

Universität der Bundeswehr München  
Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen

---

Der Gefriersog bei der Bodenfrostung  
und das Kompressionsverhalten des  
wieder aufgetauten Bodens

Florian Unold

---

Institut für Bodenmechanik und Grundbau



ANGABEN IN DEN PFLICHTEXEMPLAREN DER DISSERTATION

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN  
FAKULTÄT FÜR BAUINGENIEUR- UND VERMESSUNGSWESEN

Thema der Dissertation: Der Gefriersog bei der Bodenfrostdung und das Kompressionsverhalten des wieder aufgetauten Bodens

Verfasser: Florian Unold

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Thomas Apel

1. Berichterstatter: Univ.- Prof. Dr.-Ing. Conrad Boley

2. Berichterstatter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Martin Ziegler

Tag der Prüfung: 22.12.2006

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad: Doktor der Ingenieurwissenschaften  
(Dr.-Ing.)

Wiesbaden, den 27.02.2006



# INHALTSVERZEICHNIS

<b>1. EINLEITUNG</b> .....	1
1.1. ALLGEMEINES .....	1
1.2. PROBLEMSTELLUNG .....	2
1.3. ZIEL DER ARBEIT.....	3
<b>2. GRUNDLAGEN UND BEGRIFFE</b> .....	4
2.1. WÄRMELEHRE .....	4
2.1.1. Wärmeleitfähigkeit .....	4
2.1.2. Wärmekapazität .....	4
2.1.3. Wärmeleitung .....	5
2.2. TONMINERALOGIE .....	6
2.2.1. Molekularer Aufbau der Aluminosilikate.....	6
2.2.2. Schichtladung und Verbindungsarten der Elementarschichten.....	7
2.2.3. Einteilung der Tonminerale .....	8
2.3. WASSER.....	10
2.3.1. Molekularaufbau.....	10
2.3.2. Wasserstoffbrückenbindung .....	11
2.3.3. Phasenübergänge des Wassers .....	12
2.3.4. Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität von Wasser .....	19
2.3.5. Wasser im gesättigten Boden .....	19
2.4. DOPPELSCHICHTTHEORIE .....	23
2.4.1. Diffuse Doppelschicht an der Oberfläche der Aluminosilikate.....	23
2.4.2. Wechselwirkung zwischen zwei Doppelschichten.....	24
2.5. INTERPARTIKULARE ANZIEHUNGS- UND ABSTOßUNGSKRÄFTE.....	30
2.5.1. Van der Waalsche Anziehung.....	30
2.5.2. Osmotische Abstoßung.....	30
2.5.3. Überlagerung von Anziehungs- und Abstoßungskräften .....	32
<b>3. STAND DES WISSENS BEI DER BODENFROSTUNG</b> .....	34
3.1. ALLGEMEINES .....	34
3.2. THERMISCHE EIGENSCHAFTEN DES BODENS .....	35
3.2.1. Allgemeines .....	35
3.2.2. Wärmeleitfähigkeit des Bodens.....	36
3.2.3. Wärmekapazität des Bodens.....	36
3.2.4. Wärmeleitung im Boden.....	37
3.2.5. Konvektion im Boden.....	37
3.3. FROSTEMPFINDLICHE BÖDEN .....	38
3.4. GEFRIERMECHANISMUS BINDIGER, WASSERGESÄTTIGTER BÖDEN UNTER .....	
EINDIMENSIONALEN BEDINGUNGEN .....	40

3.4.1.	Einflussfaktoren auf die Bodenfrostung .....	44
3.4.2.	Wärme- und Massetransport bei der Bodenfrostung .....	47
3.4.3.	Gefriersog.....	50
3.4.4.	Eislinsenbildung.....	55
3.4.5.	Gefrierdruck .....	57
3.4.6.	Tausetzung und Kompressionseigenschaften bei Weiterbelastung nach dem Auftauen.....	58
3.4.7.	Veränderung der Wasserdurchlässigkeit infolge Frosteinwirkung.....	63
3.4.8.	Veränderung der Scherfestigkeit infolge Frosteinwirkung.....	64
<b>4.</b>	<b>DER GEFRIERSOG BEI DER BODENFROSTUNG.....</b>	<b>66</b>
4.1.	EINLEITUNG .....	66
4.2.	PROBENMATERIAL .....	66
4.3.	VERSUCHE ZUR BESTIMMUNG DES GEFRIERSOGES .....	71
4.3.1.	Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung .....	71
4.3.2.	Versuchsergebnisse.....	74
4.4.	DIE MECHANISMEN DES GEFRIERSOGES .....	80
4.4.1.	Saugspannung im Boden infolge osmotischer Wirkung.....	80
4.4.2.	Temperaturabhängigkeit des Gefriersoges.....	82
4.4.3.	Materialabhängigkeit des Gefriersoges.....	85
4.4.4.	Auflastabhängigkeit des Gefriersoges .....	87
4.4.5.	Maximalwert des Gefriersoges .....	89
4.5.	THEORETISCHES MODELL ZUR BESCHREIBUNG DES GEFRIERSOGES.....	91
4.5.1.	System in der Ebene der Phasenumwandlung .....	91
4.5.2.	Die Wirkungsfläche $A_{os}(\sigma_z)$ des osmotischen Drucks.....	93
4.5.3.	Der osmotische Druck $\pi_{z,m}$ .....	94
4.5.4.	Ansatz zur Berechnung des osmotischen Drucks $\pi_{z,m}$ zwischen Eis- und Mineral- oberfläche.....	96
4.5.5.	Berechnung des osmotischen Drucks in Abhängigkeit der Temperatur.....	97
4.5.6.	Bestimmung der bezogenen Wirkungsfläche des osmotischen Drucks $A_{os}(\sigma_z)/A_0$ .. .....	105
4.6.	ZUSAMMENFASSUNG UND BEWERTUNG DES MODELLS ZUR BESCHREIBUNG DES .....	108
	GEFRIERSOGES.....	
<b>5.</b>	<b>KOMPRESSIONSEIGENSCHAFTEN DES WIEDER AUFGETAUTEN BODENS</b> .....	<b>112</b>
5.1.	EINLEITUNG .....	112
5.2.	PROBENMATERIAL .....	113
5.3.	VERSUCHE ZUR BESTIMMUNG DER KOMPRESSIONSEIGENSCHAFTEN DES WIEDER .....	113
	AUFGETAUTEN BODENS .....	
5.3.1.	Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung .....	113
5.3.2.	Versuchsergebnisse.....	114
5.4.	INHOMOGENE VERÄNDERUNG DES GEFÜGES INFOLGE FROSTEINWIRKUNG.....	120

5.5.	THEORETISCHES MODELL ZUR ABSCHÄTZUNG DER KOMPRESSIONSEIGENSCHAFTEN DES WIEDER AUFGETAUTEN BODENS .....	123
5.5.1.	Modellansatz und Modellparameter .....	123
5.5.2.	Mathematischer Ansatz zur Berechnung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens.....	125
5.5.3.	Berechnung der Netto-Tausetzung sowie des Frost-Kompressionsbeiwertes und .. Vergleich mit den Versuchsergebnissen .....	133
5.6.	ZUSAMMENFASSUNG UND BEWERTUNG DES MODELLS ZUR BESTIMMUNG DER KOMPRESSIONSEIGENSCHAFTEN DES WIEDER AUFGETAUTEN BODENS.....	138
<b>6.</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b> .....	<b>141</b>
6.1.	ZUSAMMENFASSUNG .....	141
6.2.	ERGÄNZENDER FORSCHUNGSBEDARF.....	144
<b>7.</b>	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b> .....	<b>146</b>
<b>8.</b>	<b>ABBILDUNGSVERZEICHNIS</b> .....	<b>162</b>
<b>9.</b>	<b>TABELLENVERZEICHNIS</b> .....	<b>167</b>
<b>10.</b>	<b>ANHANG</b> .....	<b>168</b>

## Formelzeichen und physikalische Konstanten

### Lateinische Formelzeichen

A	Querschnittsfläche
$A_{os}$	Wirkungsfläche des osmotischen Drucks
$A_u$	Wirkungsfläche des Gefriersoges
a	Temperaturleitfähigkeit
C	Wärmekapazität
$C_C$	Kompressionsbeiwert
$C_S$	Schwellbeiwert
$C_T$	Frost-Kompressionsbeiwert
$C_p$	Wärmekapazität bei konstantem Druck
$C_V$	Wärmekapazität bei konstantem Volumen
c	Ionenkonzentration in $[\text{mol}/\text{m}^3]$
$c_m$	spezifische Wärmekapazität
$c_n$	molare Wärmekapazität
$c_V$	volumetrische Wärmekapazität
$c_{V,B}'$	wirksame Wärmekapazität
D	Oberflächenabstand
$D^*$	Grenz-Oberflächenabstand
d	halber Oberflächenabstand
E	potentielle Energie
e	Porenzahl
$e_0$	Porenzahl bei der Bezugsspannung $\sigma_0$
$e_A$	Porenzahl vor Frostung
$e_B$	Porenzahl des wieder aufgetauten Bodens bei Weiterbelastung mit $\sigma_B$
$e_E$	Porenzahl des Bodens bei der Auflast $\sigma_E$
$e_f$	Porenzahl des gefrorenen Bodens
$e_T$	Porenzahl des wieder aufgetauten Bodens
$e_{T\xi}$	Porenzahl des Anteils $\xi$ des Bodens nach dem Auftauen
$e_{TV}$	Porenzahl des wieder aufgetauten Bodens bei Weiterbelastung mit $\sigma_V$
$e_T'$	abgeminderte Porenzahl
$e_x, e_y, e_z$	Einheitsvektoren
$f_{BE}$	Zugfestigkeit des Boden-Eis-Systems
G	Freie Enthalpie
$G_m$	molare Freie Enthalpie
H	Enthalpie
$\Delta H$	Schmelzenthalpie
$H_f$	Dicke der gefrorenen Bodenschicht
$H_p$	Porenanteil im Boden
$H_s$	Feststoffanteil im Boden
$\Delta h$	hydraulische Druckhöhe
i	Menge der Teile, in die ein Stoff dissoziiert
$k_0$	Erdruchdruckbeiwert

$m$	Ionenkonzentration in [mol/kg]
$n$	Ionenkonzentration in [1/m <sup>3</sup> ]
$n^-$	Konzentration der Anionen
$n^+$	Konzentration der Kationen
$n_0$	Ionenkonzentration im freien Wasser in [1/m <sup>3</sup> ]
$P_A$	interpartikulare Anziehungskraft aus van der Waalsscher Anziehung
$P_R$	interpartikulare Abstoßungskraft aus Doppelschichtwirkung
$P_T$	totale Interpartikularkraft
$p$	Druck
$Q$	Wärmeenergie
$R_{OH}$	Länge der Wasserstoffbrückenbindung
$R_{OO}$	Abstand der Sauerstoffatome zweier benachbarter Moleküle
$r_{OH}$	Abstand zwischen Sauerstoff- und Wasserstoffatom eines Wassermoleküls
$S$	Entropie
$S_m$	molare Entropie
$s_T$	Netto-Tausetzung
$t$	Zeit
$T$	Temperatur
$T^*$	Temperatur beim Auftreten des Grenz-Oberflächenabstandes
$T_S$	höchste Gefriertemperatur des Bodenwassers
$u$	Porenwasserdruck
$u_v$	normiertes Potential in Schichtmitte
$V$	Volumen
$V_0$	Ausgangsvolumen
$V_E$	spezifisches Volumen von Eis
$V_m$	Molvolumen
$V_n$	Porenvolumen
$V_s$	Feststoffvolumen
$V_W$	spezifisches Volumen von Wasser
$v$	Ionenwertigkeit
$W$	innere Wärmequelle
$x$	Laufkoordinate
$y_v$	normiertes Potential
$z_v$	normiertes Stern-Potential
$z$	Ortshöhe gegenüber einem Bezugspunkt

## Griechische Formelzeichen

$\alpha$	molekularer Öffnungswinkel
$\alpha_{os}$	Neigung der Wirkungsfläche des osmotischen Drucks
$\chi$	Abminderungsfaktor
$\gamma_W$	Wichte des Wassers
$\kappa$	Kehrwert der Dicke der diffusen Schicht
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_D$	Dybe-Länge
$\lambda_f$	Wärmeleitfähigkeit des gefrorenen Bodens
$\lambda_u$	Wärmeleitfähigkeit des ungefrorenen Bodens
$\pi$	osmotischer Druck
$\pi_{z,m}$	maßgebender, mittlerer osmotischer Druck in Verformungsrichtung
$\pi^*_{z,m}$	maximaler maßgebender, mittlerer osmotischer Druck in Verformungsrichtung
$\theta_E$	Anteil des gefrorenen Wassers im gefrorenen Boden
$\theta_u$	Anteil des ungefrorenen Wassers im gefrorenen Boden
$\rho$	Dichte
$\sigma'$	effektive Spannung
$\sigma^*$	äquivalente Frostlast
$\sigma_1; \sigma_3$	Hauptspannungen
$\sigma_E$	äquivalente Verdichtungslast
$\sigma_e$	elektrische Oberflächenladungsdichte
$\sigma_F$	Auflast bei Frostung
$\sigma_n$	neutrale Spannung
$\sigma_z$	Auflast
$\xi$	Abstandsfunktion
$\xi$	Anteil des Bodens, der durch Frosteinwirkung verdichtet wird
$\Psi$	elektrisches Potential
$\Psi_0$	elektrisches Stern-Potential
$\psi$	Gefriersog
$\psi^*$	maximaler Gefriersog

## Physikalische Konstanten

D	Dielektrizitätskonstante von Wasser ( $D = 80,78$ [1])
e	elektrische Elementarladung ( $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ [C])
$\epsilon_0$	elektrische Feldkonstante ( $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ [F/m])
$K_f$	Gefrierpunktverminderung von Wasser ( $K_f = 1,858$ [K · kg/mol])
k	Boltzmann-Konstante ( $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$ [J/K])
L	latente Umwandlungswärme von Wasser ( $L = 333610,88$ [J/kg])
$N_A$	Avogadrozahl ( $N_A = 6,022\ 1415 \cdot 10^{23}$ [1/mol])
R	Allgemeine Gaskonstante ( $R = 8,314472$ [J/(mol · K)])
$T_0$	Gefriertemperatur von reinem, freien Wasser ( $T_0 = 273,15$ [K])

## **Kurzzusammenfassung**

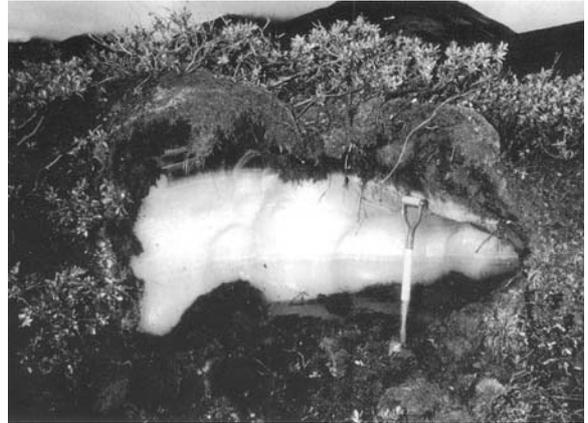
Die physikalischen Mechanismen, die bei der Frostung wassergesättigter, bindiger Böden zur Ausbildung des Gefriersoges führen, werden untersucht. Mit Hilfe von Laborversuchen kann der Einfluss der Bodeneigenschaften sowie der Auflast auf die Höhe des Gefriersoges bestimmt werden. Die Ursache des Gefriersoges wird auf die osmotische Abstoßung zwischen Eis- und Mineraloberfläche zurückgeführt. Diese osmotische Abstoßung kommt durch den Ionenkonzentrationsunterschied zwischen dem freien Wasser und dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche zustande.

Es wird ein Modell zur Prognose des Gefriersoges in Abhängigkeit der Temperatur vorgestellt, welches die Berücksichtigung des Einflusses der materialspezifischen Eigenschaften des gefrierenden Bodens sowie der Auflast auf den Boden während der Frostung erlaubt. Hierbei erfolgt die Bestimmung der maßgebenden Ionenkonzentration zwischen Eis- und Mineraloberfläche mit Hilfe der Doppelschichttheorie unter der Annahme, dass Eis- und Mineraloberfläche die gleiche elektrische Ladungsdichte besitzen. Das Modell liefert realistische Ergebnisse und steht dabei im Einklang mit den physikalischen Mechanismen, die für die Ausbildung des Gefriersoges verantwortlich gemacht werden.

Durch die Bodenfrostdung kommt es zu einer Veränderung der Kompressionseigenschaften des Bodens im wieder aufgetauten Zustand. Mit Hilfe von Frost-Kompressionsversuchen wird die Abhängigkeit der Netto-Tausetzung (Verminderung der Schichtdicke zwischen dem Zustand vor Frostung und dem Zustand nach dem Auftauen bei konstanter Auflast) von der Bodenart sowie der Auflast bei Frostung ermittelt. Außerdem erfolgt die Bestimmung der Druck-Porenzahl-Beziehung bei Weiterbelastung nach dem Auftauen in Abhängigkeit der Bodenart. Die Veränderung der Kompressionseigenschaften wird dabei auf die inhomogene Veränderung des Bodengefüges während der Frostung zurückgeführt.

Es wird ein Berechnungsmodell zur quantitativen Bestimmung der Netto-Tausetzung sowie der Druck-Porenzahl-Beziehung bei Weiterbelastung nach dem Auftauen vorgestellt. Der Ansatz berücksichtigt die Inhomogenität der Veränderung des Bodengefüges infolge der Frosteinwirkung. Hierbei wird der Boden vereinfachend in zwei Bereiche unterteilt. Nach dem Modell wird ein Teil des Bodens mit einer rechnerischen Auflast, die der Summe der komprimierenden Vorgänge während der Bodenfrostdung äquivalent ist, verdichtet. Für den übrigen Teil wird angenommen, dass er von der Frosteinwirkung unbeeinflusst bleibt. Die mit Hilfe des Modells ermittelten Berechnungsergebnisse stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den eigenen Versuchsergebnissen sowie auch mit den Versuchsergebnissen anderer Autoren. Der große Vorteil des Berechnungsansatzes liegt darin, dass eine zuverlässige Prognose der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens allein mit den Ergebnissen von Standardversuchen möglich ist.





## 1. Einleitung

### 1.1. Allgemeines

Schäden an Straßen und Gleisanlagen durch ungleichmäßige Hebungen (Everett 1961; Williams 1999), Zerstörungen der mineralischen Dichtungen von Wasserstraßen und Deponien durch Rissbildung und Aggregation (Ludwig 1993; Voigt 1994; Unold 2004) sowie Beschädigungen von Bauwerken und Leitungen in Permafrostgebieten infolge erhöhter Tausetzungen (Duwayne 1984; Zhan und Rajani 1997) zählen zu den ungewollten Folgen von Frost- und Auftauvorgängen des Bodens. Auf der anderen Seite macht man sich beispielsweise im Tunnel- und Stollenbau die Vorteile, die das Gefrieren des Bodenwassers mit sich bringt, wie die Erhöhung der Festigkeit und die Verminderung der Wasserdurchlässigkeit, zunutze (Jesberger und Jagow-Klaff 2001).

