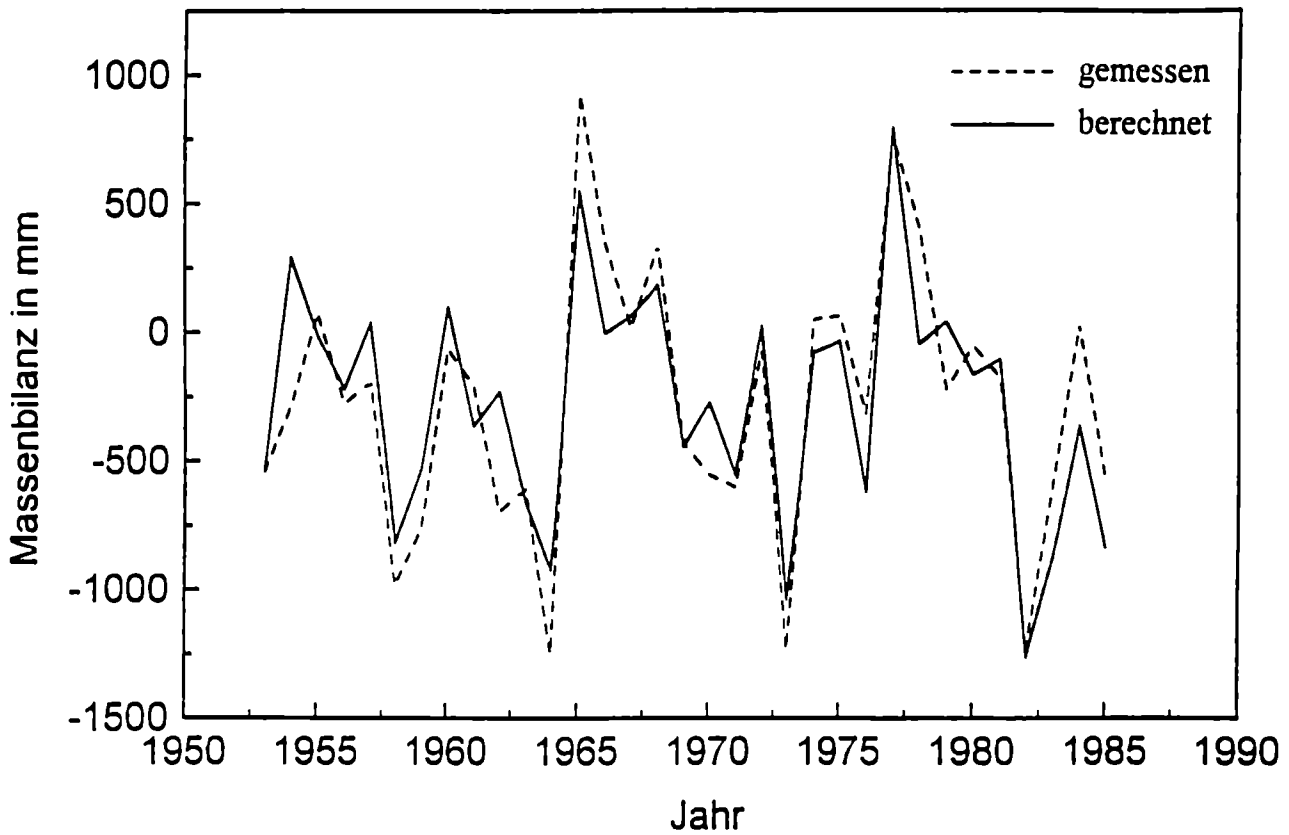


Abb. 5.5.2: Vergleich: gemessene spezifische Bilanz mit aus gewichteter Sommertemperatur von Vent, Winterniederschlag von Marienberg und Jahresniederschlag von Vent berechneter Bilanz

Da die Temperaturverhältnisse, wie bereits erwähnt, recht homogen sind, wurde weiters versucht, Korrelationen mit einigen der ältesten existierenden Temperaturreihen, Basel, Innsbruck und Hohenpeißenberg, zu rechnen. Abb. 5.5.3 zeigt die gewichteten Sommermitteltemperaturen für diese drei Stationen und für Vent. In Tab. 5.1 sind die Ergebnisse der Korrelationsrechnungen aufgeführt.

Tab.5.1: Korrelation der Massenbilanz des HEF mit verschiedenen Klimadaten (1953-1985)

Temperatur	Niederschlag 1	Niederschlag 2	Korr. mit Massenbilanz
Innsbruck, Som., gew.	Marienberg, Winter		0.73
Basel, Som., gewichtet	Marienberg, Winter		0.67
Hohenp., Som., gew.	Marienberg, Winter		0.76
Vent, Som., gewichtet	Marienberg, Winter		0.77
Vent, Som.,	Marienberg, Winter		0.77
Vent, Som., Summe	Marienberg, Winter		0.77
Vent, Som,. gew.	Vent, Jahr		0.83
Vent, Som., Summe	Vent, Jahr		0.84
Vent, Som., gew.	Marienberg, Winter	Vent, Jahr	0.88
Vent, Som., Summe	Marienberg, Winter	Vent, Jahr	0.88
Vent, Som.	Marienberg, Jahr		0.73

* *Winter: X-IV*
Sommer: (V+VI+VII+VIII+IX)/5
Sommer, gew.: (0.5V+VI+VII+VIII+0.5IX)/4
Summe: Summe der positiven Gradtage

Die Korrelation mit der Station Hohenpeißenberg (989m) ist kaum schlechter als die mit Vent, ein erfreuliches Ergebnis, denn die Hohenpeißenberger Temperaturreihe beginnt bereits im Jahr 1781.
Verwendet man statt eines gewichteten Mittels der Sommertemperatur die Summe der positiven Gradtage, ergibt sich nur eine geringfügige Verbesserung der Korrelation. Auch spielt es kaum eine Rolle, ob man mit dem gewichteten oder ungewichteten Sommermittel rechnet (s.Tab. 5.1).
In Abb. 5.5.4 sind die aus gewichteter Sommertemperatur Vent, Winterniederschlag Marienberg und Jahresniederschlag Vent berechneten spezifischen Bilanzen zusammen mit den Dendromassenbilanzen dargestellt, in Abb. 5.5.5 die aus gewichteter Sommertemperatur Vent und Winterniederschlag Marienberg berechnete Bilanz.

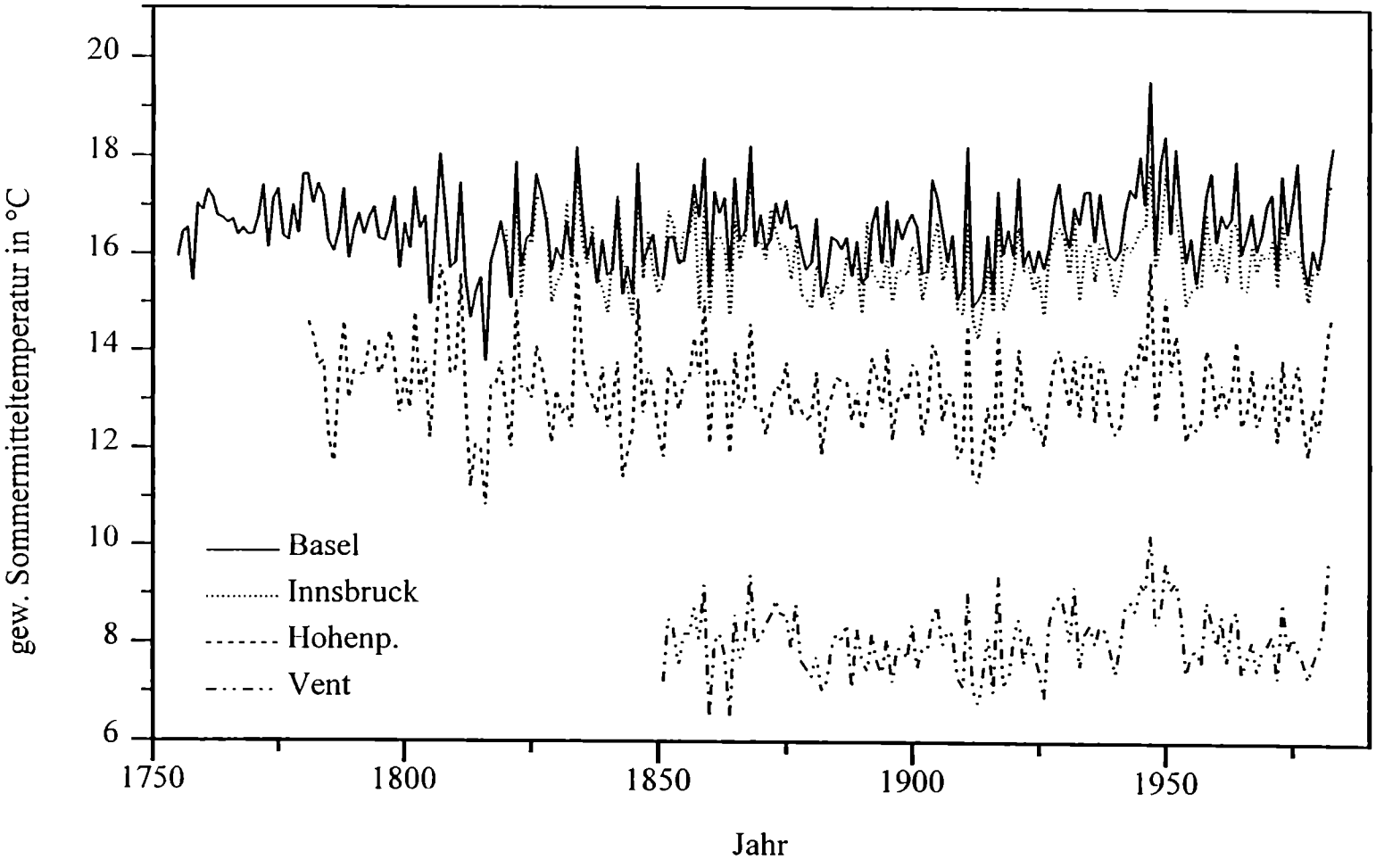


Abb.5.5.3: gewichtete ((0.5V+VI+VII+VIII+0.5IX)/4) Sommertemperatur von Basel, Innsbruck, Hohenpeißenberg und Vent

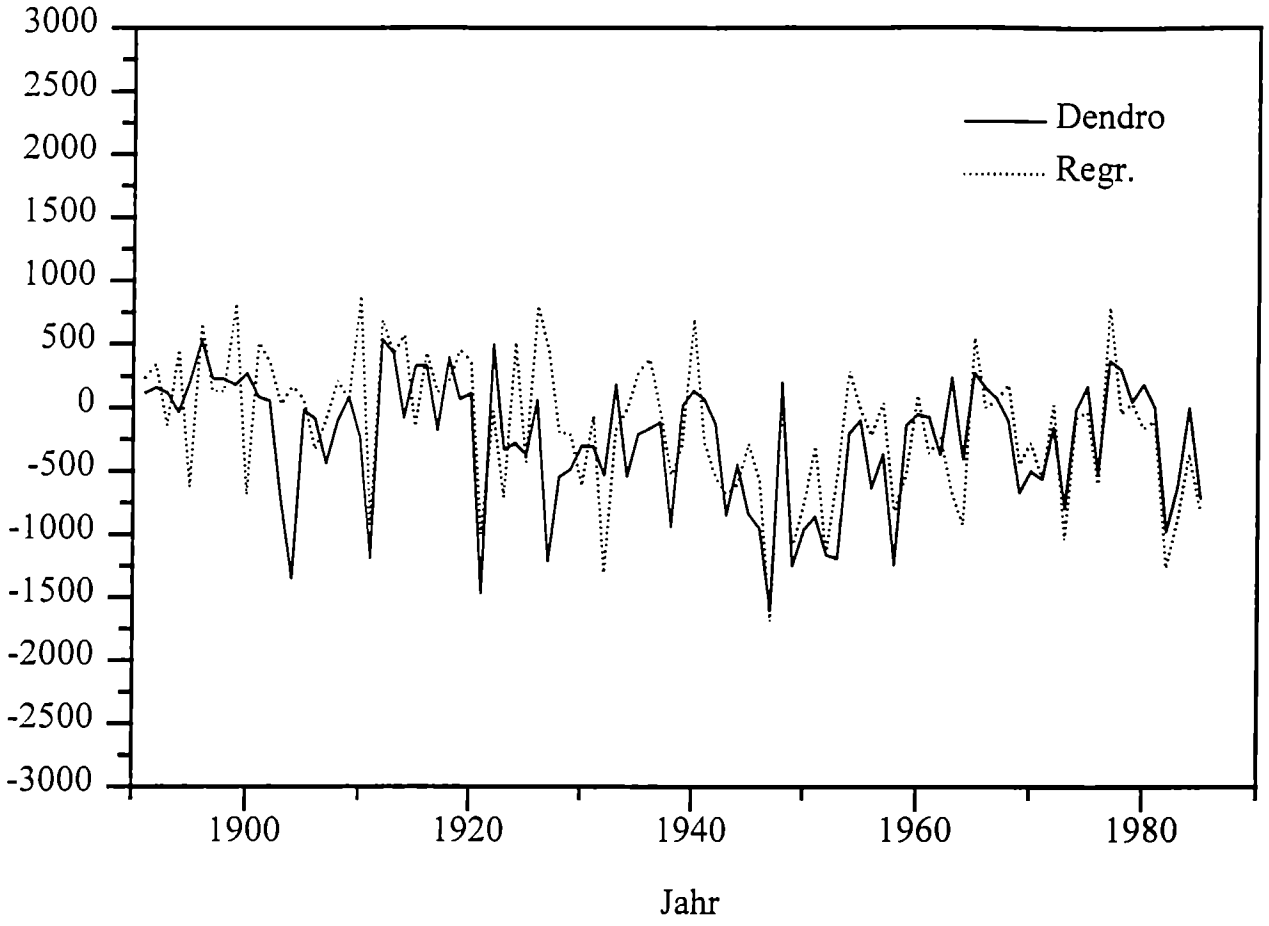


Abb. 5.5.4: Vergleich: Dendrobilanz mit aus Temperatur und Niederschlag von Vent und Niederschlag von Marienberg berechneter Bilanz

Wie beim Vergleich Dendromassenbilanz-dir.glaz. best. Bilanz sieht man, daß bei den Dendromassenbilanzen Extremwerte gekappt werden. Allgemein ist die Übereinstimmung zwischen Dendrobilanz und den hier berechneten Bilanzen in diesem Jahrhundert besser als im vorigen.

Um dies quantitativ zu untersuchen, wurden lineare Regressionen zwischen den Dendromassenbilanzen und den beiden aus Temperatur und Niederschlag berechneten Massenbilanzreihen gerechnet. Der höchste Korrelationskoeffizient (0.63) tritt bei der mit dem Niederschlag von Vent *und* Marienberg berechneten Bilanz auf. Die Regression ab 1858 ohne den Venter Niederschlag liefert nur noch einen Korrelationskoeffizienten von 0.58, der auf 0.24 absinkt, wenn man nur das vorige Jahrhundert betrachtet. Läßt man nur Jahre mit negativen gemessenen Bilanzen zu, ändert sich das Ergebnis nur unwesentlich.