Der Vorgang der Bodenfröschung beschränkt sich dabei insbesondere bei Böden mit hohem Feinkornanteil nicht auf die reine in situ Phasenumwandlung des Bodenwassers. Vielmehr handelt es sich um einen komplizierten Prozess, während dessen sich neben der Temperaturverteilung und dem Aggregatzustand des Wassers auch die Bodeneigenschaften wie Dichte, Wassergehalt, Wasserdurchlässigkeit, Gefüge, Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärmekapazität ändern. Diese Veränderungen sind dabei nicht unabhängig voneinander zu sehen, sondern beeinflussen sich gegenseitig in unterschiedlich starkem Maß und hängen zudem von den gegebenen Randbedingungen, wie dem Temperaturgradienten, der Bodenart und der Wasserverfügbarkeit, ab. Die Auswirkungen der Bodenfröschung auf die Eigenschaften des wieder aufgetauten Bodens sind dabei nur teilweise reversibel, d.h. bleibende Veränderungen von Festigkeits- und Formänderungseigenschaften sowie der Wasserdurchlässigkeit sind in Abhängigkeit der Bodenart möglich.

Egal ob es um die Vermeidung von Schäden durch die Ausführung frostsicherer Konstruktionen oder die wirtschaftliche Dimensionierung von Gefrieranlagen geht, es ist stets eine möglichst genaue Abschätzung des Gefriervorgangs selbst (Dauer und Tiefe der Frosteindringung) sowie der daraus resultierenden Auswirkungen (temporäre und irreversible Veränderungen) erforderlich. Dies setzt das Verständnis der physikalischen Vorgänge während der Fröschung voraus.

Noch existieren keine theoretischen Ansätze, mit deren Hilfe eine wirklichkeitsnahe Abbildung des Gefriermechanismus in seiner Gesamtheit möglich ist (Davis 2000). Bestehende Modelle sind lediglich in der Lage, den Vorgang der eindimensionalen Frosteindringung unter ganz bestimmten vereinfachten Randbedingungen (Versuchsbedingungen) zu berechnen. Empirische Ansätze basieren auf Versuchsergebnissen, die unter spezifischen Randbedingungen und mit bestimmten Materialien durchgeführt wurden und sind daher nicht ohne weiteres übertragbar (Konrad und Morgenstern 1980).

## **1.2. Problemstellung**

Mit der Frostung wassergesättigter Böden mit hohem Feinkornanteil sind in der Regel Strömungsvorgänge des Bodenwassers verbunden, die zu einer inhomogenen Veränderung des Wassergehalts bzw. des Bodengefüges führen. Sichtbare Folge dieser Verlagerung des Wassers im Boden ist das Phänomen der Frosthebung. Die mit dem Phasenübergang des in situ vorhandenen Wassers einhergehende Volumenzunahme des Wassers von ca. 9 % trägt dabei nur zu einem sehr geringen Anteil an der Frosthebung bei. Der bei weitem größte Anteil wird durch das Gefrieren von zusätzlich aus ungefrorenen Bodenbereichen zuströmendem Wasser verursacht (Williams und Smith 1989). Die Ursache dieses Massestroms ist ein Porenwasserunterdruck, der sogenannte Gefriersog, der sich als Folge des Potentialunterschiedes zwischen dem Wasser in der Nähe der Eisoberfläche und dem Wasser in weiter entfernten ungefrorenen Bodenbereichen einstellt. Der Wassergehalt steigt in dem gefrierenden Boden dadurch stark an, wodurch sich lokal, im Bereich der Akkumulation, größere zusammenhängende Eiskristalle, die so genannten Eislinsen, ausbilden können (Martin 1959).

Die Mechanismen, die zur Ausbildung des Gefriersoges führen, sind bisher unbekannt (Kolinin 2003). Bestehende thermodynamische Ansätze erklären die sich ausbildenden Potentialunterschiede, welche Ursache der Wasserbewegung sind, mit den Unterschieden in der freien Enthalpie von ungefrorenem und gefrorenem Wasser (Edlefsen und Anderson 1943). Diese mathematischen Ansätze sind jedoch nicht geeignet, anschauliche Erklärungen für die molekularen Vorgänge, die zur Ausbildung des Gefriersoges führen, zu liefern. Ursachen und Auswirkungen des Gefriersoges sind bei der Frostung von feinkörnigen, wassergesättigten Böden von zentraler Bedeutung. Dabei sind die Angaben zur Höhe des Gefriersoges in der Literatur widersprüchlich. Einerseits ist der Gefriersog nach dem bestehenden Berechnungsansatz von anderen Einflussfaktoren außer der Temperatur bei der Phasenumwandlung unabhängig (Edlefsen und Anderson 1943; Everett 1961; Konrad und Morgenstern 1980; Sheng und Knutsson 1993, u.a.), andererseits konnte mit Hilfe von Laborversuchen unter anderem ein direkter Zusammenhang zwischen dem Gefriersog und der Auflast sowie der Bodenart nachgewiesen werden (Penner 1958, Williams 1966; Konrad 1989; Schababerle 1989).

Die mit dem Transport und der Phasenumwandlung des Wassers verbundene Gefügeänderung während der Frostung hat auch Auswirkungen auf die Eigenschaften des Bodens im wieder aufgetauten Zustand und führt unter anderem zur Verminderung der Festigkeit sowie zur Erhöhung der Wasserdurchlässigkeit (Jessberger 1971; Yong et al. 1982; Unold 2004; u.v.a.).

Auch die Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens werden hierdurch beeinflusst, was sich nach dem Auftauen durch zusätzliche Setzungen, die so genannte Tausetzung, äußert (Chamberlain und Gow 1979; Konrad und Samson 2000). Bestehende Modelle zur quantitativen Beschreibung von Veränderungen, wie z.B. der Tausetzung, basieren in der Mehrheit auf empirischen Ansätzen und liefern daher keine Erklärung für die physikalischen Vorgänge, die die Ursache der Veränderungen sind. In diesem Zusammenhang wird bisher insbesondere der Einfluss der Konzentration der Ionen des Bodenwassers auf die Vorgänge bei der Bodenfrostung vernachlässigt.

### **1.3. Ziel der Arbeit**

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgt zunächst die Beschreibung der Grundlagen und Begriffe, die bei der Bodenfrostung von Bedeutung sind. Es schließt sich eine Zusammenfassung der bisher vorliegenden Erkenntnisse über den Gefriermechanismus feinkörniger wassergesättigter Böden an. Der eigene Untersuchungskomplex beschäftigt sich mit den physikalischen Vorgängen während der Bodenfrostung und ihren Auswirkungen auf die Eigenschaften des Bodens im wieder aufgetauten Zustand. Hierbei wurden zwei Untersuchungsschwerpunkte gewählt.

Zunächst erfolgt die Untersuchung der Ursachen des Gefriersoges bei der Bodenfrostung mit dem Ziel, die Mechanismen, die zur Ausbildung des Gefriersoges führen, anschaulich zu beschreiben. Die gewonnenen Erkenntnisse sollen als Grundlage zur Entwicklung eines physikalischen Modells zur quantitativen Beschreibung des Gefriersoges dienen. Der Einfluss der Bodeneigenschaften, der Ionenkonzentration des Bodenwassers sowie der Auflast wird hierbei mit Hilfe von Laborversuchen ermittelt.

Die Bestimmung der Ursachen und Auswirkungen der frostbedingten Gefügeänderung auf das Kompressionsverhalten des Bodens im wieder aufgetauten Zustand steht im Mittelpunkt des zweiten Untersuchungskomplexes. Hierbei soll zunächst mit Hilfe von Laborversuchen der Einfluss der Bodeneigenschaften, der Auflast sowie der Belastungsgeschichte des Bodens auf die Kompressionseigenschaften bestimmt werden. Ziel ist die Entwicklung eines Berechnungsansatzes, der die zuverlässige Prognose der Porenzahl nach dem Auftauen sowie des Kompressionsverhaltens bei Weiterbelastung erlaubt. Hierbei soll auch die Berücksichtigung der Belastungsgeschichte des Bodens vor Frostung möglich sein.

Die im Rahmen der vorliegenden Untersuchung durchgeführten Überlegungen und Versuche basieren auf der Bedingung, dass der gefrierende Boden vollständig gesättigt ist, da bei den wichtigsten technischen Anwendungen im Hinblick auf die Bodenfrostung gesättigte bzw. annähernd gesättigte Böden im Mittelpunkt stehen.

Die Arbeit beschränkt sich außerdem auf die Untersuchung der eindimensionalen Frosteindringung, da bei ingenieurtechnisch relevanten Fällen in der Regel ebenfalls eindimensionale bzw. rotationssymmetrische Bedingungen bei der Frostung vorliegen.

## 2. Grundlagen und Begriffe

### 2.1. Wärmelehre

#### 2.1.1. Wärmeleitfähigkeit

Liegt in einem System ein Temperaturgradient  $\nabla T$  [K/m] vor, so kommt es zu einer Übertragung von Wärmeenergie  $Q$  [J]. Die Wärmeenergie, die während der Zeit  $\Delta t$  [s] über die Systemgrenzen übertragen wird, wird als Wärmestrom  $\dot{Q}$  [W = J/s] bezeichnet. Bezieht man den Wärmestrom auf die durchströmte Querschnittsfläche  $A$ , erhält man die Wärmestromdichte  $\dot{q}$  [W/m<sup>2</sup>]. Die Wärmestromdichte ist zum Temperaturgradienten proportional:

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A} = -\lambda \nabla T = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} e_x + \frac{\partial T}{\partial y} e_y + \frac{\partial T}{\partial z} e_z \right) \quad \text{Gl. 2.1}$$

Gl. 2.1 ist der Fouriersche Wärmeleitsatz. In Gl. 2.1 sind  $e_x$ ,  $e_y$  und  $e_z$  die Einheitsvektoren der drei Koordinatenrichtungen. Das Minuszeichen in Gl. 2.1 erklärt sich aus dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik, wonach Wärme in Richtung des Temperaturgefälles strömt. Für eindimensionale Verhältnisse vereinfacht sich Gl. 2.1 zu:

$$\dot{q}_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{Gl. 2.2}$$

Die Proportionalitätskonstante  $\lambda$  [W/(m · K)] in Gl. 2.1 und Gl. 2.2 ist eine Materialeigenschaft und wird als Wärmeleitfähigkeit bezeichnet (Baehr und Stephan 1998).

#### 2.1.2. Wärmekapazität

Wird einem System (Material) die Wärmeenergie  $Q$  [J] zugeführt, so erhöht sich dessen Temperatur um den Betrag  $\Delta T$  [K]:

$$Q = C \cdot \Delta T \quad \text{Gl. 2.3}$$

Die Proportionalitätskonstante  $C$  [J/K] in Gl. 2.3 ist eine Materialeigenschaft und wird als Wärmekapazität bezeichnet (Baehr und Stephan 1998). Die Wärmekapazität ist eine extensive Größe, d.h. ihr Wert hängt von der Stoffmenge ab. Für die praktische Anwendung ist die Angabe intensiver Größen sinnvoll. Hierzu wird die Wärmekapazität entweder durch die Masse  $m$  [kg], das Volumen  $V$  [m<sup>3</sup>] oder durch die Stoffmenge  $n$  [mol] der Substanz dividiert und man erhält so die spezifische Wärmekapazität  $c_m$  [J/(kg K)], die volumetrische Wärmekapazität  $c_V$  [J/(m<sup>3</sup> K)] oder die molare Wärmekapazität  $c_n$  [J/(mol K)].

Die Wärmekapazität hängt von den Systemrandbedingungen ab, d.h. ob bei der Zufuhr der Wärmeenergie  $Q$  das Volumen  $V$  oder der Druck  $p$  des Systems konstant bleibt. Die Systemrandbedingungen sind aus diesem Grund stets mit anzugeben. Auf diese Weise erhält man die

Wärmekapazität bei konstantem Volumen  $C_V$  und die Wärmekapazität bei konstantem Druck  $C_p$ .

### 2.1.3. Wärmeleitung

Bei der Wärmeleitung, auch Wärmediffusion oder Konduktion genannt, erfolgt die Wärmeübertragung durch die Molekularbewegung an den Berührungsstellen der Einzelpartikel. Wärmere Moleküle besitzen eine höhere kinetische Energie (Wärmebewegung) als kältere Moleküle. Bei direktem Kontakt kommt es zur Übertragung dieser Wärmebewegung. Daher erfolgt die Wärmeleitung stets nur längs des Temperaturgefälles von der wärmeren zur kälteren Seite (Merker und Eiglmeier 1999).

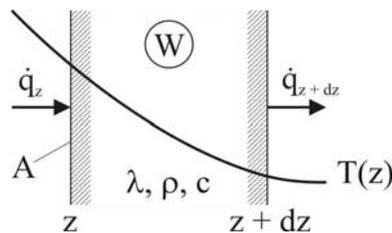


Abb. 2.1: Bilanzierung am Scheibenvolumenelement (Merker und Eiglmeier 1999)

Abb. 2.1 zeigt einen Körper mit großer Ausdehnung senkrecht zur angenommenen  $z$ -Richtung. Dargestellt ist die Wärmebilanz für ein Element der Dicke  $dz$ . Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik liefert die Bilanzgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (A dz \rho c T) = A(\dot{q}_z - \dot{q}_{z+dz}) + A dz W \quad \text{Gl. 2.4}$$

In Gl. 2.4 beschreibt  $t$  die Zeit in [s],  $A$  die wirksame Querschnittsfläche in [m<sup>2</sup>],  $\rho$  die Dichte in [kg/m<sup>3</sup>],  $c$  die spezifische Wärmekapazität in [J/(kg K)],  $\dot{q}$  die Wärmestromdichte in [J/(s m<sup>2</sup>)] und  $W$  die innere Wärmequelle in [J/(s m<sup>2</sup>)].

Durch Taylorreihenentwicklung und unter Vernachlässigung der Terme ab der 2. Ordnung erhält man:

$$\dot{q}_{z+dz} = \dot{q}_z + \frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} dz \quad \text{Gl. 2.5}$$

Mit dem Fourierschen Wärmeleitsatz (Gl. 2.2) folgt hieraus für konstante Stoffwerte:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + W \quad \text{Gl. 2.6}$$

Mit  $a = \lambda/(\rho c_m)$  erhält man schließlich die Fourier-Gleichung für den eindimensionalen Fall:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{W}{\rho c}$$

Gl. 2.7

Da die Übertragung der Energie bei der Wärmeleitung auf den direkten Kontakt der Moleküle beschränkt ist, kommt der wirksamen Querschnittsfläche  $A$  (Kontaktquerschnittsfläche) große Bedeutung zu. Der Parameter  $a$  in Gl. 2.7 wird als Temperaturleitfähigkeit bezeichnet. Da sie sich aus der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und der spezifischen Wärmekapazität  $c_m$  unter Berücksichtigung der Materialdichte  $\rho$  ergibt, besitzt sie ebenfalls den Charakter einer Materialkonstanten (Merker und Eiglmeier 1999). Die Temperaturleitfähigkeit  $a$  wird häufig zur Beschreibung der zeitlichen Veränderung der räumlichen Verteilung der Temperatur durch Wärmeleitung als Folge eines Temperaturgefälles verwendet.

## 2.2. Tonmineralogie

### 2.2.1. Molekularer Aufbau der Alumosilikate

Die mit Abstand am häufigsten in der Erdkruste vorkommenden Elemente sind Sauerstoff (ca. 47%) und Silizium (ca. 27%), so dass der Chemismus der oberflächennahen Fest- und Lockergesteine durch Verbindungen dieser Elemente, die in ihrer Gesamtheit als Silikate bezeichnet werden und zu denen neben dem reinen Siliziumdioxid auch alle Salze der Kieselsäure zählen, geprägt ist (Scheffer und Schachtschabel 2002).

Den Grundbaustein der primären Silikate bildet ein vierwertiges Siliziumatom, welches von vier Sauerstoffatomen in Tetraederanordnung eingeschlossen wird (Abb. 2.2, links). Die  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder sind über gemeinsame Sauerstoffatome mit weiteren  $\text{SiO}_4$ -Tetraedern vernetzt. Die Silikate werden nach der Art der Vernetzung in Gerüstsilikate (räumliche Vernetzung), Schichtsilikate (flächige Vernetzung, Abb. 2.2, rechts), Band- bzw. Kettensilikate (eindimensionale Vernetzung) und Inselsilikate (fehlende Vernetzung) unterschieden. Metallkationen sind dabei an der Vernetzung der  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder beteiligt und tragen zur chemischen Vielfalt der Silikate bei (Scheffer und Schachtschabel 2002).

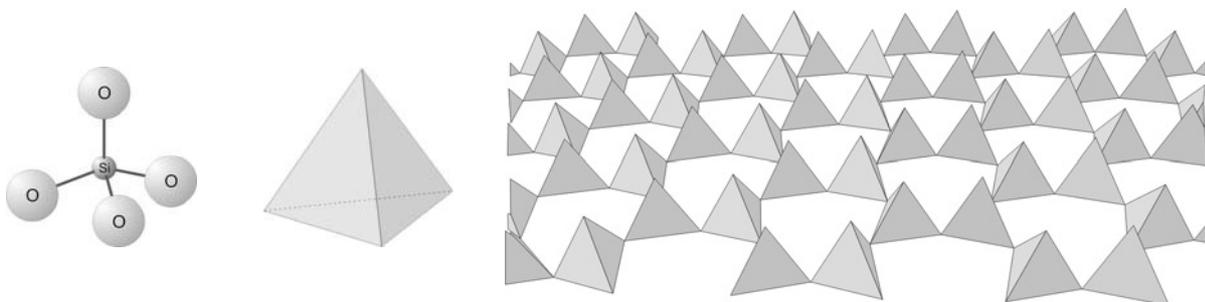


Abb. 2.2: Links: Kugelmodell und schematische Darstellung der  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder-Struktur, rechts: Schichtverband der  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder; (Scheffer und Schachtschabel 2002)

Tonminerale entstehen als Verwitterungsprodukte primärer Schichtsilikate (Matthes 1996). Dabei sind die flächenhaft angeordneten  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder (Abb. 2.3, rechts) über das vierte, nicht mit den Nachbartetraedern verbundene  $\text{O}^{2-}$ -Ion mit ebenfalls flächenhaft vernetzten  $\text{AlO}_6$ -Oktaedern (Abb. 2.3), verknüpft (Marschall 1964). Von den sechs oktaedrisch koordinierten  $\text{O}^{2-}$ -Ionen stellen jeweils zwei die Verbindung der Oktaeder untereinander her, die übrigen binden die Tetraederschicht bzw. bilden zusammen mit  $\text{H}^+$  Hydroxylionen ( $\text{OH}^-$ ) aus. Aufgrund des schichtweisen Aufbaus aus  $\text{SiO}_4$ -Tetraedern und  $\text{AlO}_6$ -Oktaedern werden Tonminerale auch als Alumosilikate bezeichnet (Sposito 1989).