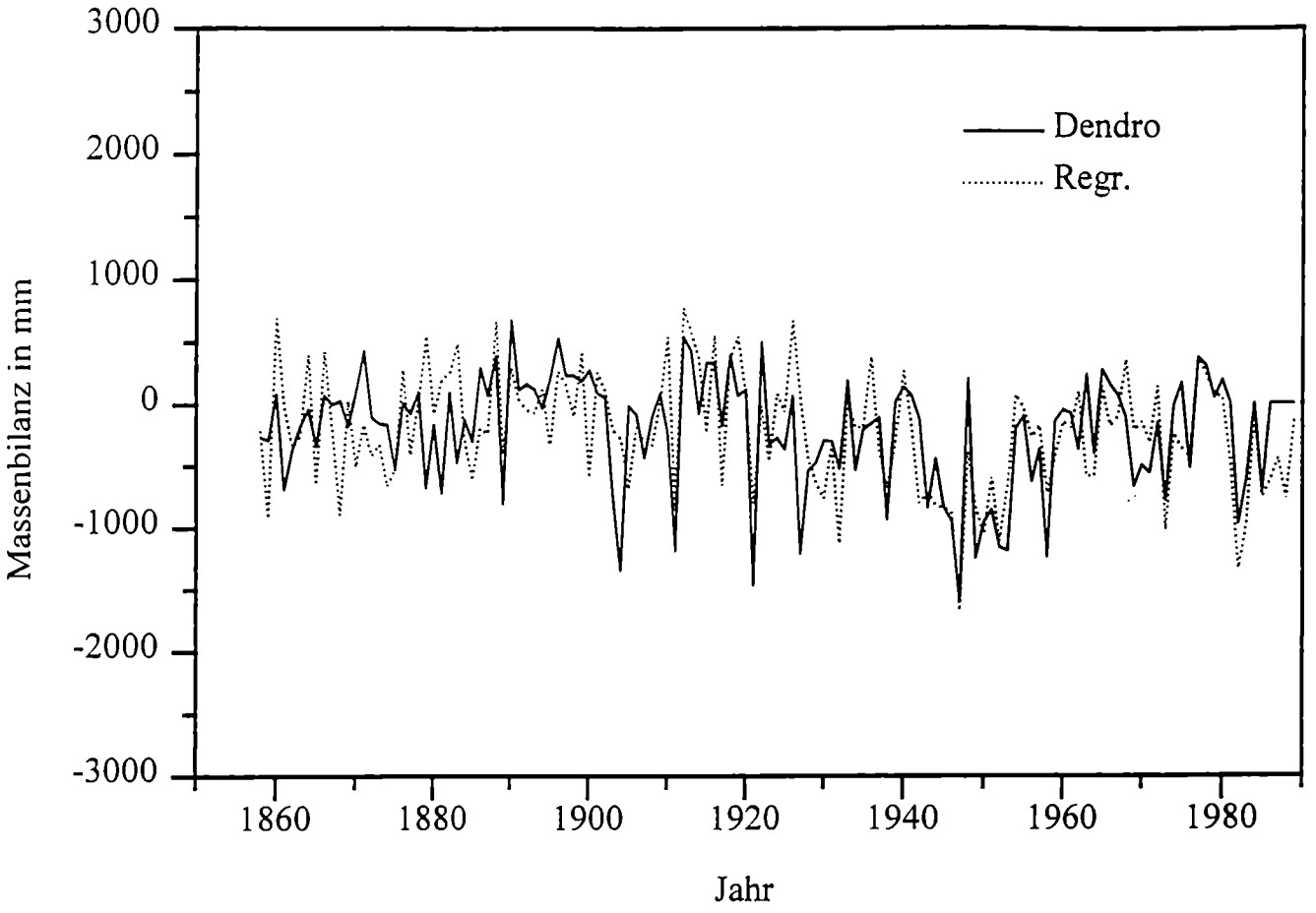


Abb. 5.5.5: Vergleich: Dendrobilanz mit aus Temperatur von Vent und Niederschlag von Marienberg berechneter Bilanz

Alle diese Berechnungen wurden mit dem Windows-Programm MicroCal Origin erstellt.

Generell haben alle diese Korrelationen die Tendenz, Extremwerte zu kappen, dies gilt besonders für die stark positiven Bilanzen. Eine der möglichen Ursachen dafür ist der Einfluß der Albedo. Folgen mehrere positive Jahre aufeinander, gibt es weniger Eisablation und auch der Firn im Akkumulationsgebiet ist sauberer als nach einem normalen oder negativen Haushaltsjahr, was ebenfalls die Ablation verringert. Diese positive Rückkopplung wird in der Korrelationsrechnung nicht berücksichtigt.

In der Zeit nach 1850 ist dieser Fehler nicht sehr schwerwiegend, da die Jahre mit negativen Bilanzen eindeutig überwiegen, jedoch in der Zeit davor, während der Zeit großer Vorstöße bzw. Gletscherhochstände kann dies für die Modellierung von entscheidender Bedeutung sein.

6. Rekonstruktion des HEF bis zum letzten neuzeitlichen Maximum um 1850

6.1 Die verwendeten Ausgangsprofile

Wie bereits erwähnt, wurde sowohl mit den Längsprofilen aus den verschiedenen Karten als auch mit berechneten Modellprofilen gearbeitet. Letztere wurden gewonnen, indem vom Felsgrund weg (Eisdicke H=0) gerechnet wurde, wobei jährlich eine konstante positive Massenbilanz angenommen wurde. Diese wurde so lange variiert, bis das Modellergebnis und das Kartenprofil so gut wie möglich übereinstimmten. Abbildungen 6.1a-c zeigen jeweils Karten- und Modellprofil für die Jahre "1850", 1894 und 1920, mit denen überwiegend gerechnet wurde. Die Modellprofile haben den Vorteil, daß sie regelmäßiger sind als die Kartenprofile, wodurch am Anfang der Simulation numerisch weniger Probleme entstehen.

6.2 Rekonstruktion mit Hilfe von Dendro-Massenbilanzen

Zunächst wurde die Simulation mit Hilfe der in Abb. 5.5.5 dargestellten Dendrobilanzen von Nicolussi durchgeführt.
In Abb. 6.2.1 ist das Ergebnis des Laufs 1858-1979 dargestellt. (Das Startjahr 1858 wurde hier zum besseren Vergleich mit der Simulation mit Klimadaten gewählt, s.u.) Die Übereinstimmung zwischen berechnetem Eisdickenprofil und dem aus der 1979er Karte bestimmten Profil ist ziemlich gut. Abb. 6.2.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Zungenstände zwischen 1858 und 1979. Man sieht, daß die berechneten Gletscherlängen im Rahmen der Modellgenauigkeit von 200m gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Auch der starke Rückgang in der zweiten Hälfte der 40er Jahre wird deutlich wiedergegeben.

6.3 Rekonstruktion mit Hilfe von Klimadaten

Als nächstes wurden statt der Dendromassenbilanzen die in Kapitel 5.5.3 berechneten, ebenfalls in Abb. 5.5.5 dargestellten Massenbilanzdaten verwendet. Da die Niederschlagsreihe von Marienberg erst im Jahr 1858 beginnt, wird also die Periode 1858-1979 simuliert. Abb. 6.3.1 zeigt wiederum das Endergebnis, Abb. 6.3.2 den zeitlichen Verlauf der Längenänderungen.

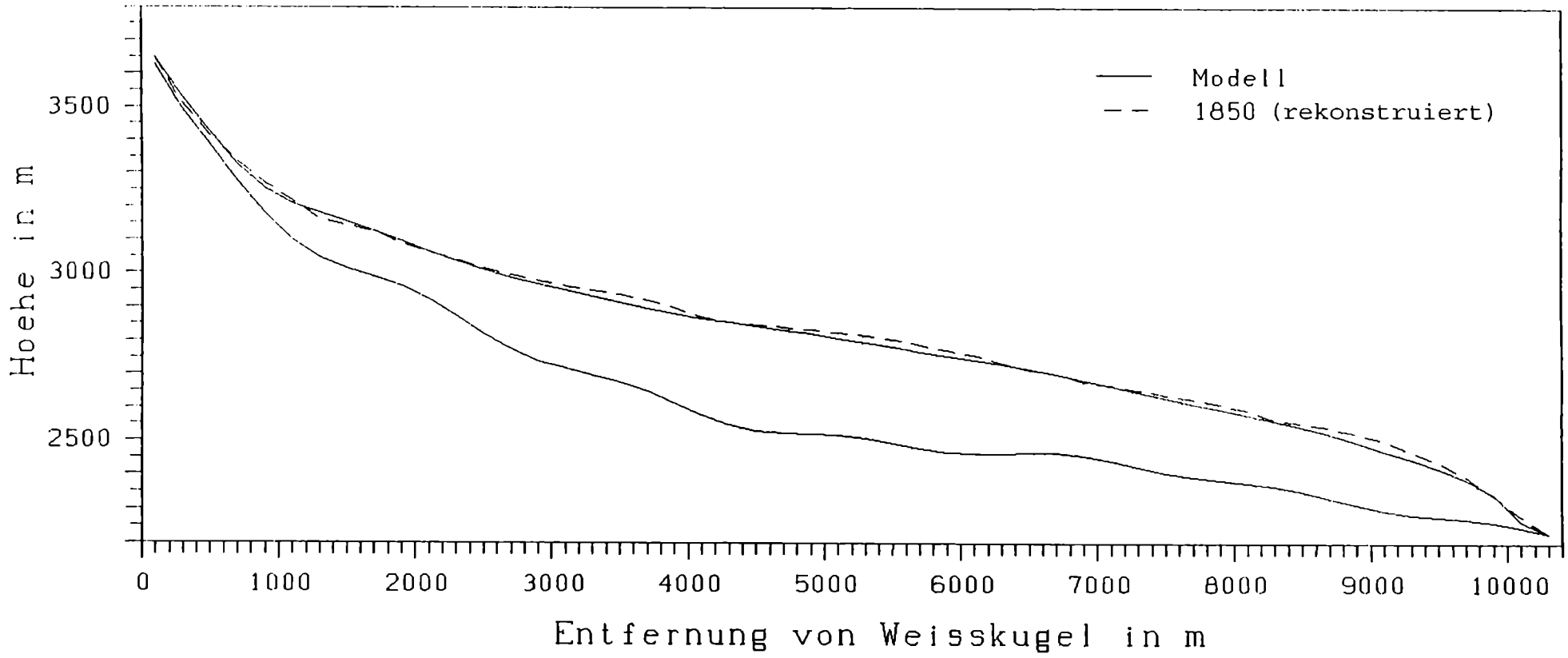


Abb.6.1a: Karten- und Modellprofil 1850

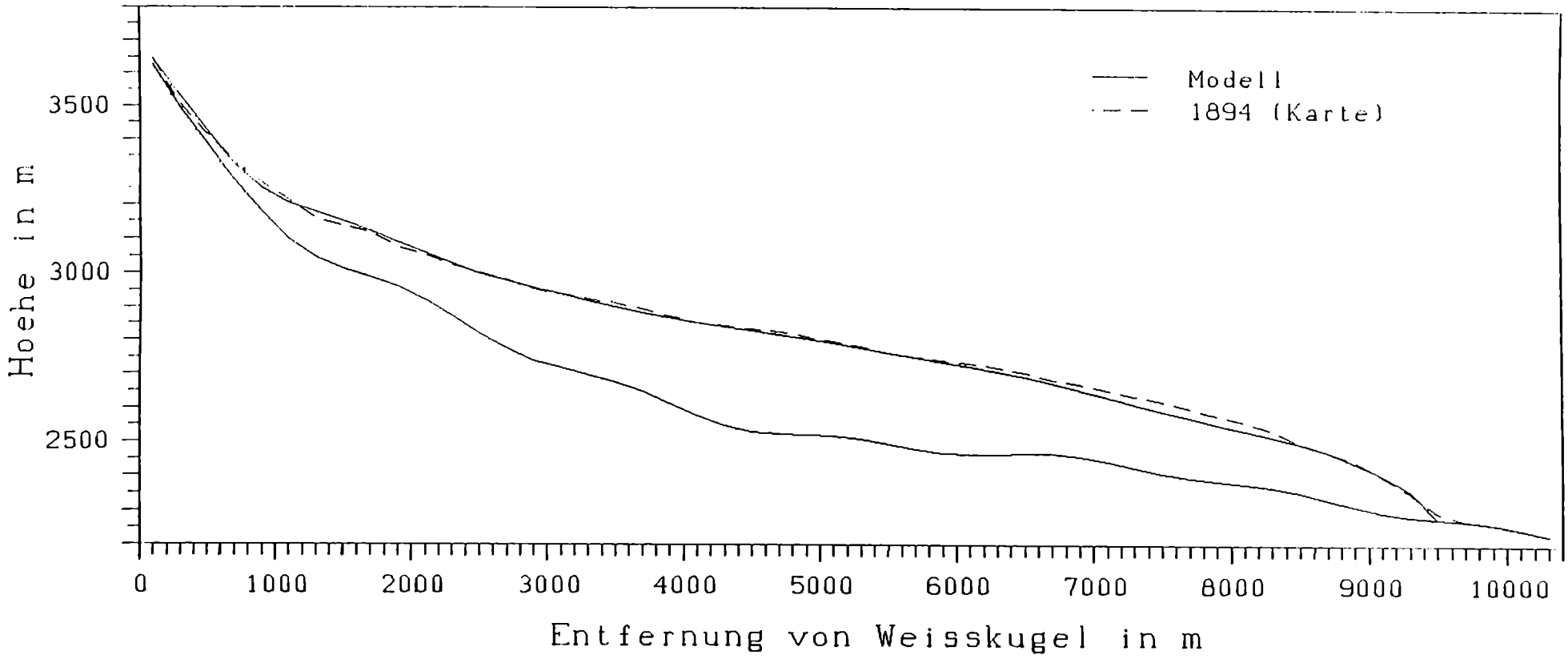


Abb.6.1b: Karten- und Modellprofil 1894

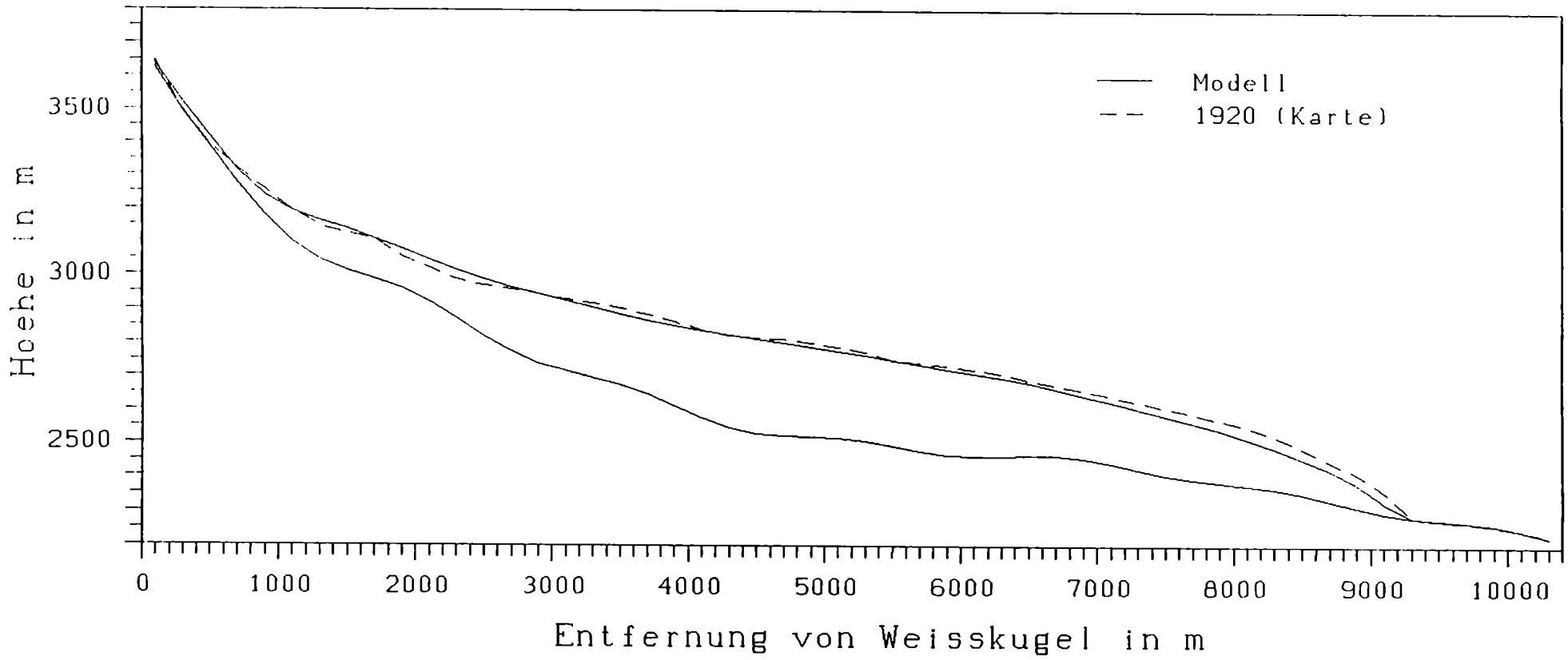


Abb.6.1c: Karten- und Modellprofil 1920

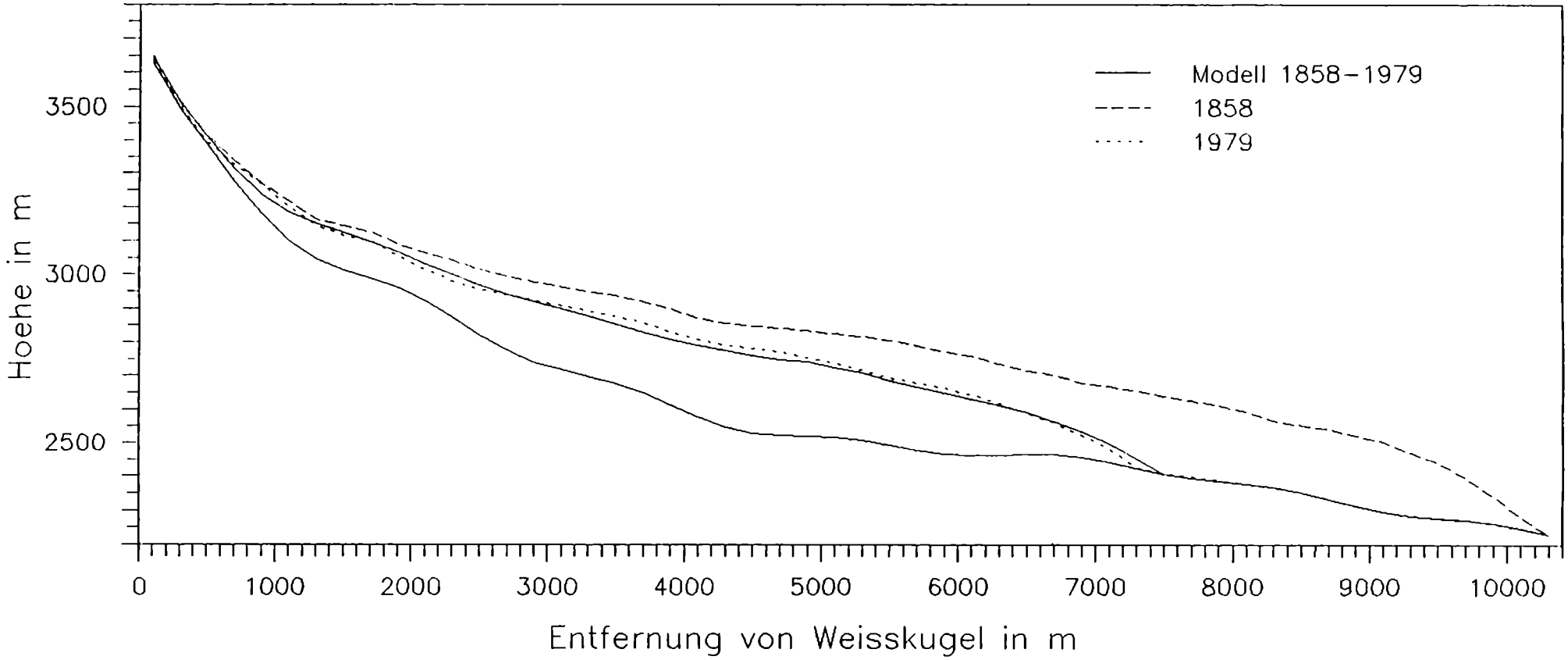


Abb. 6.2.1: **Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979, gerechnet mit Dendrobilanzen**