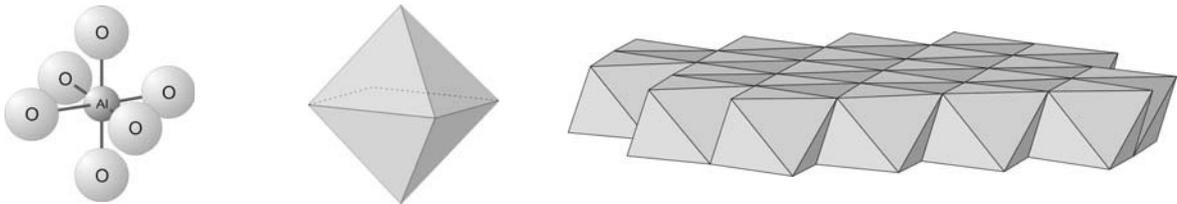


Abb. 2.3: Links: Kugelmodell und schematische Darstellung der  $\text{AlO}_6$ -Oktaeder-Struktur, rechts: Schichtverband der  $\text{AlO}_6$ -Oktaeder; (Scheffer und Schachtschabel 2002)

Nach der charakteristischen Schichtenfolge aus Tetraeder- und Oktaederschichten, die sich über gemeinsame Sauerstoffatome zu den so genannten Elementarschichten verbinden, werden grundsätzlich zwei Typen von Mineralen, die Zweischicht- und Dreischichtminerale, unterschieden (Jasmund 1955). Bei Zweischichtmineralen besteht die Elementarschicht aus einer Oktaederschicht, die über gemeinsame  $\text{O}^{2-}$ -Ionen mit nur einer Tetraederschicht verbunden ist (Abb. 2.4, links). Die Elementarschichten der Dreischichtminerale bestehen aus einer Oktaederschicht, die sich zwischen zwei Tetraederschichten befindet (Abb. 2.4, rechts).

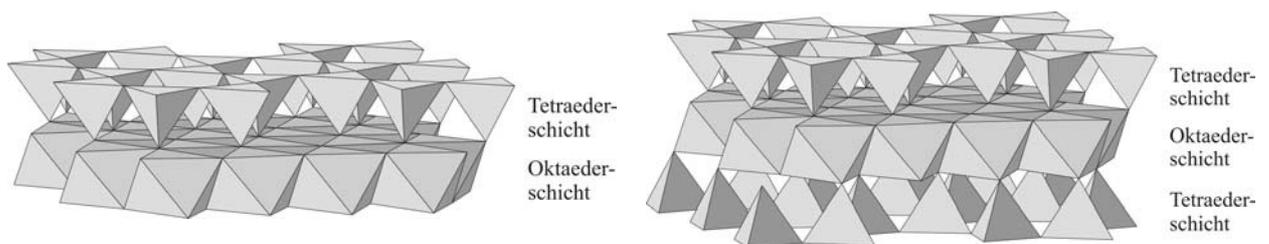


Abb. 2.4: Elementarschichten von Tonmineralen, links: Zweischichtmineral Tetraeder-Oktaederschicht; rechts: Dreischichtmineral Tetraeder-Oktaeder-Tetraederschicht; (Scheffer und Schachtschabel 2002)

### 2.2.2. Schichtladung und Verbindungsarten der Elementarschichten

Bei Dreischichtmineralen können die Zentralkationen der  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder und  $\text{AlO}_6$ -Oktaeder zum Teil durch Kationen geringerer Wertigkeit isomorph (gestalttreu) Ersatz sein. Das  $\text{Si}^{4+}$  der Tetraeder wird dabei in der Regel durch  $\text{Al}^{3+}$  und das  $\text{Al}^{3+}$  der Oktaeder durch  $\text{Mg}^{2+}$  bzw.  $\text{Fe}^{2+}$  ersetzt. Folge des isomorphen Ersatzes ist ein negativer Ladungsüberschuss. Zwei-

schichtminerale besitzen in der Regel keine bzw. nur geringe Schichtladung, da ihre Zentralkationen nicht oder nur in begrenztem Maß durch Kationen geringerer Wertigkeit ausgetauscht werden ( $\text{Al}^{3+}$  durch  $\text{Fe}^{2+}$  in der Oktaederschicht). Die Schichtladung, die aus dem isomorphen Ersatz der Zentralkationen durch Ionen niedrigerer Wertigkeit resultiert, ist in der Kristallstruktur verankert und von äußeren Einflüssen weitgehend unabhängig. Sie wird daher als permanente Ladung bezeichnet (Jasmund und Lagaly 1993).

Tonminerale besitzen außerdem an ihrer Oberfläche funktionelle Gruppen ( $\text{OH}^-$  und  $\text{OH}_2$ -Gruppen), die durch die Zentralkationen der Tetraeder- bzw. Oktaederschicht gebunden werden. Wenn Protonen dieser funktionellen Gruppen dissoziieren, entsteht hierdurch an der Oberfläche ebenfalls ein negativer Ladungsüberschuss. Die Protonen dissoziieren dabei umso leichter, je geringer die  $\text{H}^+$ -Konzentration des umgebenden Milieus ist. Da dieser Ladungsanteil damit vom pH-Wert abhängig ist, spricht man hierbei von variabler Ladung (Lagaly und Fahn 1983).

Die einzelnen Elementarschichten negativ geladener Alumosilikate werden durch zum Ladungsausgleich angelagerte  $\text{K}^+$ -Ionen, positiv geladene Hydroxidschichten oder hydratisierte, austauschbare Kationen (z.B.  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ) zusammengehalten (Jasmund und Lagaly 1993). Bei schwach bzw. ungeladenen Alumosilikaten (im Wesentlichen Zweischichtminerale und das Dreischichtmineral Chlorit) sind die Elementarschichten über Wasserstoffbrücken, Dipol-Dipol-Wechselwirkung und van der Waalssche Kräfte relativ fest verbunden (Scheffer und Schachtschabel 2002). Durch die Verbindung mehrerer Elementarschichten entstehen größere Tonmineralaggregate, die plättchenförmig ausgebildet sind. Die Größe dieser Tonplättchen ist jedoch sehr gering, d.h. die spezifische Oberfläche ist sehr groß (vergleiche Tab. 2.1).

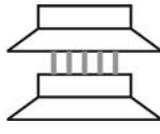
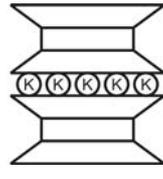
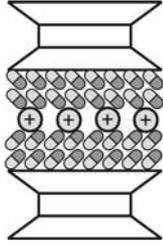
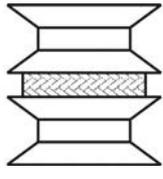
### 2.2.3. Einteilung der Tonminerale

Die Einteilung der Tonminerale erfolgt nach dem Aufbau der Elementarschichten (Zwei- oder Dreischichtmineral) unter Berücksichtigung der Höhe der negativen Schichtladung infolge des isomorphen Ersatzes der Zentralkationen sowie der Art des Zusammenhaltes der Elementarschichten (Lagaly und Fahn 1983). Aufbau und Eigenschaften der Tonminerale, die prägenden Einfluss auf das Frostverhalten der Böden haben, die Gegenstand der vorliegenden Untersuchung waren, sind in Tab. 2.1 zusammengefasst.

Die verschiedenen Tonmineralarten unterscheiden sich zum Teil deutlich hinsichtlich ihres Vermögens, Ionen und Moleküle zu sorbieren, sowie in ihren plastischen Eigenschaften und damit im Quell- und Schrumpfverhalten. Der Grad der Wasseraufnahmefähigkeit hängt dabei von der Höhe der Schichtladung sowie der Art des Verbundes der Elementarschichten ab. So können bei Zweischichtmineralen, bei denen die Elementarschichten relativ fest miteinander verbunden sind, keine Wassermoleküle in den Schichtzwischenraum eindringen. Derartige Minerale besitzen daher kein ausgeprägtes Quell- bzw. Schrumpfverhalten. Gleiches gilt für geladene Alumosilikate, bei denen die Elementarschichten über  $\text{K}^+$ -Ionen (Illit) oder Hydro-

xidschichten (Chlorit) zusammengehalten werden. Auch hier erlaubt der feste Verbund kein Eindringen von Wassermolekülen zwischen die Elementarschichten.

Tab. 2.1: Einteilung verschiedener Tonminerale nach Strukturtyp und Schichtladung (Weiss 1988; Haus 1993; Hiltmann und Stribrny 1998; Scheffer und Schachtschabel 2002; Mitchell 2005)

Tonmineral	Kaolinit	Illit	Smectit	Chlorit
<b>Strukturtyp</b>	Zweischichtmineral	Dreischichtmineral	Dreischichtmineral	Dreischichtmineral
<b>Schematische Darstellung der Struktur*</b>				
<b>Schichtdicke <math>d_E</math> [Å]</b>	7,2	10,0	9,6	variabel
<b>Bindungsart der Elementarschichten</b>	Wasserstoffbrückenbindungen	$K^+$ -Ionen	austauschbare Kationen	Hydroxid-Schicht
<b>Bindungsstärke der Elementarschichten</b>	fest	fest	sehr schwach	sehr fest
<b>Quellfähigkeit</b>	–	–	+	–
<b>Durchschnittlicher Durchmesser der Schichten [Å]</b>	10 – 500	3 – 30	10 – 500	bis 2.000
<b>Durchschnittliche Anzahl der Elementarschichten pro Partikel</b>	25 – 80	5 – 12	5 – 80	variabel
<b>Spezifische Oberfläche [m<sup>2</sup>/g]</b>	10 – 150	50 – 200	600 – 800	< 200
<b>Kationenaustauschkapazität [mval/100g]</b>	3 – 15	80 – 150	10 – 40	10 – 40
<b>Negativer Ladungsüberschuss pro Formeleinheit</b>	0,0	0,2 – 0,6	> 0,6	variabel
<b>Korndichte <math>\rho_s</math> [g/cm<sup>3</sup>]</b>	2,60 – 2,68	2,60 – 3,00	2,35 – 2,70	2,60 – 2,96

\*)  Tetraeder-Schicht;  Oktaeder-Schicht;  Wasserstoffbrückenbindung;  Kalium-Ionen;  austauschbare hydratisierte Kationen;  Wassermoleküle;  Hydroxid-Schicht

Bei Alumosilikaten, bei denen die Elementarschichten durch austauschbare bzw. geringwertige, stark hydratisierte Kationen zusammengehalten werden, ist der Verbund deutlich schwächer, so dass sich stufenweise Wassermoleküle einlagern können, was zu einer Vergrößerung des Schichtabstandes bis hin zum Verlust des Zusammenhaltes führen kann. Die Einlagerung von Wassermolekülen zwischen den Elementarschichten wird dabei als innerkristallines Quellen bezeichnet und hat eine erhebliche Vergrößerung der spezifischen Oberfläche zur Folge. Die Schichtladung führt in Verbindung mit der hohen spezifischen Oberfläche zur hohen Reaktionsfähigkeit dieser Tonminerale, bei denen neben der Wasseraufnahmefähigkeit auch die plastischen Eigenschaften sowie das Quell- und Schrumpfverhalten sehr ausgeprägt sind (Hiltmann und Stribrny 1998).

Bei den in Tab. 2.1 angegebenen Werten ist zu berücksichtigen, dass die chemische Zusammensetzung und damit die Eigenschaften selbst beim gleichen Mineraltyp variieren können (Sposito 1989). Zudem liegen Tonminerale in der Natur nicht in Reinform, sondern gemischt vor und werden in der Regel auch in dieser Form als Baustoff eingesetzt (z.B. als mineralisches Dichtungsmaterial; Ausnahme: Bentonit). Das Verhalten des Baustoffs Ton kann daher in Abhängigkeit des spezifischen Chemismus der Tonminerale sowie deren prozentualer Zusammensetzung deutlichen Schwankungen unterworfen sein.

## 2.3. Wasser

### 2.3.1. Molekularaufbau

Das Wassermolekül besteht aus einem Sauerstoffatom (O), welches über gemeinsame Elektronenpaare mit zwei Wasserstoffatomen (H) verbunden ist (kovalente Bindung oder Elektronenpaar Bindung). Das Sauerstoffatom besitzt damit auf seiner Valenzschale 4 Elektronenpaare, die bestrebt sind, sich so weit wie möglich voneinander entfernt um den Kern des Sauerstoffatoms anzuordnen (Abb. 2.5, links).

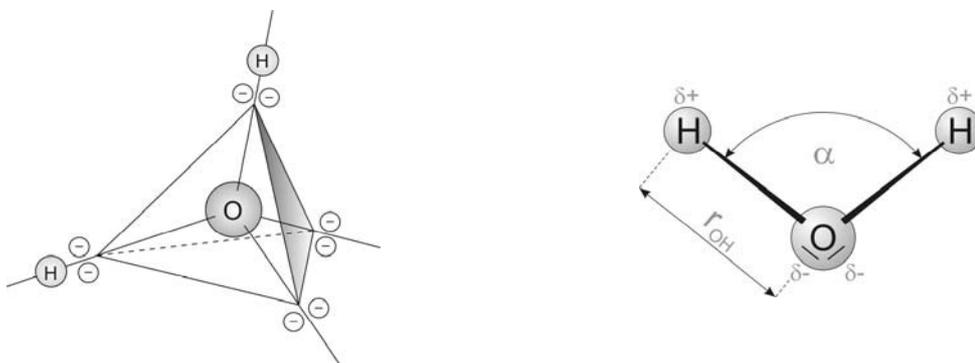


Abb. 2.5: Wassermolekül: links: Tetraederform des Wassermoleküls (Davis 2000); rechts: Strukturformel des Wassermoleküls für den flüssigen Aggregatzustand (Franks 1972)

In einer regelmäßigen Tetraederanordnung würde der Öffnungswinkel  $\alpha$  der Elektronenpaare untereinander  $109,5^\circ$  betragen (Abb. 2.5, rechts). Da das Sauerstoffatom jedoch eine höhere Elektronegativität besitzt als das Wasserstoffatom, sind die gemeinsamen Elektronenpaare von Sauerstoff und Wasserstoff stärker in Richtung des Atomkerns des Sauerstoffs hin orientiert, wodurch die Protonen der Wasserstoffatome nicht mehr vollständig durch den Elektronenmantel abgeschirmt werden (die Bindung zwischen Sauerstoff und Wasserstoff im Wassermolekül ist dadurch zu ca. 40 % ionisch und nur zu ca. 60 % kovalent). Die negative Ladung der gemeinsamen Elektronenpaare wird dabei durch die positive Ladung der Wasserstoffatomkerne teilweise ausgeglichen. Diese Ladungsverschiebung führt dazu, dass sich der Öffnungswinkel  $\alpha$  der gemeinsamen Elektronenpaare vermindert. Im gasförmigen Aggregatzustand beträgt der Öffnungswinkel  $\alpha$  ungefähr  $104,5^\circ$  bei einem innermolekularen Abstand  $r_{OH}$  zwischen Sauerstoff- und Wasserstoffatom von ca.  $0,957 \text{ \AA}$  (Franks 1972;). Im flüssigen Aggregatzustand beträgt der Öffnungswinkel ca.  $\alpha = 105,5 - 106,0^\circ$  bei einem innermolekularen Abstand  $r_{OH}$  zwischen Sauerstoff- und Wasserstoffatom von ca.  $0,962 - 0,991 \text{ \AA}$  (Pauling 1960; Franks 1972; Ichikawa et al. 1991; Silvestrelli und Parrinello 1999; Ludwig 2002). Für den Radius eines Wassermoleküls werden in der Literatur Werte zwischen  $2,6$  bis  $3,2 \text{ \AA}$  angegeben (Franks 1972).

Die Asymmetrie von Struktur und Ladungsverteilung im gasförmigen und flüssigen Aggregatzustand verleiht dem Wassermolekül permanenten Dipolcharakter. Am positiven Pol ( $\delta^+$ ) überwiegt dabei die positive Ladung der Wasserstoffatomkerne, am negativen Pol ( $\delta^-$ ) überwiegt die negative Ladung der beiden freien Elektronenpaare des Sauerstoffs (Abb. 2.5, rechts)

### 2.3.2. Wasserstoffbrückenbindung

Der Dipolcharakter des Wassermoleküls hat zur Folge, dass die Pole des Moleküls mit den Polen anderer Dipol-Moleküle, mit Ionen sowie insbesondere auch mit anderen Wassermolekülen in Wechselwirkung treten. Die chemische Bindung, die auf der Anziehung zwischen dem positiven Atomkern des Wasserstoffs und dem negativen Pol anderer Moleküle beruht, wird Wasserstoffbrückenbindung genannt. Wasserstoffbrückenbindungen sind dabei relativ schwache Bindungen und besitzen nur etwa 4 % der Bindungsstärke einer reinen kovalenten Bindung (Pauling, 1960).

Im gasförmigen Zustand befinden sich die einzelnen Wassermoleküle zu weit voneinander entfernt, um Wasserstoffbrücken zu bilden. Wasser in flüssigem Aggregatzustand liegt dagegen in der Regel nicht molekular vor, sondern als  $(H_2O)_x$ , wobei  $x$ , also die Anzahl der über Wasserstoffbrücken verbundenen Wassermoleküle, mit abnehmender Temperatur zunimmt. Die einzelnen Molekülaggregate werden dabei als Cluster bezeichnet (Hölzel 1992; Abb. 2.6, links).

Wasserstoffbrückenbindungen stellen jedoch nicht nur eine Verbindung zwischen den Wassermolekülen her. Sind Moleküle über Wasserstoffbrückenbindungen verbunden, so haben

diese auch einen ganz bestimmten Bindungsabstand zueinander. Ohne Wasserstoffbrückenbindungen hätte jedes Wassermolekül 12 Nachbarmoleküle und damit eine Dichte von  $1,84 \text{ g/cm}^3$ . Der Bindungsabstand ist dabei unter anderem vom Aggregatzustand der über Wasserstoffbrückenbindungen verbundenen Moleküle abhängig (Mitchell 2005).

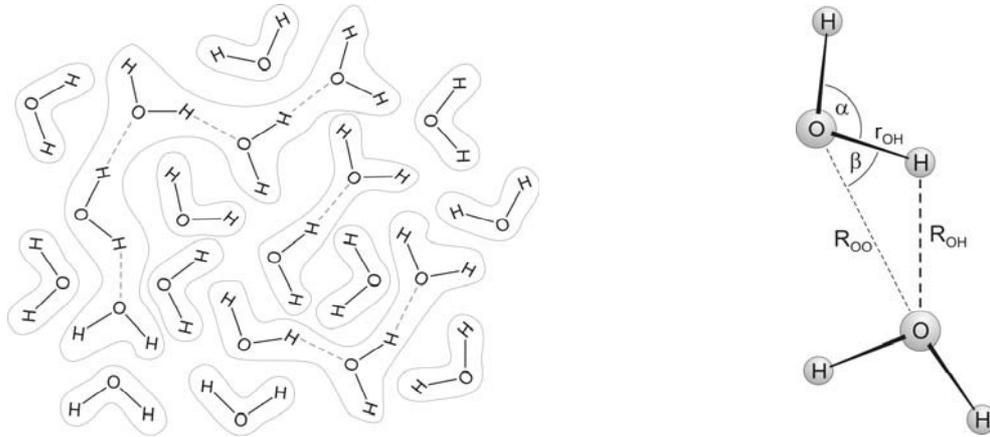


Abb. 2.6: Wasserstoffbrückenbindung; links: Clustermodell des Wassers (Sontheimer et al. 1980); rechts: Wasserstoffbrücke zwischen zwei Molekülen (Modig et al. 2003)

Im flüssigen Aggregatzustand variiert der Abstand  $R_{OO}$  zweier Wassermoleküle, die über eine Wasserstoffbrücke verbunden sind, in der Regel zwischen  $R_{OO} = 2,72 - 2,90 \text{ \AA}$  (Ludwig 2002). Ist der Abstand  $R_{OO} > 3,10 \text{ \AA}$ , gilt die Wasserstoffbrücke als gelöst (Kahn 2000). Die Schwankungsbreite ergibt sich aus dem Einfluss von Temperatur, Druck und Clustertyp (Anzahl und geometrische Anordnung der über Wasserstoffbrücken verbundenen Moleküle). Die Wassermoleküle befinden sich zudem in einem stetigen Zustand der Neu- bzw. Umgruppierung, d.h. Wasserstoffbrücken lösen sich und bilden sich an anderer Stelle neu. Im Mittel kann ein Wert von  $R_{OO} = 2,82 \text{ \AA}$  bei einer Länge der Wasserstoffbrücke von  $R_{OH} = 1,88 \text{ \AA}$  angesetzt werden (Chaplin 2000; Modig et al. 2003).

### 2.3.3. Phasenübergänge des Wassers

#### 2.3.3.1. Molekulare Vorgänge beim Phasenwechsel

Auf atomarer Ebene ist Wärmeenergie nichts anderes als Bewegungsenergie, nämlich die Bewegungsenergie der Atome bzw. Moleküle. Je tiefer die Temperatur ist, desto langsamer bewegen sich die Atome bzw. Moleküle in einem Gas, bzw. desto langsamer schwingen die Atome und Moleküle einer Flüssigkeit oder eines Feststoffs um ihre Ruhelage (Atkins 2001).

Bei den meisten Substanzen bewirkt die Verminderung der Temperatur eine Erhöhung der Dichte. Dies trifft jedoch nicht auf Wasser in allen seinen Phasenzuständen zu, da dessen Neigung zur Bildung von Wasserstoffbrücken entscheidenden Einfluss auf das Phasenverhalten selbst sowie das Phasenübergangsverhalten hat. Für Wasser im flüssigen Aggregatzustand

und unter atmosphärischem Druck bewirkt eine Verminderung der Temperatur zunächst ebenfalls eine Zunahme der Dichte, da mit abnehmender Wärmebewegung die interpartikularen Anziehungskräfte (van der Waalsschen Kräfte, vergl. Abschnitt 2.5.1.) die Wassermoleküle zusammenziehen. Mit abnehmender Temperatur nimmt jedoch auch die Anzahl der Wasserstoffbrückenbindungen, die die Moleküle nicht nur verbinden, sondern auch auf einen bestimmten Mindestabstand halten, zu. Außerdem besitzen Wassermoleküle, die über Wasserstoffbrücken regelmäßig angeordnet sind, eine geringere Anzahl von Nachbarmolekülen und damit eine geringere Packdichte als ungebundene Wassermoleküle. Beide Effekte zusammen bewirken bei einer Temperatur von ca. 4 °C den Ausgleich der zusammenziehenden Wirkung aus den van der Waalsschen Kräften und bei weiter sinkender Temperatur sogar wieder eine Zunahme des spezifischen Volumens. Die Dichte von flüssigem Wasser ist daher bei 4 °C am größten (Christen 1988).

Wenn Wasser bei Unterschreiten der Gefriertemperatur in den festen Aggregatzustand wechselt, weil die Wärmebewegung der Moleküle so stark abnimmt, dass sie sich nicht mehr von den anziehenden Kräften ihrer Nachbarmoleküle lösen können, vermindert sich seine Dichte auf einen Wert von 0,9168 g/cm<sup>3</sup> (Atkins 2001). Diese Volumenzunahme ergibt sich aus der Änderung der Anordnung der Wassermoleküle. Beim Übergang von der flüssigen in die feste Phase geht jedes Wassermolekül mit genau 4 weiteren Molekülen Wasserstoffbrückenbindungen ein. Es kommt also zu einer Verminderung der Packdichte gegenüber der flüssigen Phase. Im natürlich vorkommenden Eis beträgt dabei der Abstand der Sauerstoffatome zweier Moleküle, die über eine Wasserstoffbrücke verbunden sind,  $R_{OO} = 2,76 \text{ \AA}$  (Pauling 1960). Der innermolekulare Abstand zwischen Sauerstoff und Wasserstoff erhöht sich auf  $r_{OH} = 1,01$ . Gleichzeitig vergrößert sich beim Gefrieren der molekulare Öffnungswinkel  $\alpha$  (Abb. 2.5, rechts) auf einen Wert von  $109,5^\circ$  (Pauling 1960; Rao 1972; Gregory et al. 1997).

Beim Gefrieren von Wasser wird eine Wärmeenergie von  $\Delta H = 333,56 \text{ kJ/kg}$  frei (Schmelzenthalpie oder latente Umwandlungswärme). Dieser Wert ergibt sich für die Bildung von nur ca. 16 % aller möglichen Wasserstoffbrückenbindungen, was darauf hinweist, dass flüssiges Wasser in der Nähe der Gefriertemperatur ein intermolekular stark verbundenes Fluid ist, d.h. zwischen der Mehrzahl der Wassermoleküle bestehen bereits Wasserstoffbrückenbindungen (Atkins 2001).

Durch die Erhöhung der Ionenkonzentration sinkt die Gefriertemperatur des Wassers, da gelöste hydratisierte Ionen die Bildung von Wasserstoffbrücken stören (Franks 1972). Die Verminderung der Gefriertemperatur ist zur Konzentration des gelösten Stoffes direkt proportional und kann nach der van't Hoff'schen Gleichung berechnet werden:

$$T_0(m) = T_0 - i \cdot K_f \cdot m \qquad \text{Gl. 2.8}$$

In Gl. 2.8 ist  $T_0$  die Gefriertemperatur von reinem freien Wasser,  $i$  bezeichnet die Menge der Teile, in die ein gelöster Stoff im Lösungsmittel dissoziiert. Bei Ionen ist  $i = 1$ , da Ionen sich in der Regel nicht weiter aufteilen,  $K_f$  ist die Gefrierpunktverminderung in Kelvin von einem Mol der Substanz pro kg des Lösungsmittels (für Wasser ist  $K_f = 1,858 \text{ K kg/mol}$  und berech-



Es können auch positive Oberflächenladungen auftreten. Dabei scheint das Vorzeichen der Ladung von der Wachstumsrate der Eiskristalle abzuhängen (Jayaratne 1993; Baker et al. 1987). Wachsende Eiskristalle haben dabei negative Oberflächenladung und schmelzende Eiskristalle positive Oberflächenladung (Marshall et al. 1978)

Durch das aneinander reiben zweier Eiskristalle konnten negative Oberflächenladungen von 200 bis 400 mV nachgewiesen werden (Takahashi 1969b; Caranti und Illingworth 1980). Es wird vermutet, dass die Ursache der Oberflächenladung nicht die Temperatur, sondern der Oberflächenzustand ist (Caranti et al. 1991).

Alle bisher veröffentlichten Untersuchungen zur Bestimmung der Oberflächenladung von Eiskristallen beziehen sich auf Systeme, bei denen sich wachsende und schmelzende Eiskristalle in Kontakt mit Wasserdampf befinden. Über die Ladung der Oberfläche von Bodeneis liegen bisher keine Erkenntnisse vor.

Zwischen der Eisoberfläche und dem begrenzenden Medium bildet sich bei Temperaturen unter 0 °C eine stabile Schicht aus flüssigem Wasser. Die Dicke  $D_{VW}$  dieser so genannten Vorschmelzschicht ist abhängig von der Temperatur und kann z.B. durch interferenzmikroskopische Messungen bestimmt werden (Dash et al. 1995; Worst und Wettlaufer 1999; Wettlaufer 1999). Ab einer Temperatur von ca.  $0,9 \cdot T_0$  bildet sich die erste Moleküllage der Vorschmelzschicht auf der festen Phase. Dies bedeutet, dass auf einer Eisoberfläche bei einer Temperatur von ca. -30 °C  $D_{VW}$  in etwa die Größe des Durchmessers eines Wassermoleküls mit  $d_{H_2O} = 2,6 \div 3,2 \text{ \AA}$  aufweist. Mit steigender Temperatur nimmt die Dicke der Vorschmelze schnell zu. Für Eis in Kontakt mit Wasserdampf wird bei einer Temperatur von -2 °C von Dash et al. (1995) ein Wert von  $D_{VW} = 12 \text{ \AA}$  angegeben. Bei -1 °C beträgt  $D_{VW}$  bereits etwa 20 Å (Elbaum et al. 1993). Nähert sich die Temperatur 0 °C so erreicht  $D_{VW}$  einen Endwert von ca. 150 ÷ 200 Å (Elbaum und Schick 1991).

Es handelt sich bei Vorschmelzwasser nicht um metastabiles unterkühltes Wasser, sondern um eine stabile Schicht flüssigen Wassers, durch die die Freie Enthalpie der Eis-Grenzfläche verringert wird. Dieses Wasser wird durch intermolekulare Kräfte, elektrostatische Kräfte und/oder van der Waalsche Kräfte an der Eisoberfläche gebunden (Worster und Wettlaufer 1999). Das Phänomen des Vorschmelzens ist experimentell nachgewiesen und beschränkt sich nicht auf Wasser, sondern tritt auch bei anderen kristallinen Substanzen ab einer Temperatur von ca.  $0,9 \cdot T_0$  auf (van Veen et al. 1988; Dash 1989; Dash, 1991; Löwen 1994).

### 2.3.3.3. Phasendiagramm

Die treibende Kraft für spontan ablaufende Prozesse, wie z.B. der Phasenwechsel einer Substanz, ist das Bestreben von Energie und Materie, sich ungeordnet zu verteilen. Die Entropie  $S$  ist ein Maß für die Unordnung von Energie und Materie. Im Zustand vollständiger Ordnung ist die Entropie Null (Greiner et al. 1993). Bei der Betrachtung von Wasser bedeutet eine höhere Anzahl von Wasserstoffbrückenbindungen bei konstanter Stoffmenge – womit gleichzei-

tig eine Abnahme der Wärmebewegungen der Moleküle verbunden ist – einen höheren Grad der Ordnung. Bei der Untersuchung, ob ein Prozess abläuft oder nicht, d.h. wenn es z.B. um die Frage geht, ob eine Substanz die Phase wechselt oder nicht, genügt es jedoch nicht ausschließlich die Entropieänderung des Systems zu betrachten, sondern es muss auch die Beeinflussung der Entropie der Umgebung durch den ablaufenden Prozess berücksichtigt werden. Nur wenn die Änderung der Gesamtentropie, also die Summe aus Entropieänderung von System und Umgebung, zunimmt, wird ein Prozess wie z.B. ein Phasenwechsel, ablaufen (Wedler 1997).

Für den besonderen Fall, dass ein Prozess bei konstanter Temperatur und konstantem Druck abläuft, kann die Frage, ob ein Prozess spontan abläuft, allein mit Hilfe von Systemgrößen beurteilt werden. Zu diesem Zweck wurde die Freie Enthalpie  $G$ , die ausschließlich auf Systemgrößen basiert, eingeführt (Atkins 2001):

$$G := U + p \cdot V - T \cdot S \qquad \text{Gl. 2.9}$$

In Gl. 2.9 bezeichnet  $U$  die Innere Energie des Systems in [J],  $p$  den Druck des Systems in [N/m<sup>2</sup>],  $V$  das Volumen des Systems in [m<sup>3</sup>],  $T$  die absolute Temperatur des Systems in [K] und  $S$  die Entropie des Systems in [J/K].

Die Freie Enthalpie einer Substanz hängt von deren Phase ab. Jede Substanz hat das Bestreben, sich spontan in die Phase umzuwandeln, für die sie bei gegebenem Druck und gegebener Temperatur die niedrigste Freie Enthalpie besitzt (Atkins 2001). D.h., wenn Wasser beispielsweise bei bestimmten Bedingungen von Druck und Temperatur gefriert, tut es dies, weil es im festen Aggregatzustand geringere Freie Enthalpie besitzt. Die Freie Enthalpie bietet damit einen Ansatz zur mathematischen Beschreibung von Phasengleichgewichtszuständen bzw. Phasenübergängen.

Die Innere Energie  $U$  in Gl. 2.9 umfasst die Summe aller kinetischen und potentiellen Energiebeiträge aller Moleküle, Atome und Ionen bis hin zu den Elementarteilchen des Systems und damit die Gesamtenergie des Systems und ist daher in der Regel nicht bekannt (Atkins 2001). Aus diesem Grund ist es normalerweise auch nicht möglich, den absoluten Betrag der Freien Enthalpie anzugeben. Bei der Untersuchung von Phasenübergängen ist jedoch die Kenntnis des absoluten Betrages der Freien Enthalpie nicht erforderlich, es genügt, die Änderung der Freien Enthalpie  $dG$  zu betrachten. Da die Freie Enthalpie von Druck und Temperatur abhängig ist, ergibt sich daher eine Änderung der Freien Enthalpie als Folge infinitesimaler (reversibler) Änderungen von Druck und Temperatur um  $dp$  bzw.  $dT$  zu:

$$dG = dp \cdot V - dT \cdot S \qquad \text{Gl. 2.10}$$

Die Freie Enthalpie  $G$  [J/mol] ist abhängig von der Stoffmenge  $n$  [mol]. Für die praktische Anwendung ist die Verwendung von intensiven, also stoffmengeunabhängigen, Zustandgrößen sinnvoll. Zu diesem Zweck wurde die molare Freie Enthalpie  $G_m$  [J] eingeführt (Atkins 2001)):

$$dG_m = dp \cdot V_m - dT \cdot S_m$$

Gl. 2.11

In Gl. 2.11 steht  $V_m$  für das Molvolumen in [m<sup>3</sup>/mol] und  $S_m$  für die molare Entropie in [J/(K mol)]

Über die Betrachtung der Änderung der molaren Freien Enthalpie ist die Erstellung des Phasendiagramms einer Substanz möglich, aus dem hervorgeht, welche Phase der Substanz für bestimmte Bedingungen von Druck und Temperatur thermodynamisch am stabilsten ist, also die geringste molare Freie Enthalpie besitzt (Abb. 2.8). Die Phasengrenzlinien im Phasendiagramm geben zudem Aufschluss darüber, für welche Wertepaare aus Druck und Temperatur sich zwei Phasen einer Substanz im Gleichgewicht miteinander befinden. Die Phasenübergangstemperatur zweier Phasen entspricht bei gegebenem Druck derjenigen Temperatur, bei der die molaren Freien Enthalpien beider Phasen gleich groß sind (Wedler 1997; Atkins 2001).

Normalsiedepunkt und Normalgefrierpunkt bezeichnen im Phasendiagramm die Wertepaare von Druck und Temperatur, bei denen die Phasenwechsel vom flüssigen zum gasförmigen bzw. vom flüssigen zum festen Aggregatzustand unter atmosphärischem Druck ( $p = 1 \text{ atm}$ ) stattfinden (Greiner et al. 1993). Die Werte von  $T = 100 \text{ °C}$  für den Normalsiedepunkt sowie  $T = 0 \text{ °C}$  für den Normalgefrierpunkt bei atmosphärischem Druck gelten dabei nur für reines ungebundenes Wasser. Adsorptionswasser bzw. ionenhaltiges Wasser kann deutlich abweichende Phasenübergangstemperaturen bei atmosphärischem Druck aufweisen.

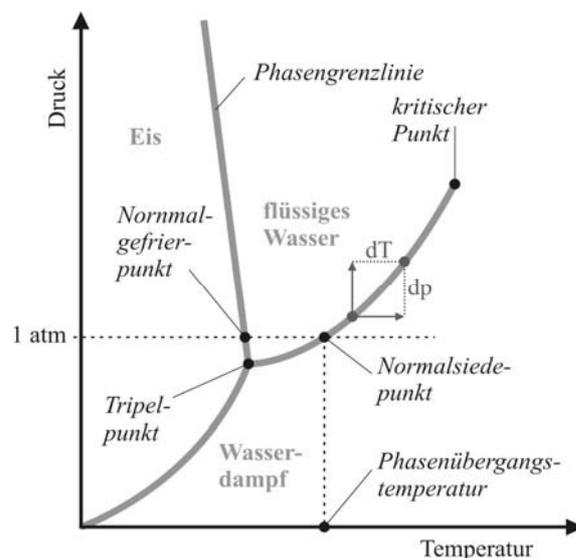


Abb. 2.8: Schematische Darstellung des Phasendiagramms von Wasser (Atkins 1993)

#### 2.3.3.4. Phasengleichgewicht

Befinden sich zwei Phasen einer Substanz unter bestimmten Bedingungen von Druck und Temperatur im Gleichgewicht, d.h. gehen in Abhängigkeit der Zeit  $t$  genau so viele Moleküle

von Phase 1 in Phase 2 über wie umgekehrt, so ist die Änderung der molare Freie Enthalpie der beiden Phasen unter diesen Bedingungen gleich groß (Wedler 1997; Atkins 2001). Für eine infinitesimale Änderung des Drucks um den Betrag  $dp$  ergibt sich unter der Bedingung, dass der Gleichgewichtszustand aufrechterhalten bleiben soll, eine Temperaturänderung um  $dT$  (Abb. 2.8). Nach Gl. 2.11 ergibt sich für die Änderung der molaren Freien Enthalpie der beiden Phasen:

$$dG_m(1) = dp \cdot V_m(1) - dT \cdot S_m(1) \quad \text{Gl. 2.12}$$

$$dG_m(2) = dp \cdot V_m(2) - dT \cdot S_m(2) \quad \text{Gl. 2.13}$$

Sollen beide Phasen vor und nach der Änderung von Druck und Temperatur miteinander im Gleichgewicht stehen, müssen auch die Änderungen der molaren Freien Enthalpien beider Phasen gleich groß sein:

$$dG_m(1) = dG_m(2) \quad \text{Gl. 2.14}$$

$$dp \cdot V_m(1) - dT \cdot S_m(1) = dp \cdot V_m(2) - dT \cdot S_m(2)$$

Nach Umformung und mit:

$$\Delta S_m = S_m(2) - S_m(1) \quad \text{und} \quad \Delta V_m = V_m(2) - V_m(1)$$

folgt daraus die Clausius-Gleichung:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta S_m}{\Delta V_m} \quad \text{Gl. 2.15}$$

In Gl. 2.15 ist  $\Delta S_m$  die Entropieänderung beim Phasenübergang, also die Enthalpie  $\Delta H_m$ , die bei der Phasenübergangstemperatur  $T$  beim Wechsel des Aggregatzustandes frei bzw. verbraucht wird. Es handelt sich hierbei im Fall von gefrierendem Wasser um die Bewegungsenergie, die in Form von Wärme frei wird, wenn sich 16 % der Wassermoleküle über Wasserstoffbrückenbindungen verbinden. Sie wird als Schmelzenthalpie oder latente Umwandlungswärme  $L$  bezeichnet.

$$\Delta S_m = \frac{\Delta H_m}{T} = \frac{L}{T} \quad \text{Gl. 2.16}$$

$\Delta V_m$  ist die Volumenänderung beim Phasenübergang von 1 mol der Substanz. Beim Phasenwechsel des Wassers von flüssig zu fest entspricht dies genau der 9 %igen Volumenzunahme. Durch Einsetzen von Gl. 2.16 in Gl. 2.15 erhält man die so genannte Clausius-Clapeyron-Gleichung, mit deren Hilfe die Steigung der Phasengrenzlinie bestimmt werden kann, wenn

die latente Umwandlungswärme sowie die Veränderung des Molvolumens beim Phasenübergang bekannt sind:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T \Delta V_m} \quad \text{Gl. 2.17}$$

Da das Schmelzvolumen von Eis negativ ist ( $\Delta V_m(l \rightarrow s) < 0$ ), besitzt auch die über die Clausius-Clapeyron-Gleichung gegebene Steigung der Phasengrenzlinie einen negativen Wert (Abb. 2.8). Diese Eigenschaft des Wassers unterscheidet es von den meisten anderen Substanzen und hat zur Folge, dass die Schmelztemperatur von Wasser mit zunehmendem Druck abnimmt, man spricht auch von Gefrierpunktverminderung. Die Abnahme ist jedoch nur gering und beträgt  $\Delta = 0,0073$  K/bar, d.h., erst ab einem Druck von knapp 14 MPa kommt es zu einer Verminderung des Gefrierpunktes um 1 K (Atkins 2001). Aus diesem Grund ist die druckbedingte Verminderung des Gefrierpunktes für die meisten ingenieurtechnisch relevanten Anwendungen von untergeordneter Bedeutung und wird daher in der Regel vernachlässigt.