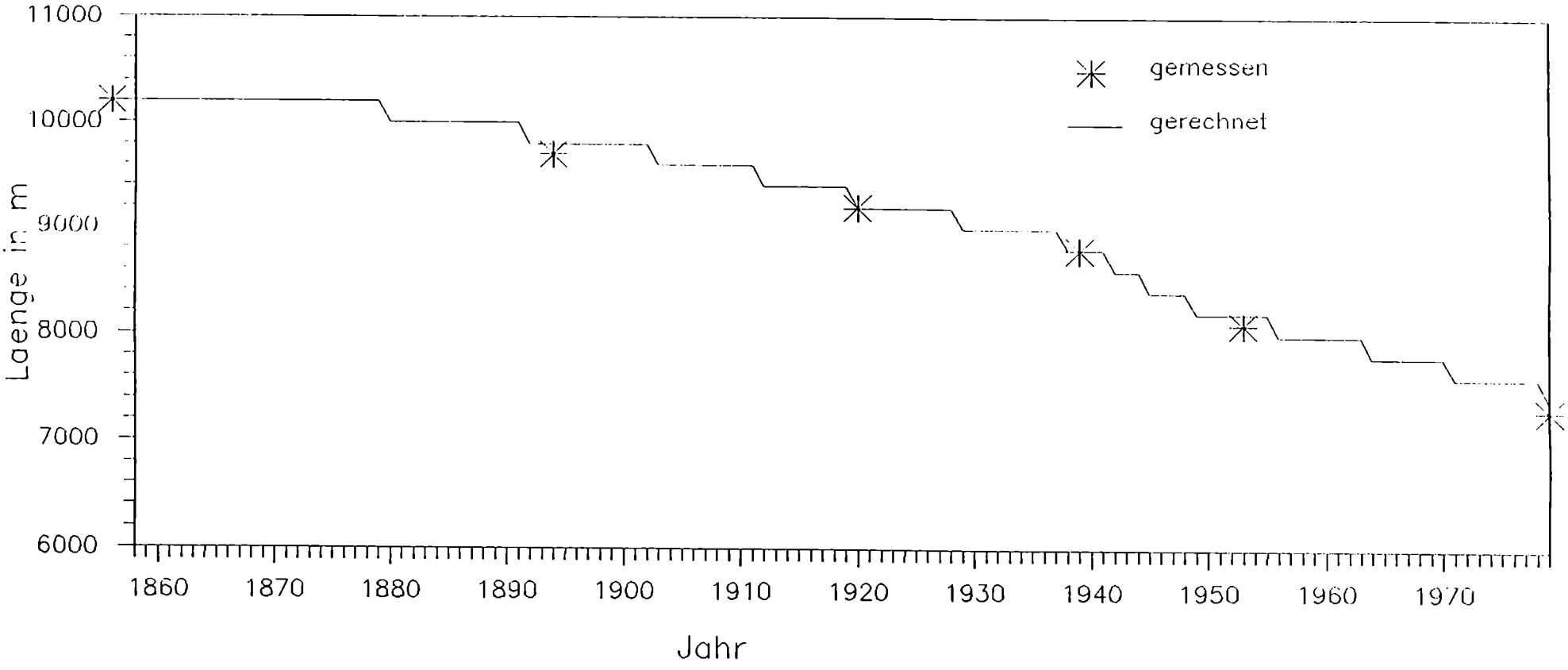


Abb.6.2.2: Längenänderungen 1858-1979 gerechnet mit Dendrobilanzen

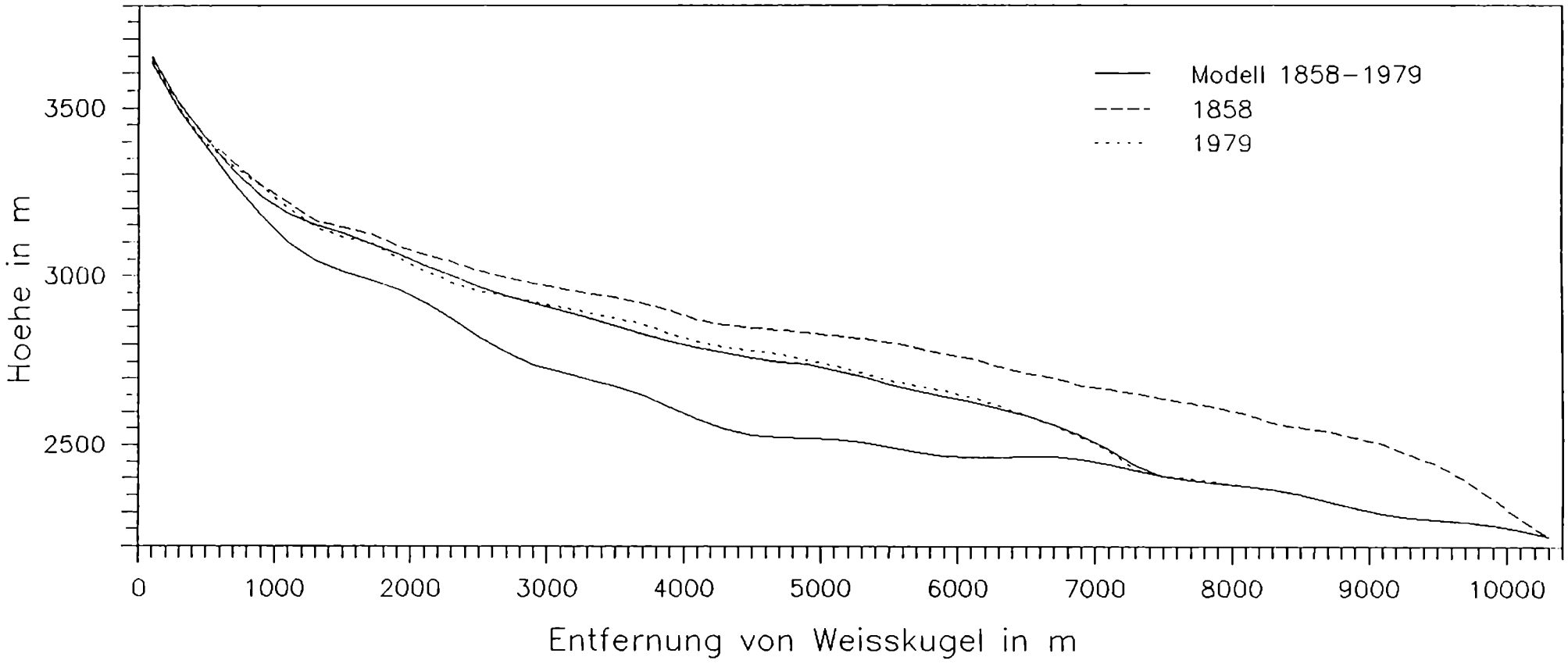


Abb. 6.3.1: Endprofil (1979) für die Modellierung 1858-1979, gerechnet mit Bilanz aus Klimadaten

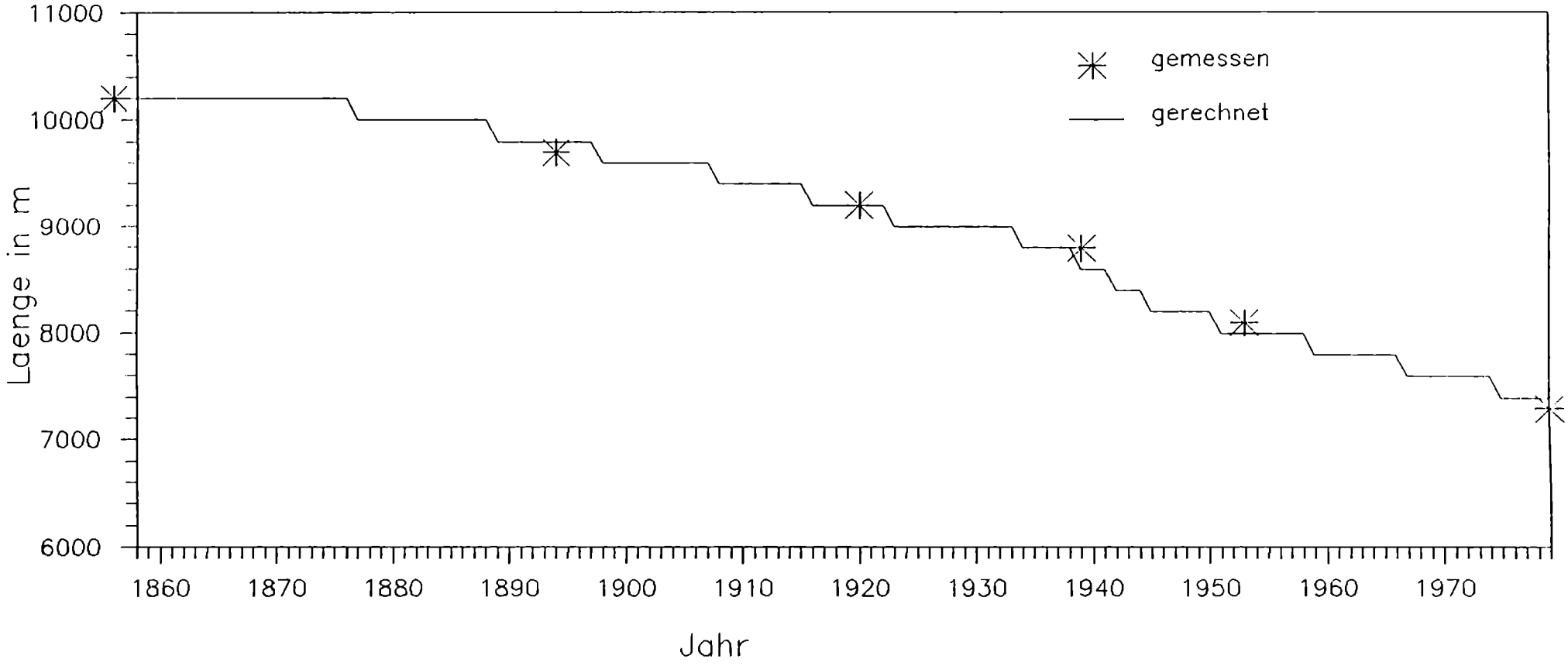


Abb.6.3.2: Längenänderungen 1858-1979 gerechnet mit Bilanz aus Klimadaten

Die Übereinstimmung zwischen Modellergebnis und Kartenprofil ist hier noch besser als bei der Simulation mit den Dendrobilanzen.
Weiters wurden die Längsprofile in den Jahren, für die Karten existieren, betrachtet. In den Abbildungen 6.3.3, 6.3.4 und 6.3.5 sind jeweils die berechneten Dickenprofile der Jahre 1953, 1920 und 1894 (als Zwischenergebnisse des Lauf 1858-1979) dargestellt. 1953 ist die Übereinstimmung zwischen Modell und Karte ausgezeichnet. 1920 ist der Modellgletscher gleich lang, aber dünner als der wirkliche Gletscher zu dieser Zeit war. Dieses Ergebnis ist jedoch nicht erstaunlich, da der HEF um 1920 herum einige Besonderheiten zeigte, die mit dem hier verwendeten, einfachen Modell nicht simuliert werden können. Es traten hier außergewöhnlich hohe Fließgeschwindigkeiten von bis zu 125m/a auf. Der 1920er Vorstoß von ca. 70m hatte einen fast surge-artigen Charakter, außerdem lief eine kinematische Welle über den Gletscher, beides Phänomene, die die das Modell einfach überstrapazieren würden (Span, 1993).
Im Jahr 1894 ist der Gletscher im Modell etwas länger, dafür zwischen 7km und 8km etwas dünner als in Wirklichkeit. Dies kann sowohl an der ungenauen Geometrie im Bereich der Einmündung des KWF als auch an der Abschätzung des KWF-Zuflusses liegen.
Diese Fehler scheinen sich aber im weiteren Verlauf der Simulation auszugleichen, wie man an den guten Ergebnissen für 1953 (Abb. 6.3.3) und 1979 (Abb. 6.3.1) erkennen kann.
Vergleicht man das Gesamtergebnis mit dem Ergebnis von Greuell (1989), so wurde hier mit Hilfe beider Bilanzreihen trotz ihrer prinzipiellen Mängel ein deutlich besseres Ergebnis erzielt. Greuell hatte sich mit einer Genauigkeit von 10% in der Länge zufrieden geben müssen, das sind bei einer Gletscherlänge von 9km immerhin noch 900m, wobei die Form des Eisdickenprofils nie überprüft wurde. Für die Zeit vor 1894 war bisher überhaupt kein zufriedenstellendes Ergebnis erzielt worden.

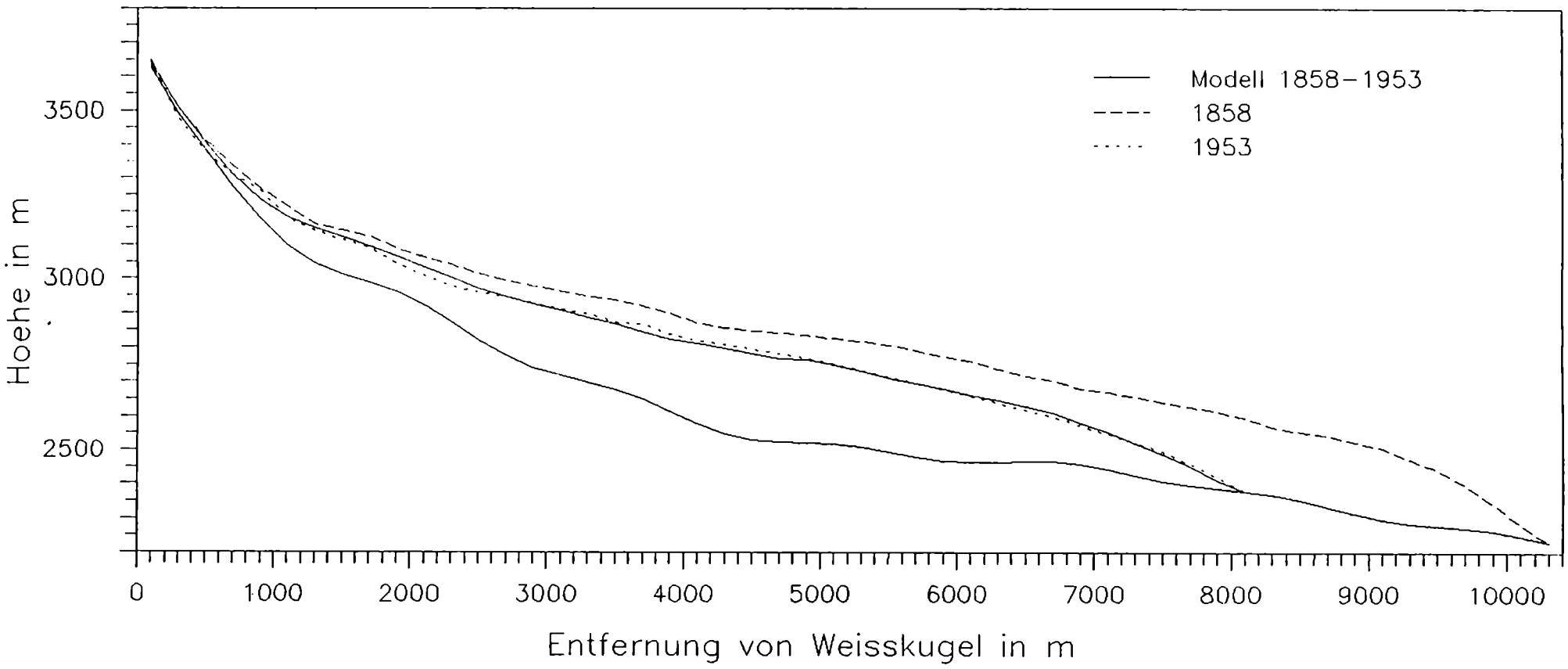


Abb. 6.3.3: Endprofil (1953) für die Modellierung 1858-1953, gerechnet mit Bilanz aus Klimadaten