#### 2.3.4. Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität von Wasser

Bei der Wärmeleitung erfolgt die Übertragung der Energie (Wärmebewegung) durch das direkte Zusammenstoßen von Atomen und Molekülen. Da im festen Aggregatzustand die Moleküle des Wassers durch die Verbindung über die Wasserstoffbrücken einen festeren Zusammenhalt haben als im flüssigen Aggregatzustand, ist auch die Wärmeleitfähigkeit des Wassers im festen Aggregatzustand höher.

Zur Erhöhung der Temperatur müssen zunächst Wasserstoffbrückenbindungen gelöst werden, was zusätzlich Energie erfordert. Die Wärmekapazität von Wasserdampf und Eis ist daher etwa um den Faktor 2 kleiner als bei Wasser im flüssigen Aggregatzustand, da keine Wasserstoffbrückenbindungen gelöst werden.

Die Wärmeleitfähigkeit von flüssigem Wasser bei einer Temperatur von 0 °C beträgt  $\lambda_W = 0,56$  [W/(m K)] bei einer spezifischen Wärmekapazität von  $c_{p,W} = 4,23$  [kJ/(kg·K)]. Die Wärmeleitfähigkeit von Eis beträgt  $\lambda_E = 2,33$  [W/(m K)] bei einer spezifischen Wärmekapazität von  $c_{p,E} = 2,10$  [kJ/(kg·K)] (Häfner 1992).

#### 2.3.5. Wasser im gesättigten Boden

Wasser außerhalb des Einflussbereichs einer Grenzfläche (d.h. der Abstand zur Grenzfläche ist so groß, dass deren Einfluss verschwindet), welches sich hinsichtlich seiner Ionenkonzentration im Gleichgewicht befindet, so dass auf die Wassermoleküle hauptsächlich Gravitationskräfte einwirken (d.h. andere Einflussfaktoren können vernachlässigt werden), wird als freies Porenwasser oder einfach als freies Wasser bezeichnet (Abb. 2.9, Bereich 4).

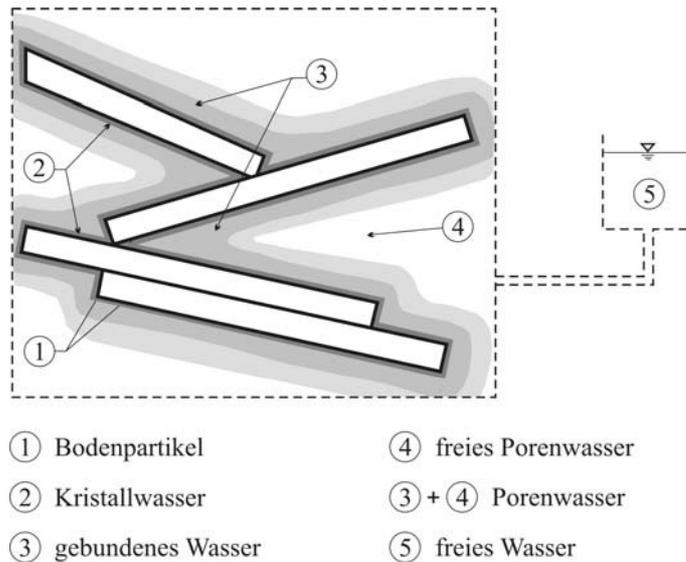


Abb. 2.9: Wasserarten im Boden (Zou 1998)

An der Oberfläche von Tonmineralen und Ionen werden Wassermoleküle gebunden (Kézdi 1969). Bei den bindenden Kräften, die auf kurze Entfernung wirken, handelt es sich um van der Waalssche Kräfte und Wasserstoffbrückenbindungen zwischen den Sauerstoffatomen der festen Oberfläche und den Wassermolekülen (Abb. 2.10, Detail A). Die Ursache der über weitere Entfernungen wirkenden Anziehungskräfte ist das elektrostatische Feld der Gegenionen sowie in geringerem Maß das der geladenen Mineraloberfläche, in dem die Wassermoleküle polarisiert werden. Die polarisierende Wirkung und Bindungskraft auf die Wassermoleküle ist in unmittelbarer Nähe zur Mineraloberfläche sehr groß (Bereich 1, Abb. 2.10), nimmt jedoch mit zunehmender Entfernung entsprechend der Abnahme des elektrischen Potentials rasch ab (Bereich 2, Abb. 2.10), um schließlich bei ausreichendem Abstand im freien Wasser vollständig zu verschwinden (Bereich 3, Abb. 2.10). Die Verbindung der polarisierten Wassermoleküle untereinander erfolgt über Wasserstoffbrückenbindungen (Mitchell 2005).

Die Ausdehnung der sich überlappenden Kraftfelder ist im Vergleich zur Partikelgröße (Molekulardurchmesser) sehr groß, d.h. bei gebundenem Wasser tritt im Gegensatz zum freien Wasser die Wirkung des Schwerfeldes der Erde hinter die anderen Einflussfaktoren zurück. Die auf gebundenes Wasser wirkenden Gravitationskräfte werden daher vernachlässigt (Scheffer und Schachtschabel 2002).

Die Bereiche 1 und 2 des polarisierten, gebundenen Wassers in Abb. 2.10 werden zusammen in der Literatur verschiedentlich auch als Hydrathülle bezeichnet. Die Dicke der stark gebundenen Wasserschicht (Bereich 1, Abb. 2.10) wird mit  $10 \text{ \AA}$  angegeben (Martin 1960; Hoekstra 1965; Scheffer und Schachtschabel 2001), was etwa 2 – 3 Molekularlagen entspricht. Für die Dicke der Hydrathülle (Bereich 1 und 2, Abb. 2.10) sind Werte zwischen  $50 \text{ \AA}$  (Kaolinit) –  $100 \text{ \AA}$  (Smectit) (Grim, 1968) über  $1.000 \text{ \AA}$  (Endell et al. 1938) bis hin zu  $5.000 \text{ \AA}$  (Kézdi, 1969) zu finden.

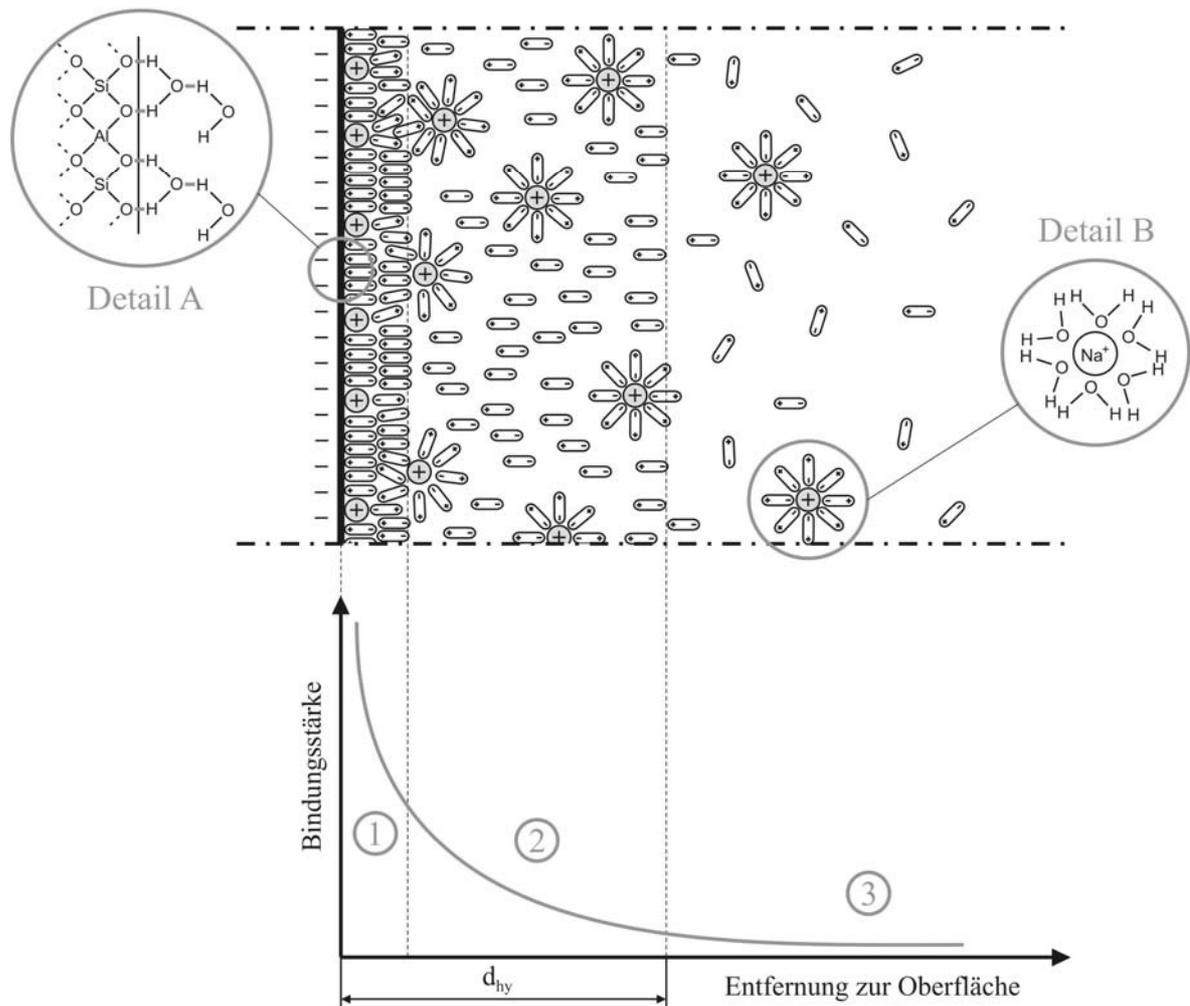


Abb. 2.10: Mineraloberfläche mit diffuser Doppelschicht und gebundenem Wasser (modifiziert nach Kézdi 1969)

Auf die gebundenen Wassermoleküle wirken sehr hohe Bindungskräfte. Auch hier liegen die Angaben bezüglich der wirkenden Spannungen teilweise weit auseinander und reichen von 5 – 10.000 MPa (Langer 1964; Kézdi 1969; Scheffer und Schachtschabel 2002).

Bei der Bewertung der Angaben aus der Literatur hinsichtlich der Dicke der Schicht des gebundenen Wassers und der Bindungsstärke der Wassermoleküle muss beachtet werden, dass es keine scharfe Begrenzung der Bereiche nach Abb. 2.10 gibt, sondern einen fließenden Übergang. Die gemachten Angaben sind daher auch von der jeweiligen Definition abhängig. Zudem hat die Höhe des Potentials der Mineraloberfläche Einfluss auf Dicke und Bindungsstärke der gebundenen Wasserschicht. Tonminerale mit geringer Oberflächenladung besitzen daher dünnere Hydrathüllen, deren Wassermoleküle gleichzeitig schwächer gebunden sind. Höhere Schichtladungen bewirken andererseits insbesondere in Verbindung mit geringwertigen stark hydratisierten Gegenionen dicke Hydrathüllen (Mitchell 2005).

Aufgrund der starken Bindung der im elektrostatischen Feld der Mineraloberfläche polarisierten Wassermoleküle ändert sich deren molekulare Anordnung, d.h. der Grad der strukturellen Ordnung nimmt zu sowie die molekulare Wärmebewegung und damit die Freie Enthalpie des

Wassers ab. Die Anordnung der Wassermoleküle hat damit Einfluss auf die mechanischen, chemischen und thermodynamischen Eigenschaften des gebundenen Wassers, welche sich von denen des freien Wassers unterscheiden. So besitzt gebundenes Wasser eine höhere Dichte und eine höhere Viskosität als freies Wasser (Fripiat et al. 1984; Scheffer und Schachtschabel 2002; Engemann et al. 2004). Die Eigenschaften zeigen die deutlichsten Veränderungen in unmittelbarer Nähe zur Oberfläche, sind aber auch darüber hinaus von Bedeutung und gleichen sich erst mit zunehmendem Abstand, entsprechend der Potentialverteilung, denen des freien Wassers an.

Da das gebundene Wasser eine geringere Freie Enthalpie als freies Wasser besitzt, ist seine Gefrieretemperatur herabgesetzt. Daher bleibt das gebundene Wasser der Mineralpartikel auch bei Temperaturen unterhalb von 0 °C bis zur temperaturabhängigen Gleichgewichtsdicke ungefrorenen. D.h. für eine gegebene Temperatur besitzt das gebundene Wasser im Gleichgewichtszustand den gleichen oder höheren Grad struktureller Ordnung wie die Wassermoleküle im Eis. Die Bindungsstärke der Wassermoleküle an der Partikeloberfläche hat dadurch Einfluss auf den Anteil an ungefrorenem Wasser im gefrierenden Boden und damit auf dessen thermische und hydrodynamische Eigenschaften.

Feinkörnige Böden haben vor allem aufgrund ihrer hohen spezifischen Oberfläche sowie teilweise auch aufgrund ihrer höheren Oberflächenladung einen wesentlich größeren Anteil an gebundenem Wasser als grobkörnige Böden. Daher besitzen feinkörnige Böden einen wesentlich höheren Anteil an ungefrorenem Wasser bei Temperaturen unter 0 °C als grobkörnige Böden (Deschatres et al. 1988; Smith und Tice 1988; Kozlowski 1989; Konrad und Samson 2000).

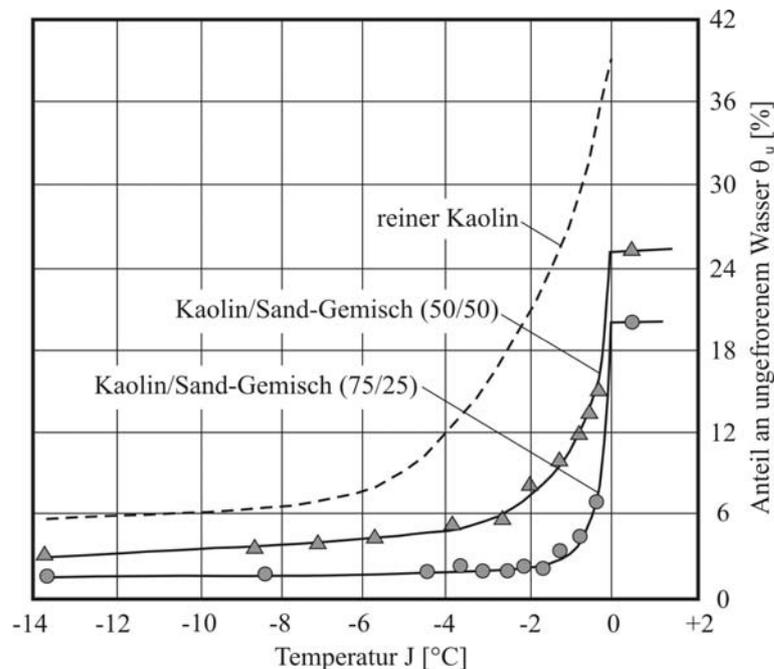


Abb. 2.11: Anteil des ungefrorenen Wassers in Abhängigkeit der Temperatur für unterschiedliche Mischungsverhältnisse aus Kaolin und Sand (Konrad und Samson 2000)

Mit abnehmender Temperatur nimmt die Gleichgewichtsdicke der Hydrathülle und damit der Anteil des ungefrorenen Wassers im Boden  $\theta_u$  ab (Abb. 2.11). Ab einer bestimmten Temperatur ist nahezu keine Abnahme des Anteils an ungefrorenen Wassers im gefrorenen Boden mehr festzustellen. Diese Grenztemperatur ist ebenfalls von der Bindungsstärke und damit von der Bodenart abhängig (Konrad und Samson 2000).

Die Tatsache, dass das Wasser der Hydrathülle der Mineralpartikel im gefrorenen Boden den flüssigen Aggregatzustand beibehält ist ein Indiz, welches gegen die Annahme spricht, dass die molekulare Anordnung des gebundenen Wassers eisähnlich ist (Droste-Hansen 1967).

## 2.4. Doppelschichttheorie

### 2.4.1. Diffuse Doppelschicht an der Oberfläche der Alumosilikate

Der Ausgleich der negativen Ladung der Partikeloberfläche der Alumosilikate erfolgt durch die Anlagerung (Adsorption) von Metallkationen (Gegenionen) an der Mineraloberfläche. Die Mineraloberfläche wird so von einer Sphäre umgeben, in der die Ionenzusammensetzung anders ist als in der umgebenden freien Lösung. Mit zunehmendem Abstand zur Mineraloberfläche nimmt dabei die Stärke des elektrischen Feldes infolge der negativen Schichtladung und damit die Konzentration der Kationen ab, bzw. die Konzentration der Anionen zu. Die geladene Mineraloberfläche und der umgebende Ionenschwarm werden zusammen als diffuse Doppelschicht bezeichnet (Mitchell 1993; Abb. 2.12).

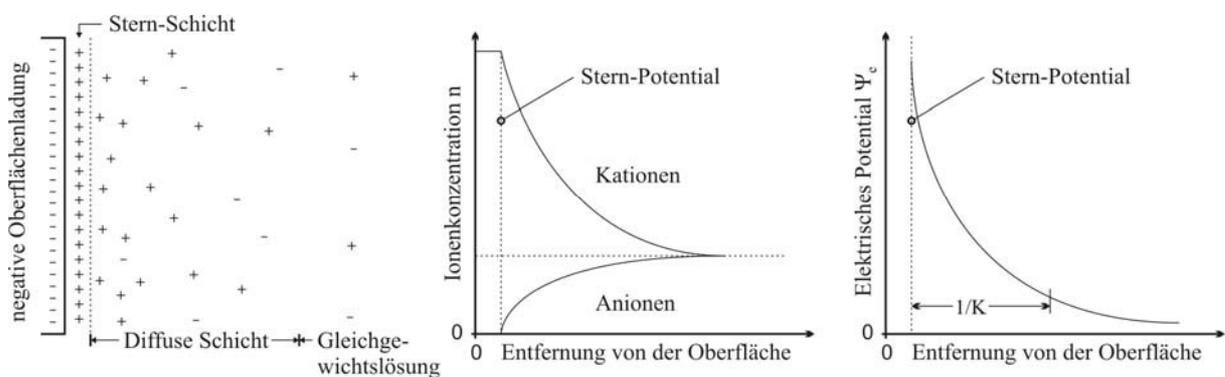


Abb. 2.12: Ionenverteilung, Konzentrationsverlauf und elektrisches Potential in der diffusen Doppelschicht (modifiziert nach Scheffer und Schachtschabel 2002)

Nach dem Modell von Gouy und Stern (Gouy 1910; Stern 1924) zur Beschreibung der Ionenkonzentration in Abhängigkeit des Abstandes zur Partikeloberfläche werden drei Bereiche unterschieden. In unmittelbarer Nähe zu einer negativ geladenen Mineraloberfläche sind in der so genannten STERN-Schicht die Kationen sehr fest gebunden und nahezu unverrückbar. An die STERN-Schicht schließt sich die GOUY-Schicht oder diffuse Schicht an. Hier unterliegen die Kationen zwar noch der elektrischen Anziehung der Mineraloberfläche, sie sind jedoch beweglich. Es herrscht Gleichgewicht zwischen dem anziehenden elektrischen Potential (anziehende elektrostatische Kräfte) der Mineraloberfläche bzw. der STERN-Schicht

(STERN-Potential) und dem osmotischen Druck der Lösung (vergl. Abschnitt 2.5.). Mit zunehmendem Abstand zur Oberfläche geht die diffuse Schicht allmählich in die Gleichgewichtslösung über, deren Ionen nicht mehr durch die Mineraloberfläche beeinflusst werden (Abb. 2.12).

Die Dicke der diffusen Schicht ist abhängig von der elektrischen Ladung der Oberfläche, der spezifischen Oberfläche, der Konzentration der Gleichgewichtslösung, der Wertigkeit der Ionen und der absoluten Temperatur (Shang et al., 1994). Wie in Abb. 2.12 zu erkennen ist, existiert jedoch keine scharfe Begrenzung der Doppelschicht.

#### 2.4.2. Wechselwirkung zwischen zwei Doppelschichten

Die Bestimmung des elektrischen Potentials und der Ionenkonzentration in der diffusen Schicht ist eine wichtige Grundlage zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Bodenpartikeln. Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Ionenverteilung in der elektrischen Doppelschicht interagierender geladener Oberflächen stellt die Gouy-Chapman-Theorie dar (Gouy 1910; Chapman, 1913).

Die DLVO-Theorie (Derjaguin und Landau 1941; Verwey und Overbeek 1948), eine Erweiterung der Gouy-Chapman-Theorie, erlaubt die Beschreibung der zwischen den Bodenpartikeln wirkenden abstoßenden Kräfte. Der DVLO-Theorie liegen dabei folgende Idealisierungen zugrunde:

- Die Ionen in der diffusen Schicht sind Punktladungen und interagieren nicht untereinander
- Die Oberflächenladung der Partikel ist auf deren Oberfläche gleichmäßig verteilt
- Die Partikeloberfläche ist eben und ihre Ausdehnung ist im Verhältnis zur Dicke der diffusen Schicht groß
- Die Permittivität des Mediums ist von der räumlichen Lage unabhängig

Die Konzentrationsverteilung  $n_i$  der Ionen von Typ  $i$  in der diffusen Schicht kann durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben werden (Yeoung 1992; Mitchell 1993; Atkins 1993; Shang et al. 1994):

$$n_i = n_{i0} \exp\left(\frac{-v_i e \Psi}{k T}\right) \quad \text{Gl. 2.18}$$

In Gl. 2.18 bezeichnet der Index  $0$  den Gleichgewichtszustand außerhalb des Einflussbereiches der Oberfläche,  $n_i$  und  $v_i$  bezeichnen Konzentration und Wertigkeit der Ionen vom Typ  $i$ ,  $e$  die Elementarladung mit  $[1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}]$ ,  $k$  die Boltzmann-Konstante mit  $[1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}]$ ,  $T$  die Temperatur in  $[\text{K}]$  und  $\Psi$  das elektrische Potential an dem entsprechenden Punkt im elektrischen Feld. Das elektrische Potential ist dabei die Arbeit, die verrichtet werden muss, um eine positive Ladung in der Höhe des Betrages der Elementarladung von einem Referenzzustand zu einem bestimmten Punkt im elektrischen Feld zu bewegen. Das Potential verändert

sich mit dem Abstand zur Oberfläche. An der Oberfläche wird es mit  $\Psi_0$  bezeichnet. Außerhalb des Einflussbereichs der Oberfläche ist das Potential  $\Psi = 0$ .

Die elektrische Ladungsdichte  $\rho$  in der diffusen Schicht ist abhängig vom elektrischen Potential  $\Psi$  und dem Abstand  $x$  zur Partikeloberfläche. Die Beziehung kann mit Hilfe der Poisson-Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad \text{Gl. 2.19}$$

In Gl. 2.19 ist  $x$  der Abstand von der negativ geladenen Partikeloberfläche in [m],  $\rho$  die Ladungsdichte in [C/m<sup>3</sup>] und  $\varepsilon$  die Dielektrizitätskonstante des umgebenden Fluids (Wasser). Die Dielektrizitätskonstante ergibt sich zu:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 D \quad \text{Gl. 2.20}$$

In Gl. 2.20 ist  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums mit  $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2/(\text{J m})$  und  $D$  die relative Dielektrizitätskonstante von Wasser bei  $T = 273 \text{ [K]}$  mit  $D = 80,78$ .

Die Ladungsdichte  $\rho$  in der diffusen Schicht hängt von der Ionenkonzentration  $n_i$  ab:

$$\rho = e \sum v_i n_i \quad \text{Gl. 2.21}$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.18 in Gl. 2.21 und anschließend in Gl. 2.19 erhält man:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon} \sum v_i n_{i0} \exp\left(\frac{-v_i e \Psi}{k T}\right) \quad \text{Gl. 2.22}$$

Unter der Bedingung, dass in der diffusen Schicht nur eine Art von Kationen (alle Kationen besitzen die gleiche Wertigkeit  $v^+ = v^+$ ) und eine Art von Anionen (alle Anionen besitzen die gleiche Wertigkeit  $v^- = v^-$ ) vorliegen ( $i = 2$ ), lässt sich Gl. 2.22 wie folgt schreiben:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{e n_0}{\varepsilon} \left[ v^- \exp\left(\frac{v^- e \Psi}{k T}\right) - v^+ \exp\left(\frac{v^+ e \Psi}{k T}\right) \right] \quad \text{Gl. 2.22}$$

Durch Transformation lassen sich die Variablen in Gl. 2.22 dimensionslos machen:

$$\text{Potentialfunktionen: } \begin{cases} y = \frac{e \Psi}{k T} & \text{Gl. 2.23} \\ z = \frac{e \Psi_0}{k T} & \text{Gl. 2.24} \end{cases}$$

Abstandsfunktion:

$$\xi = \kappa x \quad \text{Gl. 2.25}$$

mit:

$$\kappa = \sqrt{\frac{2 n_0 e^2}{\varepsilon k T}} \quad \text{Gl. 2.26}$$

Die Kationenkonzentration  $n^-$  und Anionenkonzentration  $n^+$  ergibt sich aus dem normierten Potential zu:

$$n^- = n_0 e^{v^- y} \quad \text{Gl. 2.27}$$

$$n^+ = n_0 e^{-v^+ y} \quad \text{Gl. 2.28}$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.27 und Gl. 2.28 in Gl. 2.22 und unter Verwendung der Transformationen nach Gl. 2.23 und Gl. 2.25 folgt:

$$\frac{d^2 y}{d\xi^2} = \frac{1}{2} \left[ v^- e^{v^- y} - v^+ e^{-v^+ y} \right] \quad \text{Gl. 2.29}$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung Gl. 2.29 lautet:

$$\frac{dy}{d\xi} = -\sqrt{e^{v^- y} + e^{-v^+ y} + C} \quad \text{Gl. 2.30}$$

In Gl. 2.30 bezeichnet  $C$  die Integrationskonstante.

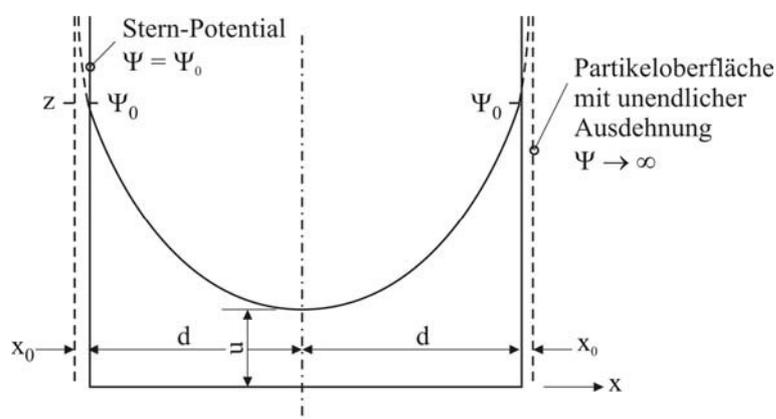


Abb. 2.13: Wechselwirkung zwischen zwei diffusen Doppelschichten; oben: Potentialverteilung; unten: Kationen- und Anionenkonzentration (Mitchell 1993)

In Böden kommt es aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Partikeloberflächen zu einer gegenseitigen Abstoßung der Partikel. Für den idealisierten Fall ebener Oberflächen unendlicher Ausdehnung im Abstand  $2d$  mit dem normierten Potentialen  $z$  an der Partikeloberfläche und  $u$  in der Mittel zwischen den Oberflächen gemäß Abb. 2.13 ergibt sich die Randbedingung:

$$\frac{dy}{d\xi} \Big|_{\xi=\kappa d} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 n_0 k T}} \frac{d\Psi}{dx} \Big|_{x=d} = 0 \quad \text{Gl. 2.31}$$

Mit Gl. 2.31 ergibt sich die Integrationskonstante  $C$  zu:

$$C = -\left(e^{v^- u} + e^{-v^+ u}\right) \quad \text{Gl. 2.32}$$

Setzt man Gl. 2.32 in Gl. 2.30 ein, erhält man den normierten Potentialgradienten:

$$\frac{dy}{d\xi} = -\left(e^{v^- y} + e^{-v^+ y} - e^{v^- u} - e^{-v^+ u}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Gl. 2.33}$$

Integriert man Gl. 2.33 von  $\xi = 0$  bis  $\xi = \kappa d$  für  $\xi$  und von  $y = z$  bis  $y = u$  für  $y$ , so erhält man die Integralbeziehung zwischen  $u$  und  $z$ :

$$\int_z^u \left(e^{v^- y} + e^{-v^+ y} - e^{v^- u} - e^{-v^+ u}\right)^{\frac{1}{2}} dy = -\int_0^{\kappa d} d\xi = -\kappa d \quad \text{Gl. 2.34}$$

Durch die Integration der Poission-Gleichung von  $x = 0$  bis  $x = d$  kann die Gesamtladung  $\sigma$  in der diffusen Doppelschicht errechnet werden:

$$\sigma = -\int_0^d \rho dx = \varepsilon \int_0^d \frac{d^2\Psi}{dx^2} dx = \varepsilon \left[ \left(\frac{d\Psi}{dx}\right)_{x=d} - \left(\frac{d\Psi}{dx}\right)_{x=0} \right] \quad \text{Gl. 2.35}$$

Die elektrische Ladung der diffusen Doppelschicht  $\sigma$  hat im Gleichgewichtszustand den gleichen Betrag wie die negative Ladungsschicht  $\sigma_e$  der Partikeloberfläche:

Unter Verwendung der Transformation

$$\left(\frac{d\Psi}{dx}\right)_{x=0} = \sqrt{\frac{2 n_0 k T}{\varepsilon}} \left(\frac{dy}{d\xi}\right)_{\xi=0} \quad \text{Gl. 2.36}$$

und unter Berücksichtigung der Randbedingung

$$\left(\frac{d\Psi}{dx}\right)_{x=d} = \sqrt{\frac{2 n_0 k T}{\varepsilon}} \left(\frac{dy}{d\xi}\right)_{\xi=\kappa d} = 0 \quad \text{Gl. 2.37}$$

erhält man aus Gl. 2.35:

$$\left(\frac{dy}{d\xi}\right)_{\xi=0} = -\frac{\sigma_e}{\sqrt{2 n_0 \varepsilon k T}} \quad \text{Gl. 2.38}$$

Durch Einsetzen der Randbedingungen

$$y = z \quad \text{Gl. 2.39}$$

$$\frac{dy}{d\xi} = \left(\frac{dy}{d\xi}\right)_{\xi=0} \quad \text{Gl. 2.40}$$

erhält man aus Gl. 2.33 eine weitere Beziehung zwischen  $z$  und  $u$ :

$$\left(e^{v^- z} + e^{-v^+ z} - e^{v^- u} - e^{-v^+ u}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{dy}{d\xi}\right)_{\xi=0} = \frac{\sigma_e}{\sqrt{2 n_0 \varepsilon k T}} \quad \text{Gl. 2.41}$$

Ist die negative Ladung an der Partikeloberfläche bekannt, so können die normierten Potentiale an der Partikeloberfläche  $z$  und in der Mitte zwischen zwei Oberflächen  $u$  mit Hilfe von Gl. 2.34 und Gl. 2.41 numerisch berechnet werden. Mit Gl. 2.33 kann dann die Potentialverteilung zwischen den beiden Oberflächen bestimmt werden. Mit Hilfe der Potentialverteilung ist die Berechnung der Verteilung der Ionenkonzentrationen nach Gl. 2.27 und Gl. 2.28 möglich (van Olphen 1991).

Für den Sonderfall, dass Kationen und Anionen der diffusen Schicht die gleiche Wertigkeit besitzen, vereinfacht sich Gl. 2.22 zu:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{2 n_0 v e}{\varepsilon} \sinh\left(\frac{v e \Psi}{k T}\right) \quad \text{Gl. 2.42}$$

Die erforderlichen Transformationen lauten dann:

$$\text{Potentialfunktionen: } \begin{cases} y_v = \frac{v e \Psi}{k T} & \text{Gl. 2.43} \\ z_v = \frac{v e \Psi_0}{k T} & \text{Gl. 2.44} \end{cases}$$

Abstandsfunktion:

$$\xi_v = \kappa_v x \quad \text{Gl. 2.45}$$

mit:

$$\kappa_v = \sqrt{\frac{2 n_0 v^2 e^2}{\varepsilon k T}} \quad \text{Gl. 2.46}$$

Die Kationenkonzentration  $n^-$  und Anionenkonzentration  $n^+$  ergibt sich aus dem normierten Potential zu:

$$n^- = n_0 e^{y_v} \quad \text{Gl. 2.47}$$

$$n^+ = n_0 e^{-y_v} \quad \text{Gl. 2.48}$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.47 und Gl. 2.48 in Gl. 2.42 und unter Verwendung der Transformationen nach Gl. 2.43 und Gl. 2.45 folgt:

$$\frac{d^2 y_v}{d\xi_v^2} = \sinh(y_v) \quad \text{Gl. 2.49}$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung Gl. 2.49 lautet:

$$\frac{dy_v}{d\xi_v} = -[2 \cosh(y_v) - 2 \cosh(u_v)]^{\frac{1}{2}} \quad \text{Gl. 2.50}$$

Gl. 2.34 und Gl. 2.41 vereinfachen sich dadurch zu:

$$\int_{z_v}^{u_v} [2 \cosh(y_v) - 2 \cosh(u_v)]^{\frac{1}{2}} dy = \int_0^{\kappa_v d} d\xi = -\kappa_v d \quad \text{Gl. 2.51}$$

und

$$[2 \cosh(z_v) - 2 \cosh(u_v)]^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{dy_v}{d\xi_v} \right)_{\xi_v=0} = \frac{\sigma_e}{\sqrt{2 n_0 \varepsilon k T}} \quad \text{Gl. 2.52}$$

In Gl. 2.51 und Gl. 2.52 bezeichnet  $u_v$  das normierte Potential in der Mitte zwischen zwei Partikeloberflächen. In Gl. 2.52 steht  $z_v$  für das normierte Potential an der Partikeloberfläche.

## 2.5. Interpartikulare Anziehungs- und Abstoßungskräfte

### 2.5.1. Van der Waalssche Anziehung

In Atomen und Molekülen bewegen sich die Elektronen mit einer durch den Atom- bzw. Molekularaufbau vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilung innerhalb bestimmter Räume um die Atomkerne (Elektronenwolke, Abb. 2.14, links). Dabei treten immer wieder kurzzeitig unsymmetrische Ladungsverteilungen auf, so dass die Atome bzw. Moleküle als Dipol mit einer negativen und einer positiven Seite erscheinen. Befindet sich zu diesem Zeitpunkt in geringer Entfernung ein anderes Atom oder Molekül, so werden dessen Elektronen in Richtung der positiven Seite des ersten Atoms bzw. Moleküls verschoben, so dass auch dieses zweite Atom bzw. Molekül zum Dipol wird (induzierter Dipol). Die van der Waalsschen Kräfte sind die elektrostatischen Kräfte, die infolge von unsymmetrischen Ladungsverteilungen der Elektronenwolken zwischen Atomen bzw. Molekülen wirken (Christen 1988, Abb. 2.14, rechts).

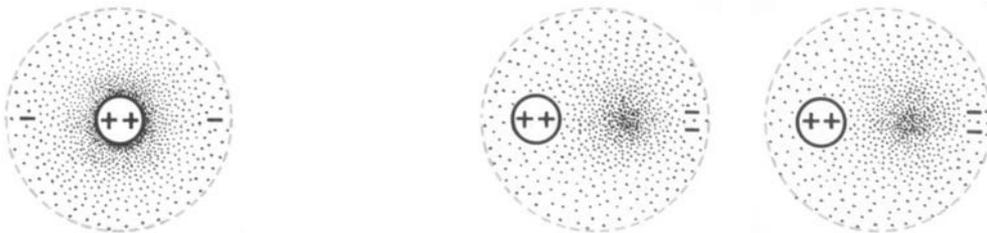


Abb. 2.14: links: Elektronenwolke des Helium-Atoms bei symmetrischer Ladungsverteilung; rechts: Van der Waalssche Anziehung zwischen zwei Helium-Atomen (Christen 1988)

Van der Waalssche Anziehungskräfte sind auf einen Abstand in der Größenordnung von  $< 6 \text{ \AA}$  wirksam (Chaplin 2000). Ihre Bindungsstärke ist dabei um ca. 2 Zehnerpotenzen geringer als die der kovalenten Bindung (Lindner und Hoinkis 1997). Trotz ihrer geringen Bindungsstärke sind van der Waalssche Kräfte insbesondere bei der Betrachtung von Adsorptionsvorgängen sowie bei interpartikularen Wechselwirkungen von Tonmineralen von Bedeutung (Mitchell 2005).

### 2.5.2. Osmotische Abstoßung

Eine Lösung, in der unterschiedliche Konzentrationen des gelösten Stoffes vorliegen, hat das Bestreben, sich durch Diffusion zu vermischen, um dadurch den Konzentrationsunterschied auszugleichen. Sind die Bereiche unterschiedlicher Konzentration derart getrennt, dass nur Moleküle des Lösungsmittels, nicht jedoch Moleküle des gelösten Stoffes die Barriere durchdringen können (semipermeable Membran), ist die freie Vermischung behindert. In diesem Fall bewegen sich ausschließlich die Moleküle des Lösungsmittels längs des Konzentrationsgradienten aus dem Bereich niedriger Konzentration B in den Bereich höherer Konzentration A und führen hier zu einer Verdünnung (Abb. 2.15, a und b). Dieser Vorgang wird als Osmose bezeichnet. Der Druck, der auf die Phase mit höherer Konzentration des gelösten Stoffes aufgebracht werden muss, um den Durchgang der Moleküle des Lösungsmittels durch die

semipermeable Membran und damit eine Verdünnung des Bereichs A zu verhindern, ist der osmotische Druck  $\pi$  (Abb. 2.15, c).