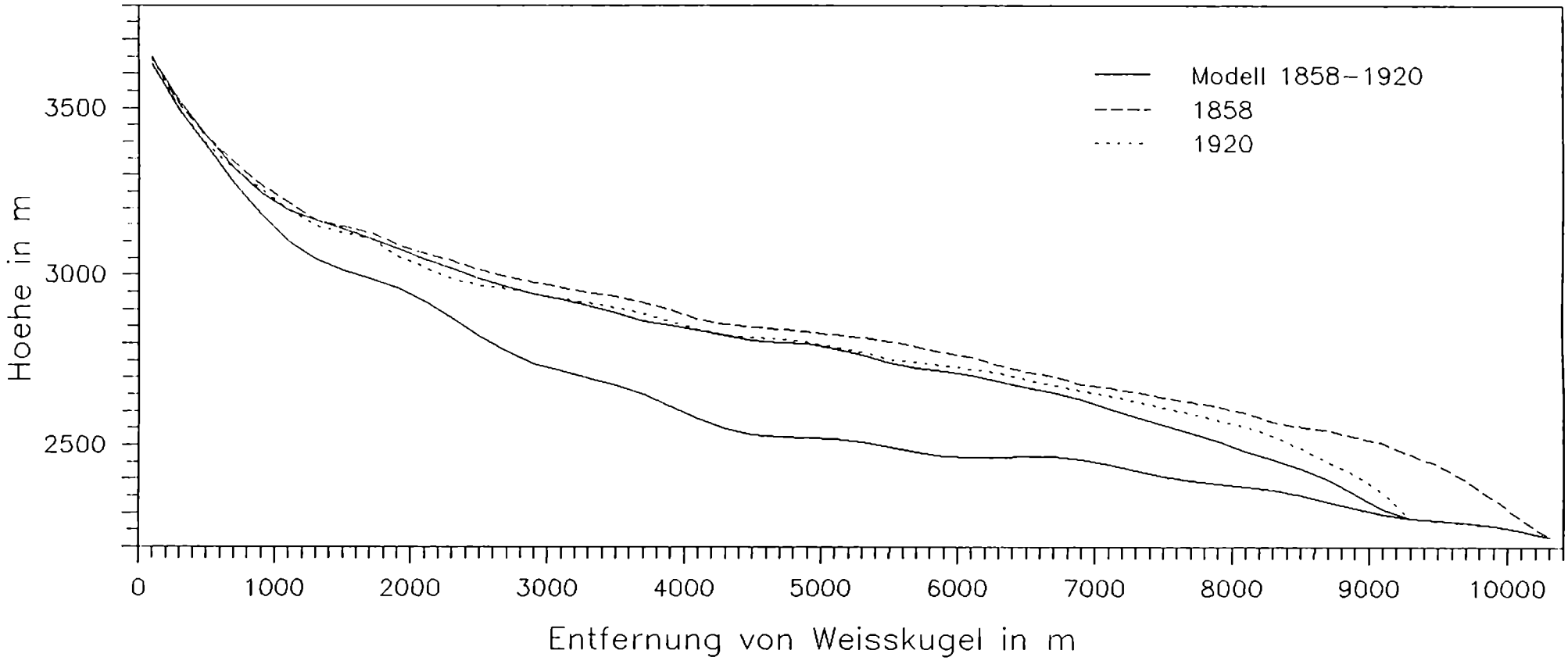


Abb. 6.3.4: **Endprofil (1920) für die Modellierung 1858-1920, gerechnet mit Bilanz aus Klimadaten**

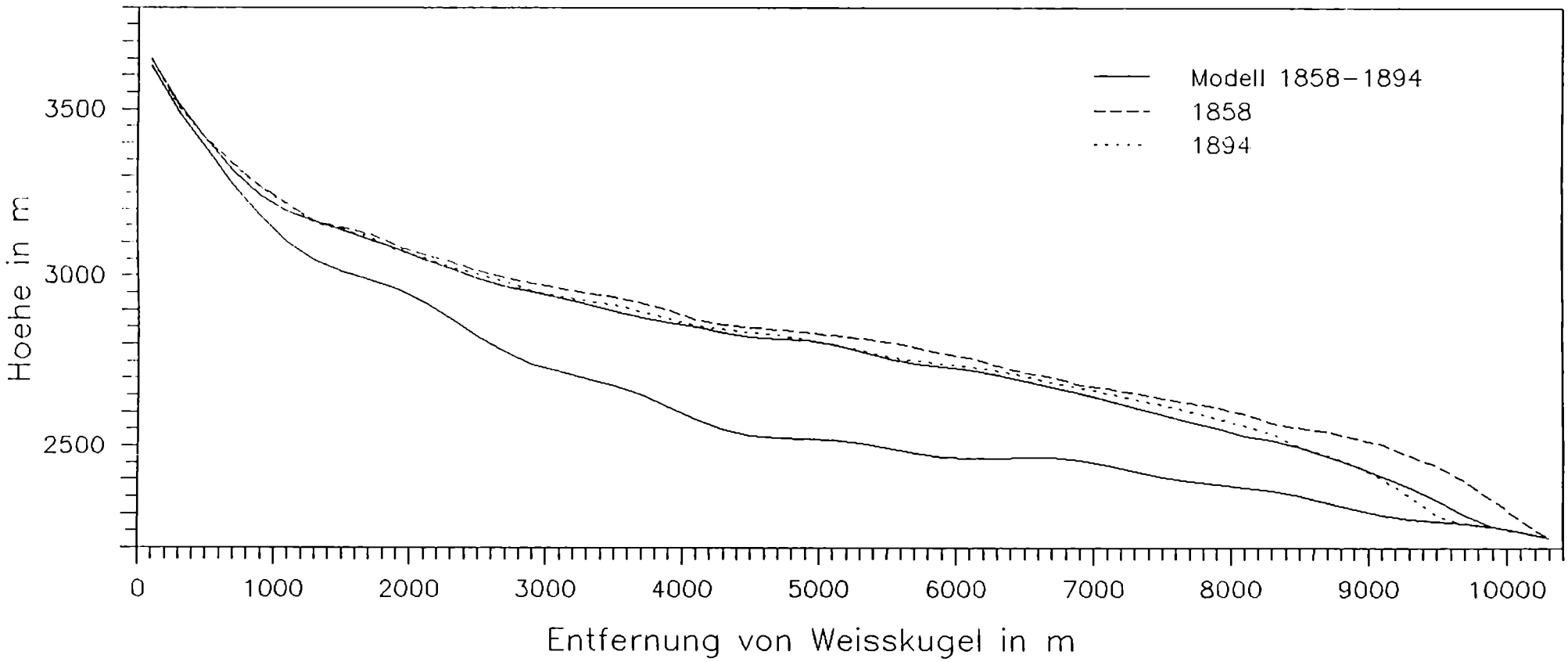


Abb. 6.3.5: **Endprofil (1894) für die Modellierung 1858-1894, gerechnet mit Bilanz aus Klimadaten**

7. Die Zeit vor "1850"

Es sollen nun einige Überlegungen zur Modellierung in der Zeit vor "1850" angestellt werden. Zunächst die Frage: Welche Klimadaten stehen für diese Simulation zur Verfügung? Es existieren für diesen Zeitraum keine Niederschlagsmessungen mehr aus dem Alpenraum. Die ältesten in Frage kommenden Temperaturreihen sind die vom Hohenpeißenberg (seit 1781) und die von Basel (seit 1755). Die indizierten Klimadaten von Pfister für die Schweiz sind relativ ungenau, aber sie geben doch gewisse Hinweise auf die Witterung. Aufgrund seiner inhomogenen Verteilung ist der Niederschlag wohl weniger brauchbar als die Temperatur. Die Isotopendaten vom Colle Gnifetti sind noch ungenauer und zeitlich sehr gering aufgelöst. Als letztes bleiben noch die Dendrobilanzen, die auch sehr weit (bis 1386) zurückgehen (Nicolussi,1995).

Da die Korrelation zwischen der Sommertemperatur vom Hohenpeißenberg und der Massenbilanz des Hintereisferners kaum schlechter ist als die Korrelation mit der Venter Sommertemperatur soll zunächst die Zeit zwischen 1781 und 1850 betrachtet werden. Die Bilanzen wurden nun also aus der Sommertemperatur vom Hohenpeißenberg und den Niederschlagsdaten von Pfister berechnet. Dazu mußten die Pfister'schen Indizes wieder in Niederschlagswerte umgerechnet werden. Leider konnte mit den so erhaltenen Bilanzen der 1850er Höchststand nicht einmal annähernd simuliert werden.

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß sowohl die Dendrobilanzen als auch alle mit einer Regression gerechneten Bilanzen vor allem in positiven Haushaltsjahren deutlich zu niedrige Beträge aufweisen. Dieser Umstand erwies sich in der Simulation 1850-1979 als nicht sehr schwerwiegend, da es sich um eine Rückzugsperiode handelte, in der die Bilanzen überwiegend negativ waren (vgl. Abb. 5.5.5). In der Zeit zwischen 1600 und 1850 kann dieser Fehler nicht mehr vernachlässigt werden, da es sich um eine Reihe von Gletschervorstößen handelt. Ohne zusätzliche Informationen gibt es keine Möglichkeit einer Korrektur der Bilanzen in den positiven Jahren.

Abb. 7.1 zeigt die aus der gewichteten Sommertemperatur vom Hohenpeißenberg und den Schweizer Niederschlagsdaten berechneten Massenbilanzen. Die kumulative Bilanz ist für den Zeitraum 1781-1850 stark negativ (-23000mm), man kann daher nicht erwarten, daß die Simulation ein Ergebnis liefert, das der Wirklichkeit ähnlich ist. Die Dendrobilanzen schneiden hier deutlich besser ab, aber die kumulative Bilanz 1781-1850 ist ebenfalls negativ (-957mm), sodaß kein Gletschervorstoß damit simuliert werden kann.

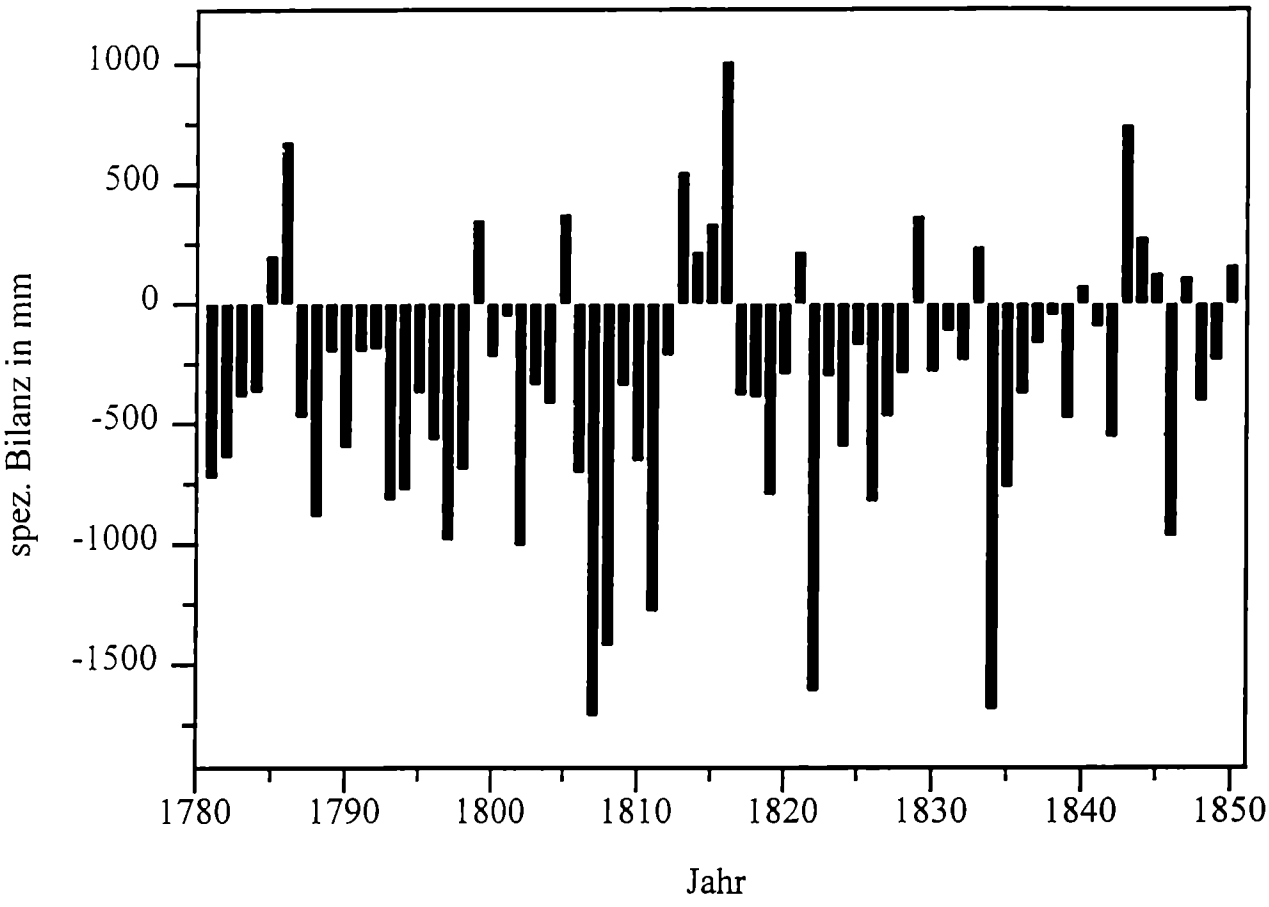


Abb. 7.1: Aus Sommertemperatur von Hohenpeißenberg und Niederschlag von Pfister berechnete spezifische Bilanz des Hintereisferners

Abgesehen von der zweifelhaften Massenbilanz ergeben sich noch verschiedene andere Schwierigkeiten. Der Zufluß vom Kesselwandferner in den Hintereisferner wurde bisher mit Hilfe aller zur Verfügung stehenden Informationen abgeschätzt.
In Kap. 4.4.3 wurde gezeigt, daß der Kesselwandferner für das Endergebnis der Simulation 1850-1979 keine Bedeutung hat. Wohl aber ergeben sich größere Unterschiede im Verlauf in den Jahren bis etwa 1930. Zwischen 1600 und 1850 war der Hintereisferner immer in einem Größenbereich, in dem der Kesselwandferner einen großen Einfluß haben sollte. Über den Kesselwandferner ist aber aus dieser Zeit fast nichts bekannt, wir können nur vermuten, daß er sich ungefähr parallel zu den bekannten Gletschervorstößen verhalten hat. Mit seinem relativ schmalen, steilen Zungenende reagiert er aber deutlich schneller als der Hintereisferner (Kuhn

et al., 1985). Es besteht also kaum eine Möglichkeit, den Zufluß vom Kesselwandferner für die Zeit vor 1850 auch nur ungefähr abzuschätzen.
Weiters befand sich der Hintereisferner in dieser Zeit in einem Bereich, in dem auch die Geometrie relativ kompliziert ist. Sowohl Neigung als auch Exposition der Zunge ändern sich, sodaß der Fehler, der bei der Extrapolation der Bilanz-Höhenkurve gemacht wird, hier schwerer ins Gewicht fällt als beim andauernden Rückzug nach 1850.
Die nächste Frage, die sich stellt, ist die nach dem Anfangsprofil der Simulation. Um 1780 waren die Gletscher im allgemeinen relativ groß, um 1770 wurden sowohl der Gurgler Eissee als auch der Rofensee aufgestaut. Am Hintereisferner gibt es eine Moräne knapp außerhalb der 1850er Moräne, die mit Hilfe von Flechtenmessungen auf ca. 1780 datiert wurde (Patzelt, pers. Mitt.). Andererseits soll nach Nicolussi um 1763, zur Zeit der Aufnahme der Anich-Karte, der Hintereisferner klein und vom Kesselwandferner getrennt gewesen sein. D.h. der Hintereisferner hätte in den knapp 20 Jahren zwischen 1763 und 1780 einen enormen Vorstoß machen müssen, was nicht undenkbar ist, wenn man an den surge-artigen Vorstoß um 1920 denkt. Solch einen Vorstoß würde das hier verwendete Modell aber niemals wiedergeben.
Auch das Anfangsprofil von 1600 ist nicht genau bekannt, man kann nur vermuten, daß es ungefähr dem 1850er Profil entspricht, da das Verhalten der bekannten Gletscher hier nicht einheitlich war. Einige hatten ihr Maximum erst 1850, von anderen wurde der 1600er Stand im 19. Jahrhundert nicht mehr erreicht, wie z.B. vom Rhonegletscher und vom Mer de Glace. Bei den Westalpengletschern war oft der 1820er Hochstand größer als der 1850er (Grove, 1988), während in den Ostalpen zwar auch meist zwei Maxima in der ersten Hälfte des vorigen Jahrhunderts auftraten (Richter, 1891), wobei aber der 1850er Stand den 1820er geringfügig übertraf. Bei den beiden Grindelwaldgletschern waren 1600er und 1850er Stand fast genau gleich (Zumbühl et al., 1980). Man kann also annehmen, daß der Hintereisferner um 1600 ungefähr gleich groß war wie um 1850, wobei man bedenken muß, daß auch das "1850"er Hintereisferner-Profil ja nur eine Abschätzung ist.
Zusammengefaßt kann man sagen, daß die Voraussetzungen für eine Simulation des Zeitraumes vor 1850 denkbar ungünstig sind, da der hier sehr wichtige Kesselwandferner so gut wie ungekannt ist, die anderen notwendigen Größen (Anfangsprofil, Massenbilanz) nur sehr schlecht bekannt sind, und die unvermeidbaren Modell-Ungenauigkeiten in diesem Bereich größer sind als bei der Simulation nach 1850. Daher sind hier unter diesen Bedingungen wohl die Grenzen dieser Modellierung erreicht.

Daß jedoch die Möglichkeiten des Modells noch nicht ausgeschöpft sind, soll im nächsten Kapitel gezeigt werden, wo noch einige interessante Fragestellungen untersucht werden.

8. Gleichgewichtsbetrachtungen

Eine sehr interessante Frage ist die, wie weit sich der Hintereisferner bei seinem seit 140 Jahren fast kontinuierlichen Rückzug an die wärmeren Klimabedingungen angepaßt hat. Wie weit ist er von einem Gleichgewichtszustand entfernt? Welche Bilanzen bzw. Zeiträume wären notwendig, um ihn wieder vorstoßen zu lassen?
Um diese Fragen zu beantworten, wurde das Modell zunächst vom Startjahr 1979 aus mit ausgeglichenen Bilanzen so lange laufen gelassen, bis der Gletscher einen Gleichgewichtszustand erreichte. Abb. 8.1 zeigt das Ergebnis dieser Simulation. Nach 200 Jahren befindet sich der Gletscher bei einer Länge von etwa 6.7 km im Gleichgewicht.
Leider können die Glaziologen von einer so langen Periode mit ausgeglichenen Bilanzen momentan nur träumen. Daher wurde als nächstes untersucht, was geschieht, wenn man mit ungefähr der mittleren Bilanz der letzten 30 Jahre (-340mm) weiterrechnet. Der Modellgletscher benötigt in diesem Fall 400 Jahre, um ein Gleichgewicht zu erlangen, wobei sich seine Fläche ungefähr halbiert, die Länge beträgt noch 4.5 km. In Abb. 8.2 ist dieses Ergebnis dargestellt. Es stimmt gut mit früheren Abschätzungen von Schimpp und Markl (Schimpp, 1957, Markl, pers. Mitt.) überein. Allerdings ist der praktische Nutzen dieser Berechnung relativ gering, da sich das Klima in einem Zeitraum von 400 Jahren leicht mehrfach ändern kann.
Natürlich hängt das Ergebnis einer solchen Berechnung auch sehr davon ab, wie man einen "Gleichgewichtszustand" des Modellgletschers definiert. In diesem Fall wurde ein relativ strenges Kriterium gewählt: Der Gletscher wurde dann als im Gleichgewicht betrachtet, wenn die Massenbilanz Null wurde, (spez. Bilanz mit mm-Genauigkeit bzw. Gesamtbilanz mit 1‰ Genauigkeit). Daher sind auch die resultierenden Zeiträume in obigen Berechnungen so lang.
Betrachtet man statt der Bilanz die Gletscherlänge, sieht man, daß der Gletscher seiner Gleichgewichtslänge in viel kürzerer Zeit schon sehr nahe kommt. Im ersten Beispiel (ausgeglichene Bilanz) ist er schon nach 50 Jahren nur noch eine Gitterpunktsdistanz von seiner Endlänge entfernt, nach 150 Jahren hat er sie bis auf einige (geschätzte) Dekameter erreicht. Im zweiten Beispiel (b=-340mm) ist nach 100 Jahren bereits die Hälfte des Rückzugs erfolgt, nach 200 Jahren liegt das Zungenende noch etwa 200m vor der Endposition, und nach 300 Jahren ist die Gleichgewichtslänge ebenfalls mit einer Genauigkeit von Dekametern erreicht. Die zunächst berechneten Zeiträume sind also mit etwas Vorsicht zu betrachten.