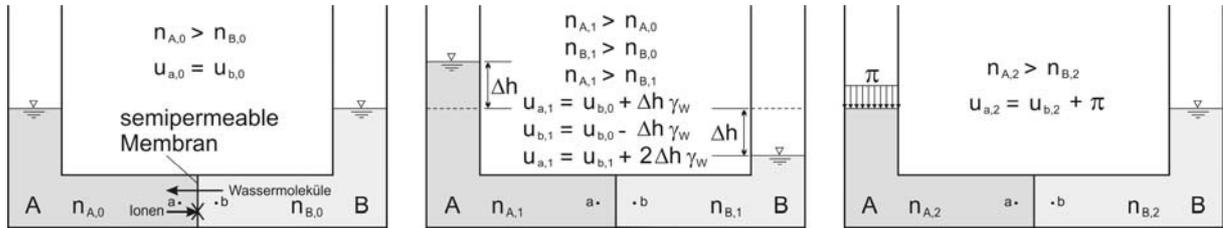


Abb. 2.15: Osmotischer Druck,  $n$  = Ionenkonzentration,  $u$  = Wasserdruck; links: Anfangsbedingungen; Mitte: Spiegeländerung infolge Diffusion; rechts: Diffusionshemmung = osmotischer Druck  $\pi$ ; (Mitchell 2005)

Die Gegenionen (Kationen) an der Oberfläche geladener Tonpartikel bzw. in dem Zwischenraum zwischen zwei geladenen Oberflächen sind für den Ladungsausgleich erforderlich und daher nicht frei beweglich. Aufgrund der erhöhten Konzentration der Gegenionen zwischen den Partikeloberflächen zeigen die Wassermoleküle des feinen Wassers das Bestreben zur Oberfläche zu diffundieren, um die Konzentration auszugleichen. Ist keine freie Volumenänderung möglich, d.h. können sich die Feststoffpartikel nicht ungehindert voneinander entfernen, z.B. infolge einer begrenzenden Randbedingung, so wirkt auf die Feststoffpartikel ein osmotischer Druck, der zur Differenz zwischen der Ionenkonzentration des freien Wassers und der Ionenkonzentration des Wassers zwischen den Feststoffpartikeln proportional ist.

Die Beziehung zwischen dem osmotischen Druck  $\pi$  und der Differenz der Ionenkonzentrationen gem. Abb. 2.15 ergibt sich zu (Greiner et al. 1993, Atkins 2001, Wedler 1997):

$$\pi = k T \sum (n_{Ai} - n_{Bi}) = R T \sum (c_{Ai} - c_{Bi}) \quad \text{Gl. 2.53}$$

In Gl. 2.53 bezeichnet  $k$  die Boltzmann-Konstante in [J/K],  $T$  die absolute Temperatur in [K],  $R$  die Gaskonstante in [J/(mol K)] und  $n_{Ai}$  und  $n_{Bi}$  die Ionenkonzentrationen der Ionen des Typs  $i$  im Bereich A bzw. B gem. Abb. 2.15 in [Ionen/m<sup>3</sup>] bzw.  $c_{Ai}$  und  $c_{Bi}$  die Ionenkonzentrationen in [mol/m<sup>3</sup>].

Der osmotische Druckunterschied  $\pi$  zwischen dem Wasser im Bereich der diffusen Schicht der Tonpartikel und dem freien Wasser ist zur Differenz der Ionenkonzentration dieser beiden Bereiche direkt proportional.

$$\pi \propto n^+ + n^- - (n_0^+ + n_0^-) \quad \text{Gl. 2.54}$$

In Gl. 2.54 bezeichnet  $n^+$  und  $n^-$  die Konzentrationen der Kationen und der Anionen in der diffusen Doppelschicht,  $n_0^+$  und  $n_0^-$  sind die Konzentrationen der Kationen und Anionen im freien Wasser.

Die DLVO-Theorie zur Wechselwirkung diffuser Doppelschichten liefert als Ergebnis unter anderem das elektrische Potential  $u_v$  in der Mitte zwischen zwei Doppelschichten (Gl. 2.51 und Gl. 2.52). Damit kann unter Verwendung von Gl. 2.47 und Gl. 2.48 die Ionenkonzentration in der Mitte zwischen zwei diffusen Schichten berechnet werden. Durch Einsetzen in Gl. 2.54 und mit  $n^+_0 = n^-_0 = n_0$  ergibt sich so (Mitchell 2005):

$$\pi \propto n_0 e^{u_v} - n_0 + n_0 e^{-u_v} - n_0 = 2 n_0 (\cosh u_v - 1) \quad \text{Gl. 2.55}$$

Unter Verwendung von Gl. 2.53 ergibt sich damit für den osmotischen Druck:

$$\pi = 2 n_0 k T (\cosh u_v - 1) \quad \text{Gl. 2.56}$$

Unter Kenntnis der Gleichgewichtskonzentrationen der Kationen und der Anionen im freien Wasser  $n^+_0 = n^-_0 = n_0$  kann damit der osmotische Druck nach Gl. 2.56 berechnet werden. Gl. 2.56 gilt dabei gemäß der Herleitung von  $u_v$  nach Abschnitt 2.4.2 und gemäß Gl. 2.54 nur für den Fall einer Kationenspezies und einer Anionenspezies gleicher Valenz ( $v^+_i = v^-_i = v$ ).

### 2.5.3. Überlagerung von Anziehungs- und Abstoßungskräften

Tonpartikel stoßen sich aufgrund der Kräfte aus der Wechselwirkung der elektrischen Doppelschichten der Partikeloberflächen  $P_R$  gegenseitig ab (Abstoßung infolge des interpartikularen osmotischen Drucks). Gleichzeitig wirken interpartikular jedoch auch van der Waalssche Anziehungskräfte  $P_A$  (Overbeek 1952; Israelachvili 1991). Beide Kräfte nehmen mit zunehmendem Abstand zur Partikeloberfläche ab. Im Gegensatz zu den Abstoßungskräften aus der Wechselwirkung der elektrischen Doppelschichten sind jedoch die van der Waalsschen Kräfte von der Ionenkonzentration in der diffusen Schicht bzw. der Oberflächenladung weitgehend unabhängig und können daher als nahezu unveränderlich angenommen werden.

Durch die Überlagerung der abstoßenden und anziehenden Kräfte erhält man die totale Interpartikularkraft  $P_T$  (Israelachvili 1991). Werte von  $P_T < 0$  sind dabei gleichbedeutend mit anziehender und Werte von  $P_T > 0$  mit abstoßender Wirkung. Oberflächennah dominiert stets die anziehende Wirkung der van der Waalsschen Kräfte, so dass ab einem Abstand der Partikeloberflächen von  $D \leq 5 - 20 \text{ \AA}$  auch die totale Interpartikularkraft  $P_T$  stets anziehend wirkt (Abb. 2.16).

In unmittelbarer Nähe zur Oberfläche hat daher  $P_T$  den kleinsten Wert (primäres Minimum). Bei größeren Abständen von der Partikeloberfläche ( $D > 20 \text{ \AA}$ ) tritt der Einfluss der elektrischen Doppelschicht stärker in den Vordergrund. In Abhängigkeit der Ionenkonzentration des umgebenden Mediums und der Höhe der Oberflächenladung bzw. des elektrischen Potentials der Partikel können dabei folgende Zustände auftreten:

- a) Bei hoher Oberflächenladung der Partikel und gleichzeitig geringer Ionenkonzentration des Fluids tritt die abstoßende Wirkung der elektrischen Doppelschicht in den Vorder-

grund. Das Maximum der totalen Interpartikularkraft  $P_T$  und damit die Energiebarriere für die weitere Annäherung liegt dabei in der Regel in einem Abstand von  $D = 10 - 40 \text{ \AA}$  von der Partikeloberfläche.

- b) Bei geringerer Oberflächenladung und/oder höherer Ionenkonzentration im umgebenden Fluid kommt es bei der Überlagerung von  $P_R$  und  $P_T$  zur Ausbildung eines sekundären Minimums der totalen Interpartikularkraft  $P_T$  in einem Abstand von etwa  $D = 30 \text{ \AA}$  zur Partikeloberfläche. Eine weitere Annäherung erfordert jedoch immer noch die Überwindung der Energiebarriere infolge der Doppelschichtabstoßung  $P_R$  in einem Abstand von ca.  $D < 30 \text{ \AA}$ .
- c) Bei sehr geringer Oberflächenladung und/oder sehr hoher Ionenkonzentration im umgebenden Fluid verliert der Einfluss der abstoßenden Kräfte  $P_R$  an Bedeutung und die Energiebarriere wird entsprechend klein. Ist die Oberflächenladung annähernd Null bzw. die Ionenkonzentration des Fluids auf dem Niveau des Ladungspotentials der Oberfläche, wirken zwischen den Partikeln bei jedem Abstand nur noch die van der Waalsschen Anziehungskräfte.

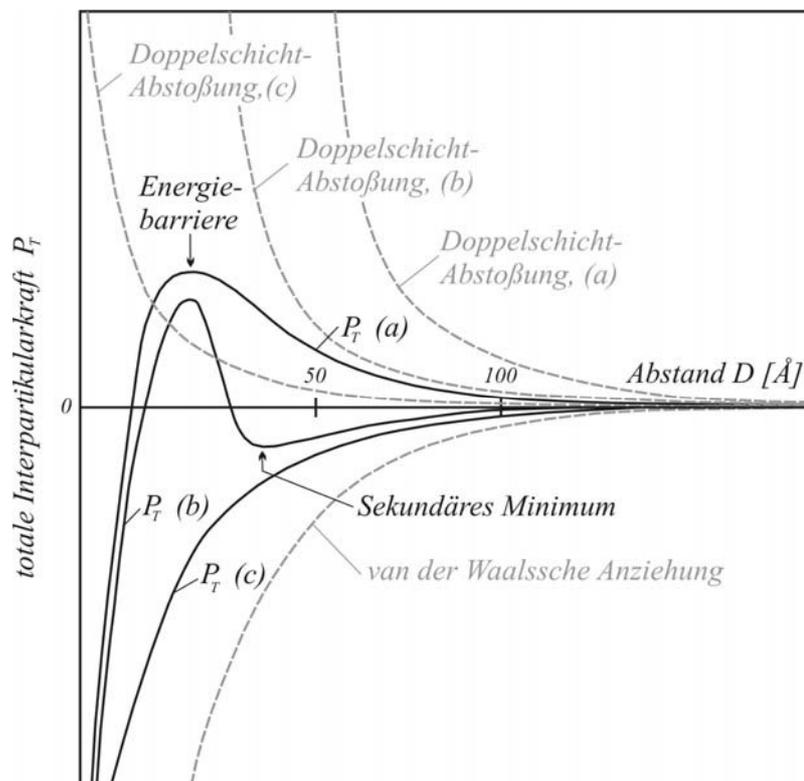


Abb. 2.16: Schematische Darstellung der Interpartikularkräfte (Israelachvili 1991)

Die totale Interpartikularkraft  $P_T$  kann im Zusammenhang mit der Beschreibung von Gefügeänderungen und Verdichtungsmechanismen feinkörniger Böden angewendet werden (Zou 1998).

### 3. Stand des Wissens bei der Bodenfrostdung

#### 3.1. Allgemeines

Mit der Frostdung wassergesättigter bindiger Böden sind Verformungen (Frosthebung und Tausetzung), Änderungen des Spannungszustandes (Gefrierdruck) sowie Veränderungen der bodenmechanischen Eigenschaften (Festigkeit, Durchlässigkeit, Formänderungseigenschaften, usw.) verbunden.

Die Ursachen hierfür hängen mit Änderungen im Gehalt sowie der Verteilung des Bodenwassers bei der Bodenfrostdung bzw. unmittelbar mit den Mechanismen, die für dessen Transport verantwortlich sind, zusammen. Damit wird das Ausmaß der frostbedingten Vorgänge und Veränderungen im Boden von der Verfügbarkeit bzw. der Transportmöglichkeit des flüssigen Wassers im gefrierenden Boden bestimmt.

Der Schlüssel zur Beschreibung des Gefriermechanismus bei Böden liegt daher im Verständnis der Mechanismen, die für den Transport des Bodenwassers während der Frostdung verantwortlich sind.

In den vergangenen Jahrzehnten wurden eine Reihe von Modellen zur Beschreibung der Frosteindringung in Böden entwickelt. Das Ziel war in der Regel die Abschätzung der zu erwartenden Frosthebung. Die bestehenden Modelle können dabei in zwei Gruppen unterteilt werden, die empirischen oder makroskopischen Modelle und die physikalischen oder mikroskopischen Modelle (Sheng und Knutsson 1993).

Empirische Modelle basieren auf den Ergebnissen von Indexversuchen. Es werden Beziehungen zwischen der Tiefe der Frosteindringung und der nach den Versuchsergebnissen zu erwartenden Änderungen der Bodeneigenschaften (z.B. Volumenzunahme) aufgestellt (Harlan 1973; Tylor und Luthin 1978; Jame und Norum 1989). Derartige Modelle liefern keine Informationen über die physikalischen Vorgänge während der Bodenfrostdung. Sie sind zudem in der Regel nur auf Böden anwendbar, die dem Modell zugrunde liegen. Die Ergebnisse sind damit nicht auf andere Böden bzw. Randbedingungen übertragbar (Konrad und Morgenstern 1980).

Die Kopplung von Wärme- und Massetransport im gefrierenden Boden über thermodynamische Ansätze führt zu einer mikroskopischen Herangehensweise. Modelle, die auf einem derartigen Ansatz beruhen, beschreiben zumindest teilweise die physikalischen Abläufe während der Bodenfrostdung und erlauben so eine Prognose der zu erwartenden Veränderungen mit der Zeit (Martin 1959; Williams 1966; Takagi 1970; Miller 1972; Harlan 1973; Aguirre-Puente und Fremond 1976; Gilpn 1978 und 1980; Konrad und Morgenstern 1980; Perfect und Williams 1980; O'Neil und Miller 1985; Kay und Perfect 1988; Padilla und Villeneuve 1990; Sheng und Knutsson 1993; u.a.). Die Menge der zu berücksichtigenden Randbedingungen sowie die Tatsache, dass erforderliche Eingangsparameter nur schwer oder gar nicht bestimmt werden können, machen physikalische Modelle schwer handhabbar. Zudem können mit ihrer

Hilfe, selbst unter optimalen Bedingungen, bis heute noch keine wirklichkeitsnahen Ergebnisse für in situ-Verhältnisse erzielt werden. Ihr Vorteil liegt in der Verbesserung des Verständnisses um die Vorgänge während der Bodenfrostung (Davis 2000).

Keines der genannten Modelle ist in der Lage, Informationen über die physikalischen Mechanismen, die zur Ausbildung des Gefriersoges bei der Bodenfrostung führen, zu liefern.

## **3.2. Thermische Eigenschaften des Bodens**

### **3.2.1. Allgemeines**

Zur Beschreibung der Vorgänge bei der Bodenfrostung ist die Kenntnis der thermischen Eigenschaften des Bodens erforderlich. Bei stationärer Wärmeleitung ist die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  ausreichend. Bei instationären Bedingungen wird die Temperaturleitfähigkeit  $a$  benötigt, die auch die volumetrische Wärmekapazität des Materials beinhaltet.

Die thermischen Eigenschaften des Bodens hängen im Wesentlichen von folgenden Einflussfaktoren ab (Raznjevic 1976; Farouki 1986; Elsner et al. 1993; Voigt 1994):

- Dichte der Einzelbestandteile
- Mischungsverhältnis der Einzelbestandteile
- Art, Größe und Anordnung der Porenräume
- Art der Kontakte zwischen den Primäraggregaten
- Wassergehalt
- Temperatur
- Sättigungszahl
- Phasenverhältnis des Bodenwassers (flüssiges Wasser : Eis)

Dem Bodenwasser kommt bei der Frostung hinsichtlich der thermischen Eigenschaften des Bodens übergeordnete Bedeutung zu. Im Gegensatz zu den Festanteilen verändern sich die thermischen Eigenschaften des Wassers in Abhängigkeit der Temperatur und des Phasenzustandes sehr stark. Beim Übergang von Wasser zu Eis kommt es zu einer Vervierfachung der Wärmeleitfähigkeit bei gleichzeitiger Halbierung der Wärmekapazität. Zudem wird beim Phasenwechsel Umwandlungswärme frei, die der Temperaturänderung entgegenwirkt. Die thermischen Eigenschaften des Bodens sind damit von der Veränderung des Verhältnisses von ungefrorenem zu gefrorenem Bodenwasser geprägt. Da dieses Verhältnis von der Temperatur abhängt, verändern sich auch die thermischen Eigenschaften des Bodens bereits bei geringen Änderungen der Temperatur unter 0 °C sehr stark (Farouki 1986).

### 3.2.2. Wärmeleitfähigkeit des Bodens

In ungefrorenen Böden nimmt die Wärmeleitfähigkeit mit steigender Festsubstanz und steigendem Wassergehalt zu (Kézdi 1969), da diese beiden Phasen gegenüber der Luft eine wesentlich größere Wärmeleitfähigkeit besitzen.

Da Eis eine höhere Wärmeleitfähigkeit besitzt als Wasser, besitzt gefrorener bzw. gefrierender Boden ebenfalls eine höhere Wärmeleitfähigkeit als im ungefrorenen Zustand. Die Wärmeleitfähigkeit des gefrorenen Bodens ist damit durch das temperaturabhängige Verhältnis zwischen ungefrorenem und gefrorenem Wasser bestimmt. Dieses Verhältnis ist neben der Temperatur vor allem auch von der Bodenart (spezifische Oberfläche und Oberflächenladung) abhängig.

### 3.2.3. Wärmekapazität des Bodens

Die Wärmekapazität von trockenen Böden bewegt sich bei Temperaturen um die 0 °C zwischen 1,0 und 1,5 MJ/m<sup>3</sup>K (Farouki 1986). Da die Wärmekapazität von Wasser mit 4,23 MJ/m<sup>3</sup>K wesentlich größer ist, nimmt die Wärmekapazität des ungefrorenen Bodens mit steigendem Wassergehalt linear zu.

Die Wärmekapazität von Eis ist zwar nur halb so groß wie die von flüssigem Wasser jedoch immer noch größer als die der Bodenminerale, so dass auch für den gefrorenen Boden ein höherer Eisgehalt eine höhere Wärmekapazität bedeutet.

Während des Vorgangs der Frosteindringung, also in dem Zeitraum, in dem größere Mengen Wasser die Phase wechseln, wird latente Umwandlungswärme frei. Diese Umwandlungswärme wirkt damit einer weiteren Temperaturverminderung entgegen, was einer Erhöhung der wirksamen Wärmekapazität während dieser Phase entspricht. Die Menge an frei werdender Umwandlungswärme ist dabei abhängig von der Menge des ungefrorenen Wassers, welches die Phase wechselt (Williams und Smith 1989). Die während der Frosteindringung wirkende wirksame Wärmekapazität  $c'_{V,B}(T)$  ergibt sich damit aus der Wärmekapazität des gefrorenen Bodens  $c_{V,B}(T)$  zuzüglich der Wärmeenergie, die durch die Phasenumwandlung des gefrierenden Wassers frei wird zu:

$$c'_{V,B}(T) = c_{V,B}(T) + \rho_W L \frac{d\theta_u}{dT} \quad \text{Gl. 3.1}$$

In Gl. 3.1 bezeichnet  $\rho_W$  die Dichte des Wassers,  $L$  die latente Umwandlungswärme,  $\theta_u$  den Anteil des ungefrorenen Wassers und  $T$  die Temperatur.

Die volumetrische Wärmekapazität des gefrorenen Bodens  $c_{V,B}(T)$  in Gl. 3.1 ist aufgrund der Abhängigkeit vom Phasenverhältnis des Wassers ebenfalls von der Temperatur abhängig. Der Einfluss ist jedoch im Vergleich zur Änderung, die die frei werdende Umwandlungswärme

verursacht, gering und wird daher in der Regel vernachlässigt (Farouki 1986; Williams und Smith 1989).