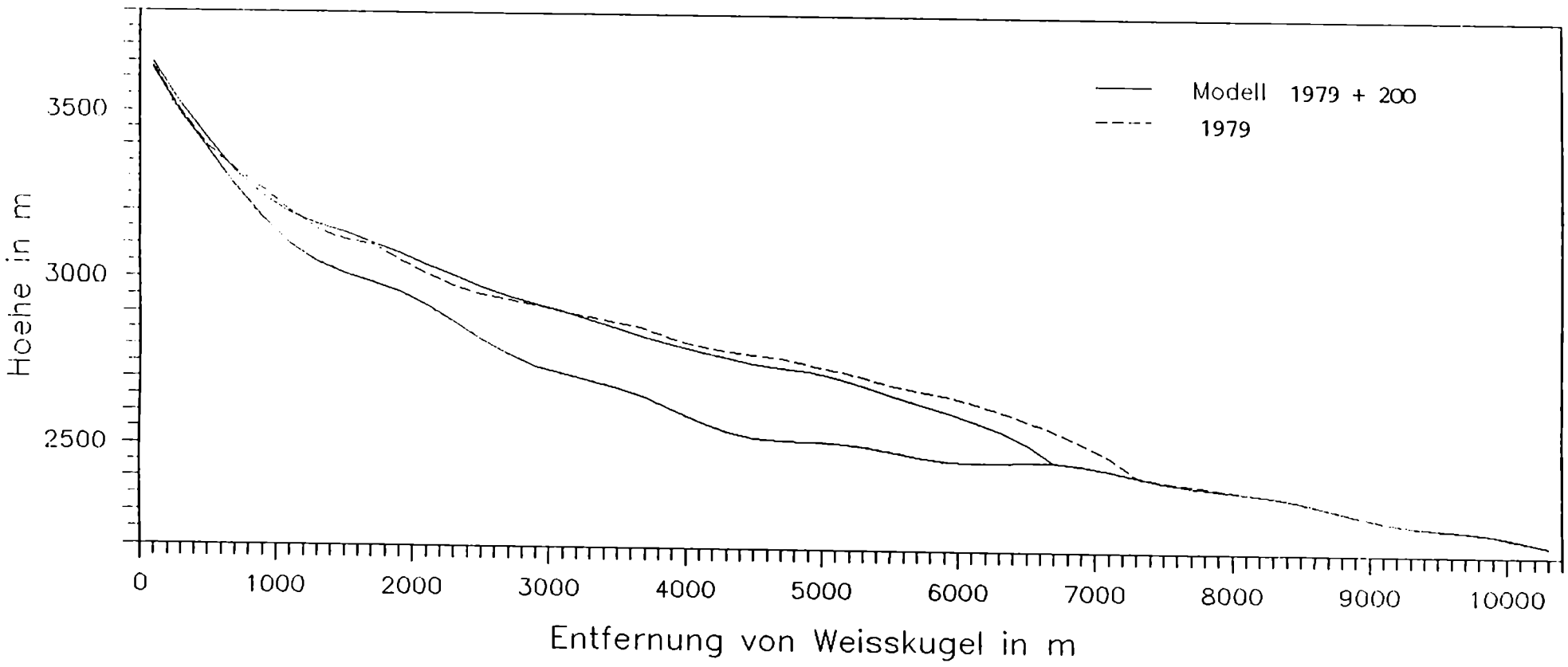


Abb.8.1: Endprofil für die Simulation 1979+200Jahre, gerechnet mit b=0mm

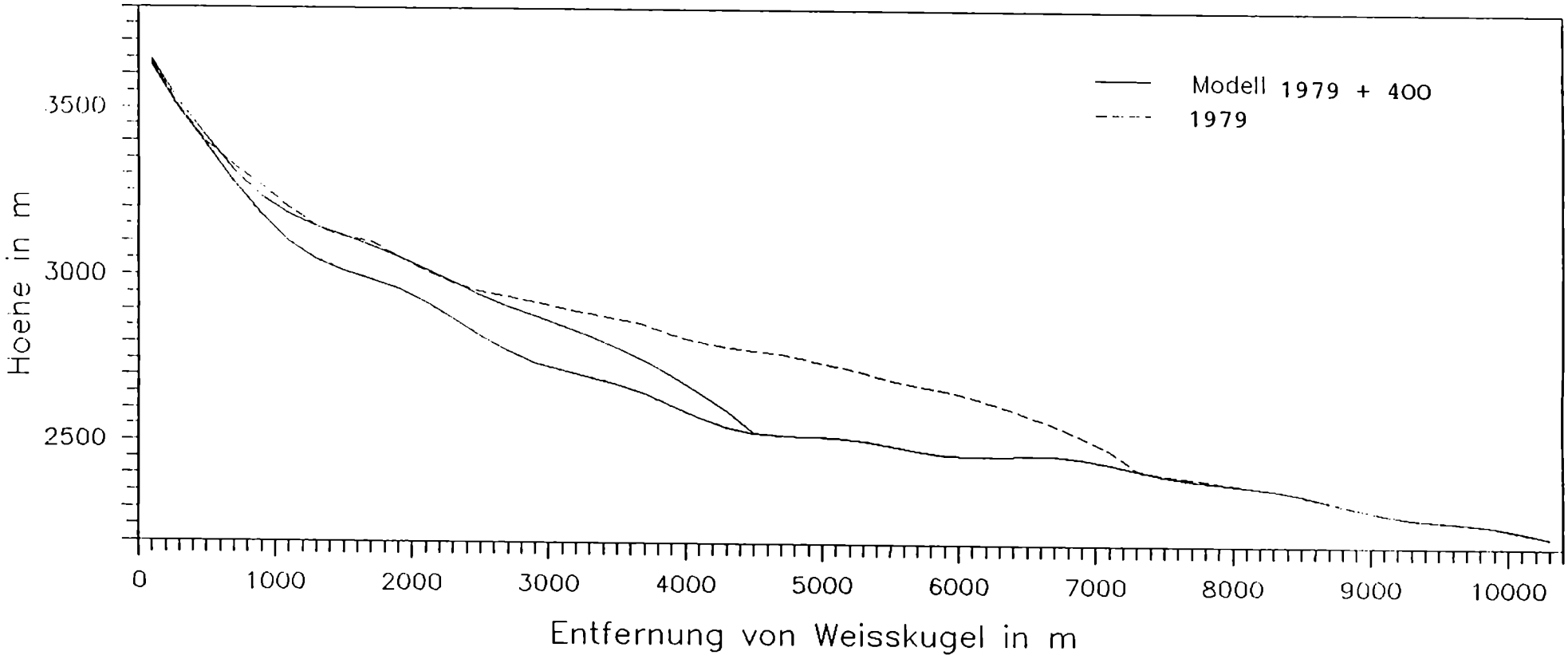


Abb.8.2: **Endprofil für die Simulation 1979+400Jahre, gerechnet mit b=-340mm**

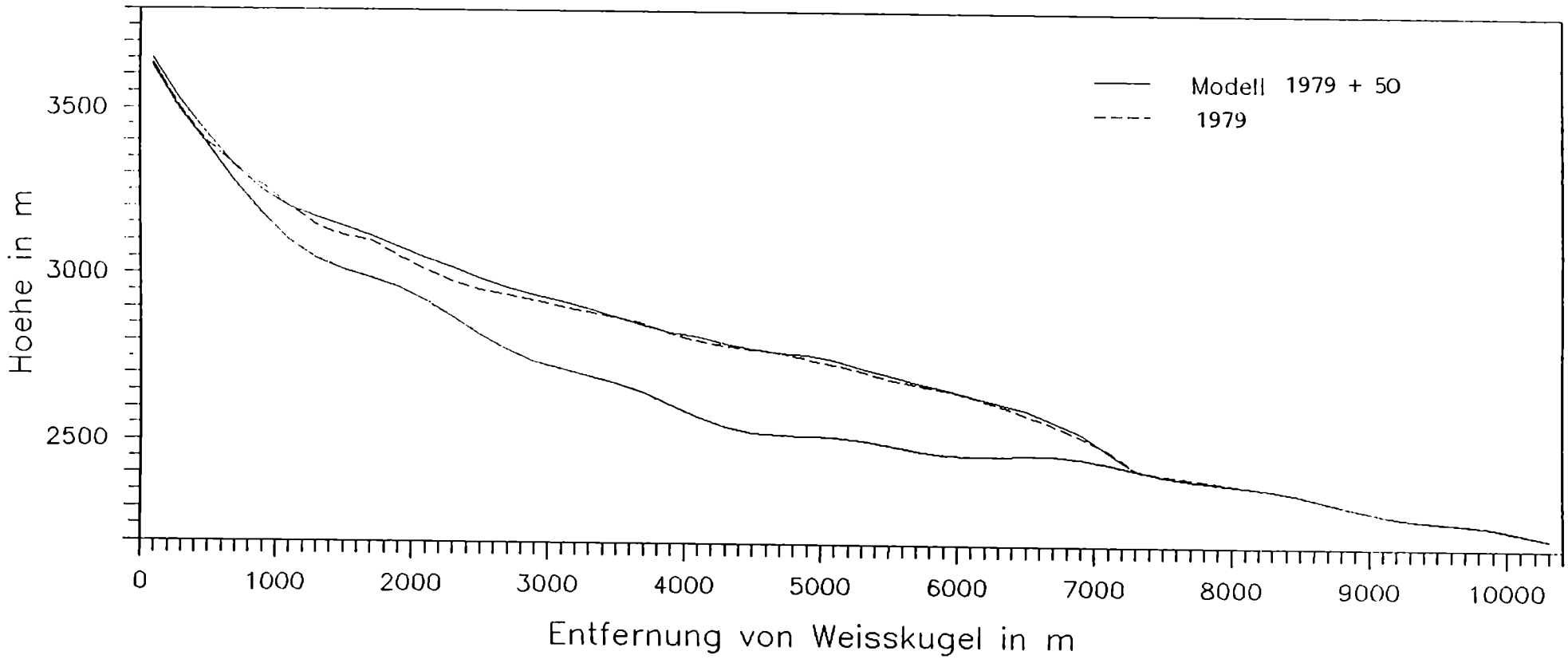


Abb.8.3: Endprofil für die Simulation 1979+50Jahre, gerechnet mit b=+300mm

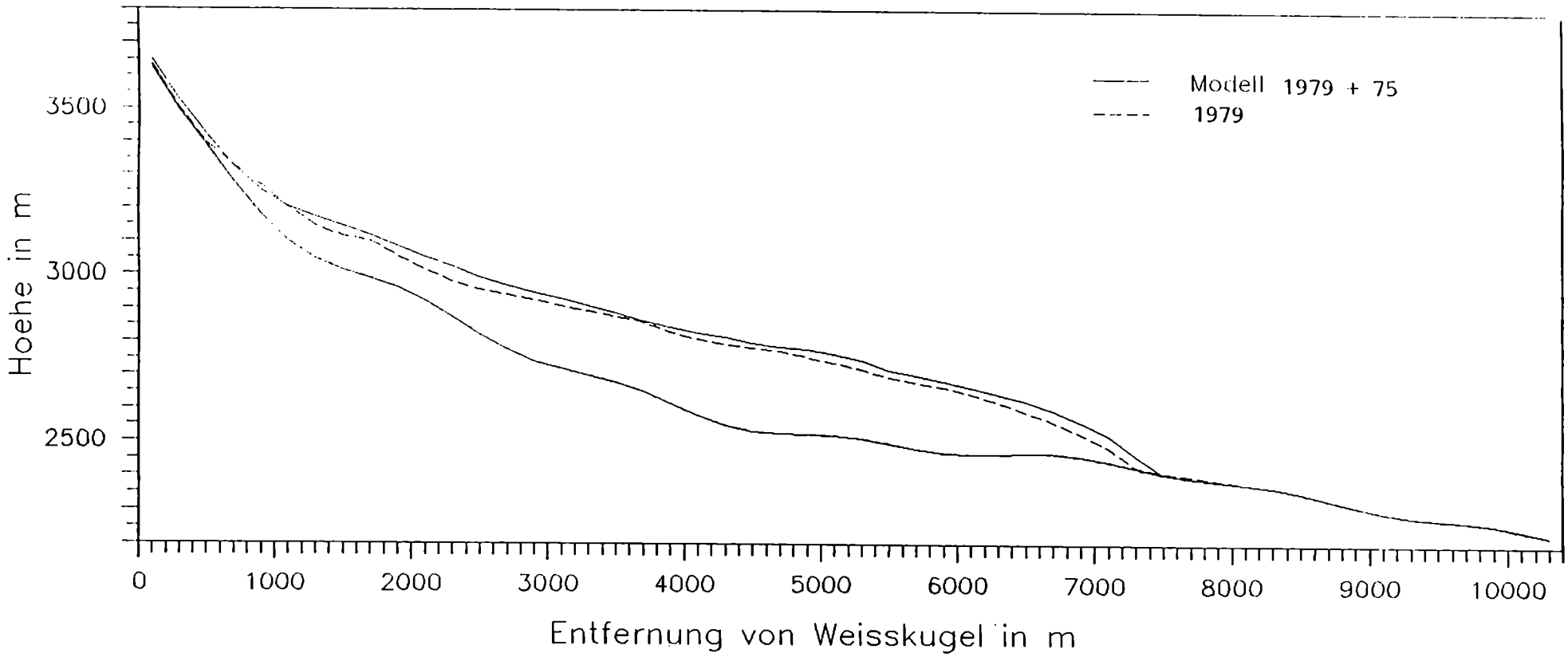


Abb.8.4: Endprofil für die Simulation 1979+75 Jahre, gerechnet mit b=+300mm

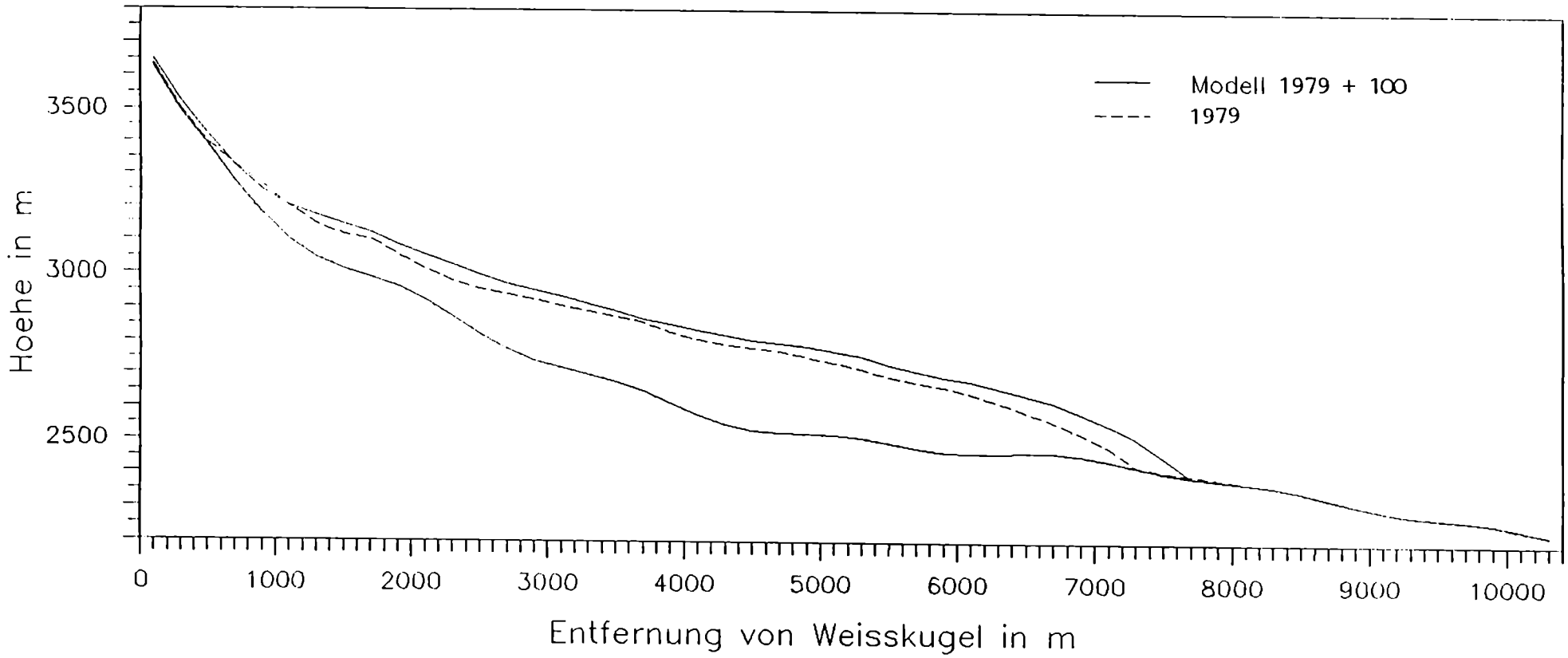


Abb.8.5: Endprofil für die Simulation 1979+100 Jahre, gerechnet mit b=+300mm

Nimmt man eine leicht positive Bilanz von +100mm an, vergrößert sich die Gletscherfläche geringfügig, aber es erfolgt auch nach 200 Jahren noch kein Vorstoß, der im Modell aufzulösen wäre (200m).
Bei Annahme einer positiven Bilanz von +300mm sieht man nach 50 Jahren noch keine Änderung an der Zunge (Abb. 8.3) , erst nach 75 Jahren ist der Gletscher um eine Gitterpunktsdistanz vorgestoßen (Abb. 8.4), nach 100 Jahren ist er um 400m vorgestoßen, wobei auf der gesamten Länge auch eine deutliche Dickenzunahme zu beobachten ist (Abb. 8.5).
Diese Ergebnisse sind nicht überprüfbar, man kann jedoch annehmen, daß das Modell hier ziemlich zuverlässig ist, da einige Schwierigkeiten, die bei der Simulation der Vergangenheit aufgetreten sind, nun entfallen: Der Zufluß vom Kesselwandferner muß nicht abgeschätzt werden, da letzterer im betrachteten Bereich nie mit dem Hintereisferner verbunden ist. Die Bilanz-Höhen-Kurve ist aus Messungen bekannt und muß nicht extrapoliert werden. Außerdem fallen die Probleme mit der Berechnung der spezifischen Bilanz weg, da die Bilanzen für diese Berechnungen ohnehin nur angenommen werden.

9. Ausblick

Obwohl bisher auch mit der hier durchgeführten Modellierung des Hintereisferners keine konkrete neue Klimainformation gewonnen werden konnte, besteht weiterhin kein Zweifel, daß die Gletscher wertvolle Klimazeugen sind und und noch weitere Klimainformationen liefern können.

Es erscheint sehr ermutigend und vielversprechend, daß auch mit so einem einfachen Modell wie dem hier verwendeten die Rekonstruktion eines Gletschers mit Hilfe von Klimadaten erstmals mit zufriedenstellender Genauigkeit bis zum letzten Gletscherhochstand um 1850 gelungen ist.

Leider gibt es nur sehr wenige Gletscher, die so gut untersucht sind wie der Hintereisferner, und die Gletscher, deren Geschichte sehr gut bekannt ist, haben meist eine komplizierte Geometrie (Grindelwaldgletscher (Zumbühl, 1980), Glacier d'Argentiere, Rhonegletscher) und sind daher für ein einfaches Fließmodell ungeeignet. Der Hintereisferner ist trotz seines zeitweise ungewöhnlichen Fließverhaltens ein vergleichsweise "braver" Gletscher mit einfacher Geometrie.

Die kürzlich durchgeführten Radar-Dickenmessungen eröffnen vielleicht neue Möglichkeiten für die Modellierung. Mit einer genaueren Parametrisierung der Geometrie sollte es auch mit einem eindimensionalen Modell möglich sein, erstens die Ungenauigkeit beim Hintereisferner zu verringern und zweitens den Kesselwandferner zwar nicht genau zu modellieren, aber zumindest seinen Zufluß auf den Hintereisferner mit ausreichender Genauigkeit zu berechnen.

Ein weiterer Verbesserungsansatz für das Modell wäre eine realistischere Behandlung der Gleitgeschwindigkeit.

Derzeit werden von Fliri (Fliri, pers. Mitt.) historische Dokumente bzgl. des Klimas in Tirol ausgewertet. Selbst wenn daraus nicht so eine ausführliche Datenbank wie Pfisters Arbeit für die Schweiz entsteht, bleibt vielleicht die Möglichkeit die Parametrisierung der Massenbilanz aus Klimadaten so zu verbessern, daß eine realistische Simulation der Gletscherschwankungen möglich wird.

10. Zusammenfassung

Daß zwischen dem Verhalten von Gletschern und dem Klima bzw. der Witterung ein enger Zusammenhang besteht, ist eine bekannte Tatsache. Da die Informationen, die wir über unsere Gletscher besitzen, weitaus älter sind als direkte meteorologische Messungen, liegt es nahe, zu versuchen, mit Hilfe der Gletscherbeobachtungen Rückschlüsse auf das frühere Klima zu ziehen.
Moränen und historische Aufzeichnungen liefern jedoch nur Informationen zu Gletscherhochständen, wenig oder nichts über die wärmeren Phasen dazwischen. Um diesen Mangel auszugleichen, ist es notwendig, das Verhalten des Gletschers über den gesamten Untersuchungszeitraum zu simulieren. Eine erfolgreiche Gletschersimulation mit Hilfe von Proxydaten könnte dann Abschätzungen für die tatsächlichen Temperatur- bzw. Niederschlagsverhältnisse in dieser Zeit ermöglichen.
Es wurde dazu ein eindimensionales numerisches Fließmodell an den Hintereisferner angepaßt, mit dem die Schwankungen des Hintereisferners seit dem letzten neuzeitlichen Maximum in der Mitte des letzten Jahrhunderts rekonstruiert werden können. Dabei wurden sowohl die Zungenstände als auch die longitudinalen Eisdicken-Profile betrachtet.
Als Antriebsfunktion dient die spezifische Massenbilanz, die seit 1953 mit der direkten glaziologischen Methode bestimmt wird. Für die Zeit vor 1953 kann die Bilanz zunächst als Funktion von Temperatur und Niederschlag mehr oder weniger benachbarter Klimastationen parametrisiert werden. Außerdem stehen für die Periode 1386-1985 aus Baumringen von Bäumen aus der unmittelbaren Umgebung des Hintereisferners berechnete Bilanzwerte ("Dendrobilanzen") zur Verfügung. Mit jeder der beiden Bilanzreihen als Antrieb konnte der Hintereisferner bis 1850 mit einer Genauigkeit, die innerhalb der Modellgenauigkeit liegt (200m Gitterpunktsdistanz), rekonstruiert werden.
Damit wurden erstmals die Schwankungen eines realen Gletschers vom letzten Gletscherhochstand Mitte des 19. Jhdts bis heute mit Hilfe von gemessenen Klimadaten mit einem numerischen Fließmodell mit zufriedenstellender Genauigkeit simuliert und damit die Voraussetzung für jede weitere Simulation geschaffen.
Für die Zeit vor 1850 ergeben sich z.T. gletscherspezifische (Zufluß der Seitengletscher), z.T. prinzipielle Schwierigkeiten (Parametrisierung der Massenbilanz, vor allem in positiven Haushaltsjahren). Daher war die Simulation der Zeit vor dem letzten Hochstand noch nicht erfolgreich.

Das Modell wurde jedoch weiters dazu verwendet, um zu untersuchen, in welcher "Lebenslage" sich der Gletscher zum jetzigen Zeitpunkt befindet. Rechnet man von nun an mit einer ausgeglichenen Massenbilanz, kommt der Hintereisferner nach 200 Jahren bei einer Länge von etwa 6.7 km in einen Gleichgewichtszustand. Bleibt die Bilanz so wie im Mittel in den letzten 30 Jahren, dauert es 400 Jahre, bis der Gletscher ein Gleichgewicht erreicht, wobei sich die Fläche ungefähr halbiert, die Länge beträgt noch ca. 4.5 km.

Die Erfolgschancen für die Simulation vor 1850 könnten durch eine Verbesserung der Parametrisierung der Gletschergeometrie mit Hilfe neuester Radar-Eisdickenmessungen sowie die Verwendung zusätzlicher Proxydaten, die bisher nicht zur Verfügung standen (historische Klimaaufzeichnungen von Tirol, Bohrkerndaten Colle Gnifetti) erhöht werden.

LITERATUR:

ANICH, P., B. HUEBER, 1774: Atlas Tyrolensis, Faksimiledruck, hrsg. von H.Kinzl, Innsbruck

AUER, I., 1993: Niederschlagsschwankungen in Österreich seit Beginn der instrumentellen Beobachtungen durch die Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik, Heft 7, ZMG, Publ. Nr. 351, S.1-73

AUER, I., R. BÖHM, 1994: Combined Temperature-Precipitation Variations in Austria During the Instrumental Period, Theor. Appl. Climatol., Vol.49, No.3, p.161-174

BARNES, P., D. TABOR, J.C.F. WALKER, 1971: The friction and creep of polycristalline ice, Proc.R.Soc.London, Ser.A., 324, p.127-155

BLÜMCKE, A., H. HESS, 1899: Untersuchungen am Hintereisferner, Wiss. Ergänzunghefte zur Zeitschrift des DuÖAV, 1.Bd., 2.Heft, Verlag des DuÖAV, München

BINDSCHADLER, R., 1978: A time-dependent model of temperate glacier flow and its application to predict changes in the surge-type Variegated Glacier during its quiescent phase, Ph.D.thesis, University of Washington, 245pp.

BINDSCHADLER, R., 1982: A numerical model of glacier flow applied to the quiescent phase of a surge-type glacier, J.Glac., Vol.28, No.99, p.239-265

BÖHM, R., 1992: Lufttemperaturschwankungen in Österreich seit 1775, Österr. Beiträge zu Meteorologie und Geophysik, Heft 5, S.1-95

BUDD, W.F., T.H. JACKA, 1989: A review of ice rheology for ice sheet modelling, Cold Reg.Sci.Technol., 16, p.107-144

BUDD, W.F., D. JENSSEN, 1975: Numerical modelling of glacier systems, IAHS-AISH Publ. No. 104, p.257-291

CHEN, J., M. FUNK,1990: Mass Balance of Rhonegletscher During 1882/83-1986/87, J.Glac., Vol.36, No 123, p.199-209

DAHL-JENSEN, D., N.S. GUNDESTRUP, 1987: Constitutive properties of ice at Dye3 Greenland, IAHS No 170, p.31-43

FRIGNET, E., 1846: Essai sur le phénomène erratique en Tyrol suivi d'une relation historique de l`écoulement du lac de Rofen-Eis dans L`Oetzthal, Strasbourg, Paris

FURRER., G., B. GAMPER-SCHOLLENBERGER, J. SUTER, 1978: Zur Geschichte unserer Gletscher in der Nacheiszeit - Methoden und Ergebnisse, in: "Gletscher und Klima", Birkhäuser Verlag, Basel, Boston, Stuttgart

GÖTSCH, G., 1862: Die Gletscher, in: Tiroler Stimmen 142/146/148/154/158

GREUELL, W., 1989: Glaciers and Climate: Energy balance studies and numerical modelling of the historical front variations of the Hintereisferner (Austria), Dissertation Univ. Utrecht, 181S.

GREUELL, W., 1992: Hintereisferner, Austria: Mass balance reconstruction and numerical modelling of the historical length variations, J.Glac. Vol.38, No.129, p.233-244

GROVE, J.M., 1988: The Little Ice Age, Methuen, London, New York, 498pp

HALTINER, G.J., R.T. WILLIAMS, 1980: Numerical Prediction and Dynamic Meteorology, 2nd Ed., John Wiley&Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, pp.477

HAMMER, N. 1993: Wurtenkees, Rekonstruktion einer 100jährigen Reihe der Gletschermassenbilanz, ZGG Bd.29, Heft 1, S.15-37

HESS, H., 1917: Die Gletscher des Rofentales, ZGG Bd.X, Heft 3, S.144-166

HESS, H., 1918: Der Stausee des Vernagtferners im Jahre 1848, ZGG Bd.XI, Heft 1-2, S.28-33

HESS, H., 1924: Der Hintereisferner 1893 bis 1922, Ein Beitrag zur Lösung des Problems der Gletscherbewegung, ZGG Bd.XIII, Heft 4/5

HEUBERGER, H., 1977: Gletscher- und klimageschichtliche Untersuchungen im Zemmgrund, Alpenvereinsjahrbuch 1977, S.39-50

HOFINGER, S., 1994: Modellierung der Sommerbilanz des Hintereisferners zwischen 1952 und 1993, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, 134S.

HOINKES, H., 1962: Schwankungen der Alpengletscher - ihre Messung und ihre Ursachen, Umschau 1962, Heft 18, S.558-562

HOINKES, H., 1969: Surges of the Vernagtferner in the Ötztal Alps since 1599, Canadian Journal of Earth Sciences 6, p.853-861

HOINKES, H., 1970: Methoden und Möglichkeiten von Massenhaushaltsstudien auf Gletschern. Ergebnisse der Meßreihe Hintereisferner (Ötztaler Alpen) 1953-1968, ZGG Bd.VI, S.37-90

HOINKES, H., R. STEINACKER, 1975: Zur Parametrisierung der Beziehung Klima-Gletscher, Rivista Italiana di Geofisica, Vol. I, S.97-104

HUYBRECHTS, Ph., P. DE NOOZE, H. DECLEIR, 1989: Numerical modelling of Glacier d'Argentiere and its historical front variations, in: Glacier fluctuations and climatic change, (Oerlemans ed.), Dordrecht/Boston/London 1989

IKEN, A., M. FUNK, 1993: Physik der Gletscher, VAW, ETH Zürich, Vorlesungsskript, 127S.

JEZEK, K.C., R.B. ALLEY, R.H. THOMAS, 1985: Rheology of glacier ice, Science, 227, p.1335-1337

KAMB, B., K. ECHELMEYER, 1986: Stress-Gradient Coupling in Glacier Flow: 1. Longitudinal Averaging of the Influence of Ice Thickness and Surface Slope, J.Glac., Vol.32, No.111, p.267-284

KINZL, H., 1929: Beiträge zur Geschichte der Gletscherschwankungen in den Ostalpen, ZGG, Bd.17, Heft 1, S.66-121

KRAUL, C., 1992: Die Anwendung der TS-Methode auf den Vernagtferner für die Zeit 1934/35 bis 1990/91, Diplomarbeit, Universität München, 53 S.

KRUSS, P.D., 1983: Climate Change in East Africa: A numerical simulation from the 100 years of terminus record at Lewis Glacier, Mt.Kenya, ZGG, Bd.19, Heft 1, S.43-60

KRUSS, P.D., I.N. SMITH, 1982: Numerical modelling of the Vernagtferner and its fluctuations, ZGG Bd.18, Heft 1, S.93-106

KUHN, M., 1981: Climate and Glaciers, in: Sea Level, Ice, and Climatic Change (Proceedings of the Canberra Symposium, Dec.1979), IAHS Publ. No.131, p.3-20

KUHN, M., 1984: Mass budget imbalances as criterion for a climatic classification of glaciers, Geogr. Ann., 66A (1-2), p.229-238

KUHN, M., 1986: Meteorological Conditions of Mass Balance Extremes, Proceedings of the International Symposium "Glacier Mass-Balance, Fluctuations and Runoff", Alma Ata, 30.9.-5-10.85, Data of Glaciological Studies, Publ. No.57, p.149-154

KUHN, M., G. MARKL, G. KASER, U. NICKUS, F. OBLEITNER, H. SCHNEIDER, 1985: Fluctuations of climate and mass balance: different response of two adjacent glaciers, ZGG, Bd.21, S.409-416

LADURIE, E., 1971: Times of Feast, Times of Famine. A History of Climate since the Year 1000, New York

LAUFFER, I., 1966: Das Klima von Vent, Diss. Universität Innsbruck, 111 S.

LAUMANN, T., 1987: En dynamisk modell for isbreers bevegelse, V-Publikasjon Nr.8, NVE, Vassdragsdirektoratet Hydrologisk Avdeling

LLIBOUTRY, L., 1974: Multivariate statistical analysis of glacier annual balances, J.Glac., Vol.13, No.60, p.371-392

MATTHES, F.E., 1939: Report of Committee on Glaciers, April 1939, Transactions of the AGU 20

MEIER, M.F., 1962: Proposed definitions for glacier mass budget terms, J.Glac., Vol. 4, No.33, p.252-263

MESSERLI. B., P. MESSERLI, C. PFISTER, H. ZUMBÜHL, 1978: Fluctuations of climate and glaciers in the Berner Oberland, Switzerland, and their geoecological significance, 1600 to 1975, Arctic and Alpine Research, Vol.10, No2, p.247-260

MORAWETZ, S., 1940: Zur Frage der letzten Gletscherschwankungen in den Ostalpen, ZGG, Bd.27, Heft1, S.36-49

MORGAN, V.I., 1991: High temperature ice creep tests, Cold Reg.Sci. Technol., 19, p.295-300

NICOLUSSI, K., 1990: Die Beziehung zwischen dem Jahrringwachstum von Zirben an der Waldgrenze und dem Massenhaushalt des Hintereisferners, Dissertation, Universität Innsbruck, 124 S.

NICOLUSSI, K., 1995: Jahrringe und Massenbilanz, ZGG, Bd.30, (1994), S.11-52

NYE, J.F., 1953: The flow law of ice from measurements in glacier tunnels, laboratory experiments and the Jungfraufirn borehole experiment. Proc.R.Soc.London, Ser.A, 219, p.477-489

NYE, J.F., 1957: The distribution of stress and velocity in glaciers and ice sheets, Proc.R.Soc. London, Ser.A, 239, p.113-133

NYE, J.F., 1965: The flow of a glacier in a channel of rectangular, elliptic or parabolic cross-section , J.Glaciol., 5, p.661-690

OERLEMANS, J., 1986: An attempt to simulate historic front variations of Nigardsbreen, Norway, Theor.Appl.Climat. 37, p.126-135

OERLEMANS, J., 1988: Simulation of historic glacier variations with a simple climate-glacier model, J.Glac. Vol.34, No.118, p.333-341

OERLEMANS, J., 1992: Climate sensitivity of glaciers in Southern Norway: Application of an energy-balance model to Nigardsbreen, Hellstugubreen, and Alfotbreen, J.Glac. Vol.38 No.129, p.223-232

PATERSON, W.S.B., 1977: Secondary and tertiary creep of glacier ice as measured by borehole closure rates, Rev.Geophys.Space Phys., 15, p.47-55

PATERSON, W.S.B., 1994: The Physics of Glaciers, 3rd ed., Pergamon/Elsevier Science Ltd, pp.480

PATZELT, G., 1972: Die spätglazialen Stadien und postglazialen Schwankungen von Ostalpengletschern, Ber.Deutsch. Bot. Ges. Bd.85, H.1-4

PATZELT, G., 1973: Die neuzeitlichen Gletscherschwankungen in der Venedigergruppe (Hohe Tauern, Ostalpen), ZGG, Bd.IX, Heft 1-2

PATZELT, G., 1980: Neue Ergebnisse der Spät- und Postglazialforschung in Tirol, Österr. Geogr. Gesellschaft, Zweigverein Innsbruck, Jahresbericht 1976/77

PATZELT, G., 1985: The period of glacier advances in the Alps, 1965 to 1980, ZGG Bd.21, S.403-407

PATZELT, G., 1987: Die Gletscher der Österreichischen Alpen 1985/86, ZGG Bd.23/2, S.173-189

PATZELT, G., 1993: Holozäne Klimaentwicklung im alpinen Bereich, in: Andres, W., H. Oeschger, G. Patzelt, Ch.-D. Schönwiese, und M. Winiger, Klima im Wandel, in: Barsch, D./H. Karrasch (Hrsg.): Geographie und Umwelt, Verh. d. Deutschen Geographentages Bd.48, Basel 1991, Franz Steiner Verlag, Stuttgart

PATZELT, G., 1995: Die klimatischen Verhältnisse im südlichen Mitteleuropa zur Römerzeit, in: Bender, H., H. Wolff, (Hrsg.) Ländliche Besiedlung und Landwirtschaft in den Rhein-Donau-Provinzen des Römischen Reiches, Passauer Universitätsschriften zur Archäologie, Bd.2 , S7-20

PATZELT, G., S. BORTENSCHLAGER, 1969: Wärmezeitliche Klima- und Gletscherschwankungen im Pollenprofil eines hochgelegenen Moores (2270m) der Venedigergruppe, Eiszeitalter und Gegenwart, Bd.20, S.116-122

PATZELT, G., S. BORTENSCHLAGER, 1973: Die postglazialen Gletscher- und Klimaschwankungen in der Venedigergruppe (Hohe Tauern, Ostalpen), Z.Geomorph.N.F., Suppl. Bd.16, S.25-72

PFISTER, C., 1985: Klimageschichte der Schweiz 1525-1860, Band 1, Verlag Paul Haupt, Bern, Stuttgart, 184S.

PICHLER, H., 1984: Dynamik der Atmosphäre, B.I.-Wissenschaftsverlag, Bibliographisches Institut, Mannheim/Wien/Zürich, 456S.

RAYMOND, C.F., 1980: Valley glaciers, in Colbeck, S.C. (ed.) Dynamics of Snow and Ice Masses, Academic Press, New York, pp.79-139

RICHTER, E., 1891: Geschichte der Schwankungen der Alpengletscher, Zeitschrift des DuÖAV, Bd.22

RICHTER, E., 1892: Urkunden über die Ausbrüche des Vernagt- und Gurglergletschers im 17. und 18. Jahrhundert, aus den Innsbrucker Archiven herausgegeben, Forschungen zur deutschen Landes- und Volkskunde 6

ROHRHOFER, F.v., 1953-4: Untersuchungen an Ötztaler Gletschern über den Rückgang 1850-1950 (Niederjoch- Marzel-. Mutmal- und Schalfferner), Geographischer Jahresbericht aus Österreich, 25, S. 57-84

SCHIMPP, O., 1957: Akkumulation, Ablation und Gletscherbewegung und die sich daraus ergebende Haushaltsberechnung am Hintereisferner in den Jahren 1952/53m 1953/54, Dissertation, Universität Innsbruck, 77S.

SCHLAGINTWEIT, H. und A. SCHLAGINTWEIT, 1850: Untersuchungen über die physicalische Geographie der Alpen, Leipzig

SCHRAM, K., 1966a: Untersuchung der vertikalen Komponente der Gletscherbewegung und der Deformation des Eises im Zungengebiet des Hintereisferners, Dissertation, Universität Innsbruck, 52 S.

SCHRAM, K., 1966b: Untersuchung der vertikalen Komponente der Gletscherbewegung und der Deformation des Eises im Zungengebiet des Hintereisferners, Ber. Nat.-Med. Ver., Bd.54, S.75-150, Universitätsverlag Wagner, Innsbruck

SCHWEINGRUBER, F.H.,1988: Tree rings, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht, Boston, Lancaster, Tokyo, 276pp.

SHOJI, H., C.C. LANGWAY,1987: Flow velocity profiles and accumulation rates from mechanical tests on ice core samples, IAHS 170, p.67-77

SMITH, I.N., W.F. BUDD, 1981: The derivation of past climate changes from observed changes of glaciers, IAHS Publ. No.131 (Sea level, ice and climatic change), p.31-52

SONKLAR, K., 1860: Die Oetzthaler Gebirgsgruppe, mit besonderer Rücksicht auf Orographie und Gletscherkunde, Gotha, Justus Perthes

SPAN, N., 1993: Untersuchung der Dynamik des Hintereisferners zwischen 1894 und 1992, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, 111 S.

STEINEMANN, S.,1958a: Experimentelle Untersuchungen zur Plastizität von Eis, Beitr. Geol.Schweiz, Geotechn. Ser. 10, S.1-72

STEINEMANN, S., 1958b: Resultats experimentaux sur la dynamique de la glace et leurs correlations avec le mouvement et la petrographie des glaciers. IASH, No 47, p.184-198

STEINACKER, R., 1979: Rückrechnung des Massenhaushaltes des Hintereisferners mit Hilfe von Klimadaten, ZGG, Bd.15, Heft 1, S.101-104

STOLZ, O., 1928: Anschauung und Kenntnis des Hochgebirges vor dem Erwachen des Alpinismus, Z.d. DuÖAV, 1928, S.14-24

STOTTER, M., 1846: Die Gletscher des Vernagtthales in Tirol und ihre Geschichte, Innsbruck, Wagner, 75S.

STUEFER, M., 1994: Der unterschiedliche Einfluß des Klimas auf die Gletscher der Ötztaler Alpen und der Silvrettagruppe, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, 152S.

STROEVEN, A., R. VAN DE WAL, J. OERLEMANS, 1989: Historic front variations of the Rhone Glacier: Simulation with an ice flow model, in: Glacier fluctuations and climatic change (Oerlemans ed.), Dordrecht/Boston/London 1989

THOMAS, R.H., 1973: The creep of ice shelves: interpretation of observed behaviour, J.Glac., 12, p.55-70

WÄCHTER, H.P., 1982: Radio-Echolotungen auf dem Hintereisferner (Ötztaler Alpen), Arbeitsbericht, VAW, Hydrologie und Glaziologie, unveröffentlicht

WAGENBACH, D., 1994: Results from the Colle Gnifetti Ice Core-Programme, in: Haeberli, W., B. Stauffer: Greenhouse Gases, Isotopes, and Trace Elements in Glaciers as Climatic Evidence of the Holocene, Report of the ESF/EPC Workshop, Zurich, 27/28 Oct. 1992, S.19-22

WALCHER, J., 1773: Nachrichten von den Eisbergen in Tirol, Wien, Kurzböck. 96S.

ZUMBÜHL, H.J.,1980: Die Schwankungen der Grindelwaldgletscher in den historischen Bild- und Schriftquellen des 12.-19. Jahrhunderts, Birkhäuser Verlag, Basel. Boston, Stuttgart, 279S.

ZUMBÜHL, H., P. MESSERLI, 1980: Gletscherschwankungen und Temperaturverlauf, Beispiel einer Korrelationsanalyse von indirekten und direkten Klimazeugen am Beispiel der Grindelwaldgletscher und der 210jährigen Basler Temperaturreihe, in: Oeschger, H., B. Messerli, M. Svilar (Hrsg.). Das Klima, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, S.161-174

ZWIEDNICECK-SÜDENHORST, H.v., 1903: Erzherzog Johanns Reise durch das Ötztal 1846, Zeitschrift des DuÖAV, Bd.34: S.77-94

Anhang

Datenfiles

Direkt bestimmte spezifische Bilanz des HEF in mm Wasseräquivalent

1953	-540
1954	-286
1955	76
1956	-275
1957	-189
1958	-981
1959	-763
1960	-63
1961	-205
1962	-696
1963	-603
1964	-1245
1965	925
1966	344
1967	20
1968	338
1969	-431
1970	-553
1971	-600
1972	-73
1973	-1230
1974	55
1975	65
1976	-314
1977	761
1978	411
1979	-219
1980	-50
1981	-173
1982	-1238
1983	-582
1984	32
1985	-573
1986	-732
1987	-717
1988	-978
1989	-637
1990	-996
1991	-1325

Dendromassenbilanzen 1386-1985 in mm Wasseräquivalent (Nicolussi, 1990)

1386	-49	1461	15	1536	157	1611	94
1387	-194	1462	60	1537	644	1612	-87
1388	-623	1463	-87	1538	631	1613	210
1389	-685	1464	341	1539	88	1614	89
1390	-390	1465	504	1540	-414	1615	-224
1391	-434	1466	621	1541	281	1616	-125
1392	220	1467	454	1542	-17	1617	-58
1393	270	1468	632	1543	114	1618	-203
1394	286	1469	899	1544	-84	1619	392
1395	-165	1470	556	1545	278	1620	-248
1396	345	1471	767	1546	155	1621	-502
1397	36	1472	256	1547	-176	1622	-248
1398	37	1473	-267	1548	114	1623	-124
1399	-1031	1474	1312	1549	116	1624	-283
1400	-546	1475	98	1550	192	1625	-635
1401	-304	1476	-549	1551	-675	1626	-320
1402	-95	1477	381	1552	-217	1627	303
1403	-276	1478	-291	1553	-262	1628	1618
1404	-116	1479	-1219	1554	-101	1629	-437
1405	-116	1480	-490	1555	-229	1630	768
1406	-172	1481	143	1556	-572	1631	186
1407	-120	1482	-20	1557	-49	1632	532
1408	-2	1483	-218	1558	-766	1633	17
1409	345	1484	-564	1559	-543	1634	163
1410	123	1485	-424	1560	-577	1635	-17
1411	-312	1486	-815	1561	-1080	1636	-147
1412	-96	1487	-645	1562	-1121	1637	-64
1413	43	1488	-738	1563	155	1638	-289
1414	-218	1489	-325	1564	-521	1639	108
1415	-70	1490	-26	1565	-523	1640	-985
1416	494	1491	-42	1566	-325	1641	-290
1417	-55	1492	405	1567	-126	1642	-96
1418	596	1493	-65	1568	-283	1643	-1
1419	446	1494	56	1569	-239	1644	297
1420	693	1495	185	1570	-161	1645	-140
1421	382	1496	247	1571	-313	1646	-156
1422	732	1497	29	1572	-433	1647	-257
1423	779	1498	-501	1573	-225	1648	-266
1424	516	1499	-557	1574	-168	1649	-253
1425	536	1500	16	1575	-156	1650	-202
1426	414	1501	220	1576	93	1651	232
1427	376	1502	-653	1577	387	1652	-161
1428	583	1503	-222	1578	232	1653	195
1429	289	1504	-177	1579	696	1654	131
1430	-40	1505	-561	1580	497	1655	-25
1431	418	1506	-630	1581	357	1656	95
1432	-164	1507	-1075	1582	328	1657	249
1433	-559	1508	-78	1583	-262	1658	-130
1434	-544	1509	-413	1584	172	1659	59
1435	-352	1510	-494	1585	-64	1660	-216
1436	-251	1511	-483	1586	-13	1661	-153
1437	-373	1512	-191	1587	646	1662	162
1438	135	1513	752	1588	353	1663	163
1439	169	1514	-276	1589	229	1664	-112
1440	-207	1515	587	1590	188	1665	124
1441	398	1516	163	1591	692	1666	-405
1442	-158	1517	879	1592	204	1667	199
1443	-30	1518	367	1593	401	1668	301
1444	-120	1519	597	1594	712	1669	262
1445	-349	1520	100	1595	870	1670	21
1446	60	1521	8	1596	1009	1671	366
1447	119	1522	-138	1597	908	1672	46
1448	296	1523	201	1598	1111	1673	-519
1449	236	1524	209	1599	989	1674	-24
1450	-116	1525	-192	1600	809	1675	587
1451	439	1526	-525	1601	1044	1676	-322
1452	456	1527	473	1602	-13	1677	815
1453	429	1528	382	1603	-19	1678	369
1454	514	1529	383	1604	-25	1679	-91
1455	310	1530	563	1605	-31	1680	148
1456	601	1531	111	1606	-38	1681	-394
1457	323	1532	572	1607	-44	1682	-7
1458	86	1533	522	1608	-50	1683	-535
1459	340	1534	593	1609	-56	1684	-592
1460	-40	1535	633	1610	177	1685	-469

Dendromassenbilanzen 1386-1985 in mm Wasseräquivalent (Nicolussi, 1990)

1686	-1007	1761	369	1836	557	1911	-1189
1687	-1166	1762	-214	1837	-92	1912	538
1688	156	1763	-1024	1838	31	1913	429
1689	-198	1764	1	1839	-702	1914	-76
1690	-661	1765	466	1840	-345	1915	331
1691	-348	1766	95	1841	-305	1916	332
1692	-74	1767	127	1842	-438	1917	-176
1693	-349	1768	385	1843	699	1918	393
1694	160	1769	356	1844	449	1919	71
1695	259	1770	520	1845	593	1920	114
1696	583	1771	346	1846	211	1921	-1466
1697	252	1772	447	1847	-66	1922	496
1698	451	1773	343	1848	241	1923	-325
1699	721	1774	26	1849	-110	1924	-277
1700	180	1775	305	1850	283	1925	-368
1701	508	1776	-42	1851	366	1926	63
1702	583	1777	-144	1852	298	1927	-1212
1703	346	1778	-182	1853	196	1928	-541
1704	224	1779	776	1854	449	1929	-479
1705	449	1780	-732	1855	82	1930	-296
1706	-191	1781	-755	1856	-1495	1931	-304
1707	225	1782	-42	1857	-437	1932	-529
1708	-405	1783	-261	1858	-263	1933	187
1709	-426	1784	-830	1859	-290	1934	-538
1710	-400	1785	485	1860	90	1935	-206
1711	-596	1786	-617	1861	-691	1936	-160
1712	-524	1787	-471	1862	-367	1937	-113
1713	-300	1788	175	1863	-174	1938	-937
1714	-246	1789	61	1864	-39	1939	14
1715	507	1790	77	1865	-335	1940	136
1716	905	1791	-285	1866	77	1941	67
1717	990	1792	483	1867	3	1942	-121
1718	369	1793	304	1868	31	1943	-845
1719	111	1794	-171	1869	-176	1944	-446
1720	46	1795	-64	1870	105	1945	-837
1721	-191	1796	942	1871	431	1946	-947
1722	-255	1797	-453	1872	-104	1947	-1604
1723	-28	1798	-595	1873	-155	1948	204
1724	167	1799	-422	1874	-165	1949	-1246
1725	-128	1800	-792	1875	-533	1950	-958
1726	-201	1801	-357	1876	11	1951	-857
1727	-516	1802	-909	1877	-76	1952	-1158
1728	-183	1803	-12	1878	99	1953	-1189
1729	-418	1804	163	1879	-678	1954	-201
1730	-373	1805	83	1880	-162	1955	-98
1731	83	1806	135	1881	-722	1956	-630
1732	-285	1807	-1055	1882	100	1957	-366
1733	-213	1808	188	1883	-475	1958	-1238
1734	-203	1809	296	1884	-128	1959	-137
1735	-87	1810	-51	1885	-303	1960	-48
1736	-481	1811	-246	1886	295	1961	-75
1737	-1	1812	154	1887	68	1962	-372
1738	-619	1813	660	1888	388	1963	238
1739	-221	1814	446	1889	-808	1964	-405
1740	-205	1815	874	1890	672	1965	277
1741	-117	1816	1311	1891	118	1966	157
1742	-846	1817	0	1892	163	1967	74
1743	1106	1818	50	1893	119	1968	-105
1744	-31	1819	50	1894	-33	1969	-668
1745	438	1820	76	1895	208	1970	-499
1746	261	1821	1014	1896	529	1971	-560
1747	250	1822	-310	1897	230	1972	-152
1748	89	1823	-647	1898	227	1973	-783
1749	85	1824	223	1899	184	1974	-13
1750	404	1825	-83	1900	272	1975	173
1751	382	1826	-344	1901	86	1976	-517
1752	-46	1827	87	1902	56	1977	374
1753	116	1828	14	1903	-730	1978	305
1754	-326	1829	151	1904	-1346	1979	52
1755	104	1830	14	1905	-17	1980	190
1756	226	1831	222	1906	-86	1981	7
1757	-312	1832	-352	1907	-437	1982	-973
1758	327	1833	125	1908	-102	1983	-615
1759	192	1834	-389	1909	86	1984	4
1760	194	1835	-313	1910	-228	1985	-716

Aus Regression mit gewichteter Sommertemperatur Vent und Winterniederschlag Marienberg berechnete spezifische Bilanz in mm

1858	-210
1859	-916
1860	696
1861	-14
1862	-344
1863	-251
1864	398
1865	-674
1866	426
1867	-187
1868	-895
1869	29
1870	-505
1871	-161
1872	-417
1873	-323
1874	-663
1875	-526
1876	279
1877	-411
1878	22
1879	548
1880	-79
1881	205
1882	246
1883	484
1884	-287
1885	-614
1886	-194
1887	-240
1888	663
1889	-403
1890	291
1891	34
1892	-45
1893	-75
1894	121
1895	-353
1896	265
1897	156
1898	-102
1899	405
1900	-595
1901	254
1902	113
1903	-212
1904	-279
1905	-689
1906	-183
1907	-306
1908	-338
1909	6
1910	539
1911	-862
1912	767
1913	575
1914	367
1915	-230
1916	552
1917	-662
1918	371
1919	544
1920	65
1921	-806
1922	-14
1923	-464
1924	81
1925	-68
1926	665
1927	29
1928	-448
1929	-632
1930	-767
1931	-328
1932	-1131
1933	7
1934	-194
1935	-191
1936	374
1937	-384
1938	-683
1939	-315
1940	263
1941	-176
1942	-811
1943	-717
1944	-822
1945	-848
1946	-880
1947	-1675
1948	-400
1949	-843
1950	-1060
1951	-596
1952	-1115
1953	-656
1954	70
1955	-38
1956	-270
1957	-179
1958	-723
1959	-433
1960	-143
1961	-203
1962	99
1963	-588
1964	-585
1965	147
1966	-178
1967	-104
1968	354
1969	-216
1970	-141
1971	-315
1972	144
1973	-1021
1974	-240
1975	-356
1976	-427
1977	378
1978	240
1979	78
1980	52
1981	-451
1982	-1336
1983	-984
1984	-70
1985	-758
1986	-626
1987	-445
1988	-775
1989	-123

Zufluß vom Kesselwandferner in den Hintereisferner (abgeschätzt)

(alle Flüsse in $10^5 m^3/a$, Erläuterungen siehe Text)

Jahr	kwfluß1	kwfluß2	kwfluß3	kwfluß4
1850	14.2	11.3	14.2	12.5
1851	13.9	11.1	13.9	12.4
1852	13.7	10.9	13.7	12.3
1853	13.4	10.7	13.4	12.3
1854	13.2	10.5	13.2	12.2
1855	12.9	10.4	12.9	12.2
1856	12.7	10.2	12.7	12.1
1857	12.4	10.0	12.4	12.0
1858	12.2	9.8	12.2	12.0
1859	11.9	9.6	11.9	11.9
1860	11.7	9.4	11.7	11.9
1861	11.4	9.2	11.4	11.8
1862	11.2	9.0	11.2	11.7
1863	10.9	8.8	10.9	11.7
1864	10.7	8.6	10.7	11.6
1865	10.4	8.4	10.4	11.6
1866	10.1	8.3	10.1	11.5
1867	9.9	8.1	9.9	11.4
1868	9.6	7.9	9.6	11.4
1869	9.4	7.7	9.4	11.3
1870	9.1	7.5	9.1	11.3
1871	8.8	7.3	8.8	11.2
1872	8.6	7.1	8.6	11.1
1873	8.3	6.9	8.3	11.1
1874	8.1	6.7	8.1	11.0
1875	7.8	6.5	7.8	11.0
1876	7.6	6.4	7.6	10.5
1877	7.3	6.2	7.3	10.0
1878	7.0	6.0	7.0	9.5
1879	6.8	5.8	6.8	9.0
1880	6.5	5.6	6.5	8.5
1881	6.3	5.4	6.3	8.0
1882	6.1	5.2	6.1	7.5
1883	5.8	5.0	5.8	7.0
1884	5.5	4.8	5.5	6.5
1885	5.3	4.7	5.3	6.0
1886	5.0	4.5	5.0	6.0
1887	4.8	4.3	4.8	6.0
1888	4.5	4.1	4.5	6.0
1889	4.2	3.9	4.2	6.0
1890	4.0	3.7	4.0	6.0
1891	3.8	3.5	3.8	6.0
1892	3.6	3.2	3.6	6.0
1893	3.4	3.1	3.4	6.0
1894	3.2	3.0	3.2	6.0
1895	3.0	3.0	3.0	6.0
1896	2.9	3.0	3.0	6.0
1897	2.7	3.0	3.0	6.0
1898	2.5	3.0	3.0	6.0
1899	2.3	3.0	3.0	6.0
1900	2.1	3.0	3.0	6.0
1901	2.0	2.8	2.8	5.6
1902	1.8	2.6	2.6	5.2
1903	1.7	2.4	2.4	4.8
1904	1.5	2.2	2.2	4.4
1905	1.4	2.0	2.0	4.0
1906	1.2	1.8	1.8	3.6
1907	1.0	1.5	1.5	3.0
1908	0.8	1.3	1.3	2.6
1909	0.6	1.1	1.1	2.2
1910	0.5	0.9	0.9	1.8
1911	0.4	0.7	0.7	1.4
1912	0.3	0.5	0.5	1.0
1913	0.2	0.3	0.3	0.6
1914	0.0	0.0	0.0	0.0
1915	0.0	0.2	0.0	0.0
1916	0.0	0.4	0.0	0.0
1917	0.0	0.7	0.0	0.0
1918	0.0	1.0	1.0	2.0
1919	0.0	1.3	2.0	4.0
1920	0.0	1.5	3.0	6.0
1921	0.0	1.5	3.0	6.0
1922	0.0	1.5	3.0	6.0

1923	0.0	1.5	3.0	6.0
1924	0.0	1.5	3.0	6.0
1925	0.0	1.5	3.0	6.0
1926	0.0	1.3	2.6	5.2
1927	0.0	1.1	2.2	4.4
1928	0.0	0.9	1.8	3.6
1929	0.0	0.8	1.5	3.0
1930	0.0	0.6	1.1	2.2
1931	0.0	0.4	0.7	1.4
1932	0.0	0.2	0.4	0.8
1933		0.0	0.0	0.0

s_1 (Formfaktor) und s_2 (Umrechnung Oberflächengeschwindigkeit in mittlere Querschnittsgeschwindigkeit) für Hintereisferner

(x: Abstand von der Weißkugel entlang der Fließlinie in m)

x	s_1	s_2
100	0.90	0.47
300	0.90	0.51
500	0.90	0.54
700	0.90	0.55
900	0.89	0.56
1100	0.89	0.57
1300	0.88	0.55
1500	0.87	0.52
1700	0.86	0.52
1900	0.83	0.54
2100	0.80	0.57
2300	0.77	0.61
2500	0.73	0.64
2700	0.69	0.66
2900	0.66	0.66
3100	0.62	0.67
3300	0.59	0.66
3500	0.56	0.66
3700	0.54	0.66
3900	0.52	0.66
4100	0.51	0.66
4300	0.50	0.66
4500	0.49	0.67
4700	0.49	0.67
4900	0.49	0.67
5100	0.49	0.67
5300	0.49	0.67
5500	0.49	0.67
5700	0.49	0.67
5900	0.49	0.67
6100	0.50	0.67
6300	0.51	0.67
6500	0.52	0.67
6700	0.53	0.66
6900	0.54	0.66
7100	0.55	0.66
7300	0.56	0.66
7500	0.57	0.66
7700	0.58	0.66
7900	0.58	0.66
8100	0.59	0.66
8300	0.59	0.66
8500	0.59	0.66
8700	0.59	0.66
8900	0.59	0.66
9100	0.58	0.66
9300	0.57	0.66
9500	0.56	0.66
9700	0.55	0.66
9900	0.54	0.66
10100	0.53	0.66
10300	0.52	0.66
10500	0.51	0.66
10700	0.50	0.66

s_1 (Formfaktor) und s_2 für Langtaufererjochferner

(x: Abstand von der Weißkugel entlang der Fließline in m)

x	s_1	s_2
100	0.90	0.53
300	0.90	0.50
500	0.90	0.49
700	0.89	0.50
900	0.87	0.53
1100	0.84	0.56
1300	0.79	0.58
1500	0.77	0.57
1700	0.79	0.56
1900	0.78	0.58
2100	0.76	0.61
2300	0.73	0.62

Dank

Als erstes möchte ich mich ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr. M. Kuhn bedanken, der diese Arbeit betreut hat und mir mit der Anstellung am Institut die Möglichkeit gab, nach meiner Antarktis-Zeit wieder in Innsbruck Fuß zu fassen und mich frei von finanziellen Sorgen der Wissenschaft zu widmen. Besonders danke ich ihm für seine nicht endende Geduld mit meiner ebenso wenig endenden Skepsis gegenüber Modellen im allgemeinen und im speziellen.

Weiters danke ich:

Herrn Dr. Wouter Greuell (Universität Utrecht) dafür, daß er mir sein Modell zur Verfügung gestellt hat,
Herrn Dr. R. Böhm (ZAMG Wien) und Prof. Dr. F. Fliri für die Bereitstellung von Klimadaten und für die Beratung bei Verwendung derselben,
Herrn Univ.-Doz. Dr. Ignaz Vergeiner für die Hilfe bei der Numerik,
Herrn Univ.-Ass. Dr. Georg Mayr für die tatkräftige Unterstützung im Kampf mit der CONVEX,
Herrn Fritz Pellet für seine geduldige Hilfe bei allen PC-Problemen,
Herrn Dr. Martin Funk (ETH Zürich) für seine fachkundige Beratung während seines einmonatigen Aufenthalts an unserem Institut,
sowie allen anderen Institutskollegen, die mir irgendwann irgendwie beratend, diskutierend, kritisierend, aufmunternd usw. geholfen haben, besonders danke ich hier Herrn Dr. Friedl Obleitner, Herrn Mag. Norbert Span und Herrn Gerhard Markl.

Last not least danke ich von Herzen meinen Freunden Peter Parson, Paul Rainer und Brigitte Fitsch in Tirol und allen meinen "antarktischen" Freunden im Rest der Welt, sowie meinen Eltern und Geschwistern, die mir, jeder auf seine Weise, in guten und schlechten Zeiten zur Seite gestanden sind, während ich diese Arbeit geschrieben habe.

Diese Arbeit ist ein Beitrag des Instituts für Meteorologie und Geophysik zum Internationalen Geosphären-Biosphären-Projekt (IGBP) und wurde mit Mitteln des Österreichischen Nationalkomitees für das IGBP finanziert.

Curriculum Vitae

Ich wurde am 21.5.62 als Tochter von Magdalena und Josef Schlosser in Ratingen, BRD geboren.
Von 1968 bis 1972 besuchte ich die Grundschule in Ratingen-Lintorf, anschließend das Kopernikus-Gymnasium, wo ich am 4.6.81 die Allgemeine Hochschulreife erlangte.
Vom WS 1981/82 bis SS 1983 studierte ich Meteorologie an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität in Bonn. Zum WS 1983/84 wechselte ich an die Universität Innsbruck.
Von Juni bis September 1986 nahm ich an einer Antarktis-Expedition teil, während der ich im Rahmen meiner Diplomarbeit Untersuchungen der optischen Eigenschaften von Meereis durchführte.
Am 12.3.88 schloß ich das Studium mit dem Magister der Naturwissenschaften ab und begann anschließend mit dem Doktoratsstudium.
Vom 14.9.88 bis 11.12.88 war ich am CRREL (Cold Regions Research and Engineering Laboratory), Hanover, USA tätig.
Im SS 1989 arbeitete ich im Rahmen eines Werkvertrages am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck (Auswertung von Energiebilanzdaten eines Feldexperiments in Grönland).
Vom 1.8.89 bis 31.7.91 war ich beim Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, BRD angestellt. Meine Aufgabe war die Betreuung des Meteorologischen Observatoriums der deutschen Antarktis-Station Georg von Neumayer, wo ich mich von Dezember 1989 bis März 1991 aufhielt. Für diesen Aufenthalt wurde ich von der Universität beurlaubt.
Von September bis November 1991 arbeitete ich wiederum im Rahmen eines Werkvertrags am Institut für Meteorologie und Geophysik in Innsbruck (Auswertung von Vergleichsmessungen für ERS-1 SAR-Daten von Ötztaler Gletschern).
Von Jänner bis März 1992 nahm ich an einer weiteren Antarktis-Expedition des Alfred-Wegener-Instituts zum Filchner-Ronne-Schelfeis teil (Heißwasserbohrung, FRISP).
Seit Mai 1992 arbeitete ich an meiner Dissertation, die ich im Jänner 1996 abschloß.
Seit 4.11.92 bin ich am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck als Vertragsassistentin angestellt.
Seit 27.9.93 bin ich österreichische Staatsbürgerin.