#### 3.2.4. Wärmeleitung im Boden

Die Fähigkeit eines Materials, Wärme zu leiten, hängt von dem Verhältnis von Wärmeleitfähigkeit und volumetrischer Wärmekapazität ab. Dieses Verhältnis ist die Temperaturleitfähigkeit. Mit steigendem Wassergehalt vergrößert sich im ungefrorenen Boden zunächst auch dessen Temperaturleitfähigkeit, da Wasser gegenüber Luft eine um ca. 20-mal höhere Wärmeleitfähigkeit besitzt. Die Zunahme der Temperaturleitfähigkeit des Bodens ist dabei zu Beginn überproportional zum Anstieg des Wassergehaltes, da sich das zusätzliche Wasser vor allem in Form von Meniskenwasser um die Kontaktpunkte der Einzelpartikel konzentriert und damit die wärmeübertragungsrelevante Querschnittsfläche vergrößert. Bei weiterer Steigerung des Wassergehaltes tritt die hohe Wärmekapazität des Wassers in den Vordergrund. Da das Wasser aufgrund seiner hohen Wärmekapazität viel Wärmeenergie zur Temperaturänderung erfordert, nimmt die Temperaturleitfähigkeit bei der Überschreitung eines bestimmten Wassergehaltes des Bodens wieder ab, d.h. die Zunahme der Wärmeleitfähigkeit wird durch die Zunahme der Wassermenge mit hoher Wärmekapazität kompensiert (Williams und Smith 1989).

Eis besitzt gegenüber flüssigem Wasser eine erhöhte Wärmeleitfähigkeit sowie eine verminderte Wärmekapazität. Gefrorener Boden besitzt daher gegenüber ungefrorenem eine höhere Temperaturleitfähigkeit.

Die Temperaturleitfähigkeit von gefrierendem Boden ist stark von der Temperatur abhängig bzw. vom Phasenverhältnis des Wassers (Einfluss von Wärmeleitfähigkeit und der Wärmekapazität) sowie insbesondere von der Menge an frei werdender Umwandlungswärme während des Phasenwechsels (großer Einfluss der wirksamen Wärmekapazität).

Mit sinkender Temperatur unterhalb 0 °C nimmt die Wärmeleitfähigkeit zu, bei gleichzeitiger Abnahme der Wärmekapazität entsprechend dem Phasenverhältnis des Wassers. Dadurch kommt es zu einem Anstieg der Temperaturleitfähigkeit. Die Veränderung der Temperaturleitfähigkeit erstreckt sich über einen weiten Temperaturbereich, da es ständig in Abhängigkeit der Temperatur zu Phasenübergängen kommt und sich damit das Phasenverhältnis des Wassers fortwährend ändert.

#### 3.2.5. Konvektion im Boden

In gesättigten, ungefrorenen Böden ist der konvektive Transport von Wärmeenergie ausschließlich über das Bodenwasser möglich. Wasser ist prinzipiell ein sehr wirksamer Energieträger, da es über eine hohe Wärmekapazität verfügt. Allerdings ist die Strömungsgeschwin-

digkeit des Bodenwassers in der Regel sehr gering, so dass auch die durch Konvektion transportierte Wärmeenergie sehr gering ist.

In teilgesättigten Böden ist zusätzlich noch eine konvektive Wärmeübertragung über die gasförmige Phase (Bodenluft) möglich. Insbesondere bei hohen Temperaturgradienten kann Wasserdampf durch Verdunstungs- und Kondensationsprozesse große Mengen an Wärmeenergie transportieren (Jessberger und Jagow 1989).

In gefrorenen Böden ist der Anteil an konvektiv übertragener Wärme nahezu Null, da der Fluid-Anteil im Boden infolge der Phasenumwandlung des Wassers mit abnehmender Temperatur stark abnimmt. Unterhalb des Frostbereiches in der ungefrorenen Bodenzone findet infolge des zur gefrorenen Bodenzone hin gerichteten Gefriersoges eine Wasserbewegung statt. Die Strömungsgeschwindigkeit ist jedoch in der Regel so langsam, dass die dadurch transportierte Wärme um das 100- bis 1000-fache kleiner ist als die durch Wärmeleitung transportierte Wärmeenergie (Taylor und Luthin 1978).

### **3.3. Frostempfindliche Böden**

Als frostempfindlich werden Böden bezeichnet, die beim Gefrieren zu einer deutlichen Volumenzunahme (Frosthebung) neigen sowie bei behinderter Ausdehnung entsprechende Hebedrücke (Gefrierdruck) erzeugen (Floss 1997). Es ist aus der Baupraxis bekannt sowie anhand zahlreicher Studien belegt, dass Böden, die ein derartiges Verhalten aufweisen, einen erhöhten Feinkornanteil, d.h. einen erhöhten Anteil an Schluff- und Tonkorn (feinkörnige und gemischkörnige Böden) besitzen (Camberlain 1981; Nieminen 1989; Konrad 1999; Konrad 2000). Nach DIN 4022 Teil 1 bewegt sich der Durchmesser des Schluffkorns in einem Bereich zwischen 0,002 bis 0,06 mm. Tonkorn besitzt einen Durchmesser  $d < 0,002$  mm.

Die Möglichkeit zur Anreicherung des Bodenwassers im Zuge der Frostung setzt einen möglichen Transportweg des Wassers voraus. Im gefrierenden Boden ist ein Transport von Wasser zur Ebene der Phasenumwandlung über das gebundene Wasser möglich, welches auch bei Temperaturen deutlich unter 0 °C ungefrorenen ist. Der Anteil des ungefrorenen Wassers bei Temperaturen unter 0 °C ist dabei in feinkörnigen Böden wesentlich höher als in grobkörnigen Böden. Außerdem ist bei feinkörnigen Böden aufgrund des geringeren Porendurchmessers ein kapillarer Anschluss an Wasser führende ungefrorene Bodenbereiche möglich, so dass zusätzliches Wasser verfügbar ist.

Grobkörnige Böden wie Sande und Kiese, deren Feinkornanteil kleiner als 5 % ist, zeigen aufgrund weitgehend fehlender Wassertransportmöglichkeit nur geringe Neigung zur Frosthebung. Der Gefriervorgang beschränkt sich bei diesen Böden, infolge fehlenden kapillaren Anschlusses an Wasser führende Horizonte, auf ein gleichmäßiges Gefrieren des in situ vorhandenen Bodenwassers. Die geringen zu erwartenden Frosthebungen laufen zudem langsam ab und es können sich keine hohen Hebedrücke ausbilden (Voigt 1994; Floss 1997).

Die Beurteilung des Grades der Frostempfindlichkeit allein anhand der Korngrößenverteilung des Bodens kann jedoch zu Fehlinterpretationen führen, da neben den granulometrischen Merkmalen (spezifische Oberfläche bzw. Korngröße, Porenradius, etc.) auch andere Bodeneigenschaften von Bedeutung sind. Dazu zählen unter anderem die Durchlässigkeit, die Kapillarität sowie insbesondere die tonmineralogischen Eigenschaften (Oberflächenladung) und damit der Anteil an Tonkorn im Boden (Brandl 1976).

Um die stofflich bedingten Einflüsse des Bodens zu berücksichtigen, erfolgt beispielsweise die Beurteilung des Grades der Frostempfindlichkeit nach ZTVE-StB 94 nicht ausschließlich auf der Grundlage des Anteils an einer bestimmten Kornfraktion, sondern auch unter Berücksichtigung der plastischen Eigenschaften. Man erhofft sich dadurch eine zumindest qualitative Berücksichtigung der mineral-chemischen Eigenschaften sowie der Unterschiede in Durchlässigkeit und Kapillarität.

Tonminerale neigen umso mehr zur Frosthebung, je schwächer die Wassermoleküle an der Mineraloberfläche gebunden sind. Aus diesem Grund werden beispielsweise Tonminerale aus der Smectitgruppe wie z.B. Montmorillonit (dicke Hydrathülle mit nur wenig beweglichen Wassermolekülen) als nur gering bis mittel frostempfindlich eingestuft, wohingegen beispielsweise Kaolinit, bei dem die Wassermoleküle aufgrund geringerer Oberflächenladung wesentlich schwächer gebunden sind, als sehr frostempfindlich gelten (Floss 1997). Bei Böden mit geringer Durchlässigkeit ist aufgrund der geringen Fließgeschwindigkeit des Wassers nur eine langsame Wasseranreicherung und damit – aufgrund schnellerer Durchfrostung des Bodens – eine geringe Volumenzunahme zu erwarten.

Die Berücksichtigung des Einflusses der Tonmineralogie über die plastischen Eigenschaften des Bodens ist dabei jedoch zumindest als problematisch zu bewerten, da hierdurch Fehlinterpretationen möglich sind. So würde beispielsweise ein ausgeprägt plastischer Kaolin-Ton (TA), von dem bekannt ist, dass er sehr frostempfindlich ist (Floss 1997), nach ZTVE-StB 94 als nur gering bis mittel frostempfindlich eingestuft werden.

Die Fülle der Einflussfaktoren sowie die Heterogenität und Anisotropie des natürlichen Bodens erschweren die Angabe eines einfachen allgemeingültigen Kriteriums zur Bestimmung der Frostempfindlichkeit.

Der Begriff „frostempfindlich“ ist, wie gezeigt wurde, mit den Phänomenen der Frosthebung, Hebegeschwindigkeit und des Hebedrucks verknüpft. Die Probleme im Zusammenhang mit der Bodenfrostung gehen jedoch über diese Phänomene, die sich während der Frostphase abspielen, hinaus. Denn durch die Frostung des Bodens können auch dessen bodenmechanische Eigenschaften (Gefügestruktur, Festigkeit, Formänderungseigenschaften, Wasserdurchlässigkeit, usw.) im wieder aufgetauten Zustand nachhaltig beeinflusst werden. So werden beispielsweise mineralische Deponiedichtungen in der Regel durch Frosteinwirkung unbrauchbar, da hierdurch die Wasserdurchlässigkeit dauerhaft erhöht wird (Schababerle 1989; Ludwig 1993, Voigt 1994). Durch die Frostung der Tondichtung in der Böschung von Wasserstraßen kommt es neben der Erhöhung der Wasserdurchlässigkeit zu einer Verminderung der Scher-

festigkeit, was zu Standsicherheitsproblem führen kann (Zhang und Kushwaha 1998; Unold 2004). Nach dem Auftauen gefroreter Böden können zusätzliche Setzungen auftreten (Tausetzungen), die zu Schäden an Gebäuden führen können (z.B. Everett 1961; Williams 1999; Davis 2000).

Es ist also erforderlich, bei der Beurteilung der Frostempfindlichkeit auch die Veränderungen der Eigenschaften des Bodens im wieder aufgetauten Zustand zu berücksichtigen. Hierbei hat sich gezeigt, dass ausgeprägt plastische Tone besonders stark durch Frostung in ihren Eigenschaften verändert werden (z.B. Chamberlain, 1981; Konrad 2000, Unold 2004). Es handelt sich also nicht um die Gruppe von Böden, für die unter ansonsten gleichen Randbedingungen (Wasserverfügbarkeit, Temperaturgradient, etc.) beispielsweise die größte Frosthebung zu erwarten ist.

Die Frage, welche Böden als frostempfindlich einzustufen sind, macht es erforderlich, die Prozesse während der Frosteindringung (z.B. Frosthebung, Hebedruck, usw.) sowie die Auswirkungen der Bodenfrostung nach dem Wiederauftauen (z.B. Tausetzung, Veränderungen von Durchlässigkeit, usw.) im Zusammenhang zu betrachten, da sie ursächlich miteinander verknüpft sind. Ausgehend von den sichtbaren und messbaren Auswirkungen der Bodenfrostung (während und nach der Frostphase) sind es daher die feinkörnigen und gemischtkörnige Böden (mit entsprechend hohem Feinkornanteil), also Böden, deren Eigenschaften maßgeblich durch ihren Schluff- und Tonkornanteil bestimmt werden und daher plastische Eigenschaften aufweisen, die hinsichtlich einer näheren Untersuchung der während der Frostung ablaufenden Prozesse interessant sind.

#### **3.4. Gefriermechanismus bindiger, wassergesättigter Böden unter eindimensionalen Bedingungen**

Bei der Beschreibung des Gefriermechanismus wird für die betrachtete Bodenschicht vereinfachend davon ausgegangen, dass zu Beginn die Temperatur im Boden annähernd gleichmäßig oberhalb von 0 °C liegt. Die Temperatur des Bodens wird ausschließlich durch die Oberflächentemperatur beeinflusst. Die Frostung des Bodens erfolgt durch eine plötzliche Verminderung der Oberflächentemperatur deutlich unter 0 °C (Gilpin 1978; Konrad und Morgenstern 1980; Sheng und Knutsson 1993; Voigt 1994; Landanyi und Shen 1989; Miyata 1997; Nakano 1997; Frolov 2003, u.a.).

Aufgrund der Verminderung der Oberflächentemperatur setzt im Boden ein instationärer Wärmetransport von der wärmeren zur kälteren Seite ein (Abb. 3.1). Die Verminderung der Bodentemperatur führt zur Phasenumwandlung des Bodenwassers. Dieses besitzt jedoch keine einheitliche Gefriertemperatur. Die Gefriertemperatur des Wassers hängt von dessen Freier Enthalpie ab. Diese ist für freies Porenwasser mit knapp unter 0 °C am größten und sinkt mit zunehmendem Grad der Bindung sowie mit zunehmender Ionenkonzentration (Farouki 1986). Daher gefriert zunächst das freie Wasser der größeren Poren, welches nicht bzw. nur gering durch Oberflächenkräfte beeinflusst wird. Erst mit weiter fallender Temperatur gefrieren dann

auch zunehmend Anteile des gebundenen Wassers. Teile des gebundenen Wassers bleiben jedoch auch bei Temperaturen weit unter 0 °C im flüssigen Aggregatzustand, da aufgrund ihrer starken Bindung an der Partikeloberfläche ihre Freie Enthalpie geringer ist als die des Eises (Bouyoucous und McCool 1916).

Das flüssige Wasser in unmittelbarer Umgebung des Eises – bei eindimensionaler Betrachtung also das Wasser in der Ebene der Phasenumwandlung – besitzt geringere Freie Enthalpie und damit eine geringere Energiedichte als das freie Wasser in weiter entfernten, von der Eisoberfläche unbeeinflussten, ungefrorenen Bodenbereichen. Da die Energiedichte des Wassers gleichbedeutend mit dessen Potentialniveau ist, bedeutet dies die Ausbildung eines Potentialunterschiedes (Druckunterschiedes) zwischen dem flüssigen Wasser in der Ebene der Phasenumwandlung und dem freien Wasser der ungefrorenen Bodenbereiche (Edlefsen und Anderson 1943). Aufgrund des Potentialunterschiedes stellt sich eine Masseströmung in Richtung des Temperaturgefälles ein, bei dem sich Wasser aus ungefrorenen Bodenbereichen zur Ebene der Phasenumwandlung bewegt. Die dabei auf das Bodenwasser infolge des Potentialunterschiedes wirkende Saugspannung wird als Gefriersog bezeichnet.

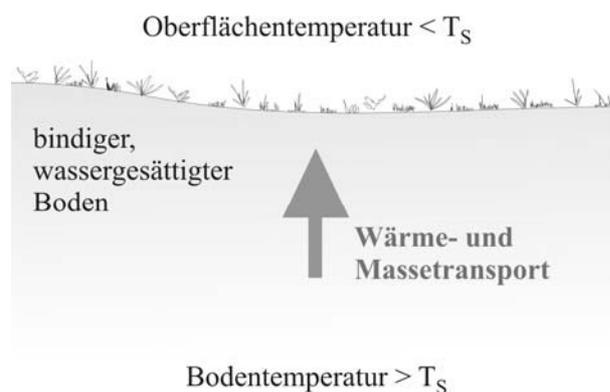


Abb. 3.1: *Eindimensionale Bedingungen bei der Bodenfrostdringung: Richtung des Wärme- und Massetransportes von unten nach oben bei Frosteindringung von oben nach unten;  $T_S$  = Gefriertemperatur des Bodenwassers*

Der Temperaturgradient ist zunächst sehr steil und wird erst mit zunehmender Abkühlung des Bodens flacher. Dadurch ist die Rate der Frosteindringung zunächst relativ hoch und es bilden sich nur mikroskopisch kleine Eiskristalle aus dem in situ vorhandenen Bodenwasser, d.h. trotz des vorhandenen Gefriersoges bleibt dem Bodenwasser, infolge der geringen Wasserdurchlässigkeit der bindigen Böden, nicht ausreichend Zeit, zur Ebene der Phasenumwandlung zu strömen (Konrad und Morgenstern 1980).

Die Eiskristalle wachsen in Richtung des Wärmeflusses bzw. des geringsten Widerstandes. Dies ist für die in Abb. 3.1 dargestellten eindimensionalen Bedingungen in Richtung Oberfläche. Die sich dabei einstellende Hebung der Geländeoberfläche wird als Frosthebung bezeichnet. Die Volumenzunahme aus der Phasenumwandlung des in situ vorhandenen Bodenwassers ist jedoch gering und trägt nur zu einem kleinen Teil zur Gesamtfrosthebung frostempfindlicher Böden bei (Williams und Smith 1989).

Mit zunehmender Frosttiefe wird der Temperaturgradient flacher, d.h. die Geschwindigkeit der Temperaturänderung im Boden nimmt ab, da sich bei gleich bleibender Oberflächentemperatur die Bodentemperatur stetig vermindert. Dadurch steht dem Bodenwasser unter dem Einfluss des Gefriersoges mehr Zeit zur Verfügung, um zur Frostzone zu strömen und die Menge des in der Ebene der Phasenumwandlung akkumulierenden Wassers, welches dort die Phase wechselt, nimmt zu. Es bilden sich so größere zusammenhängende Eiskristalle, die so genannten Eislinnen, deren Längsachse (c-Achse, vergleiche Abb. 2.7, Abschnitt 2.3.3.2) in Richtung des Wärme- und Massetransportes orientiert ist (Penner 1961).

Bei der Phasenumwandlung des Wassers wird Wärmeenergie, die Latente Umwandlungswärme oder Schmelzenthalpie, frei (Atkins 2001; Wedler 1997). Wenn in einer Ebene (Ebene des Eislinnenwachstums = Unterseite einer Eislinne = Quelle des Gefriersoges) eine ausreichende Menge an Wasser gefriert, kann an dieser Stelle eine weitere Verminderung der Temperatur durch diese frei werdende Umwandlungswärme verhindert werden. Es stellt sich ein quasi-stationärer Zustand ein, während dessen stetig Wasser aus ungefrorenen Bodenbereichen entlang des Potentialgefälles zur Unterseite der wachsenden Eislinne strömt, dort gefriert und damit zum Wachstum der Eislinne beiträgt (Martin 1959; Miller 1972; Gilpin 1980; Loch und Kay 1978). Die Volumenzunahme aus der Phasenumwandlung dieses zusätzlichen Wassers macht den überwiegenden Anteil der Frosthebung frostempfindlicher Böden aus (Williams und Smith 1989; Konrad und Morgenstern 1980). Der Gefriersog, dessen Ursache die Verminderung der Energiedichte (Potentialniveau) des flüssigen Wassers auf der Unterseite der wachsenden Eislinne ist, wirkt jedoch gleichzeitig auch wie eine zusätzliche Auflast. Hierbei werden die Bodenbereiche unterhalb der wachsenden Eislinne durch den hier herrschenden Porenwasserunterdruck (Gefriersog) komprimiert (Vähäaho et al. 1989).

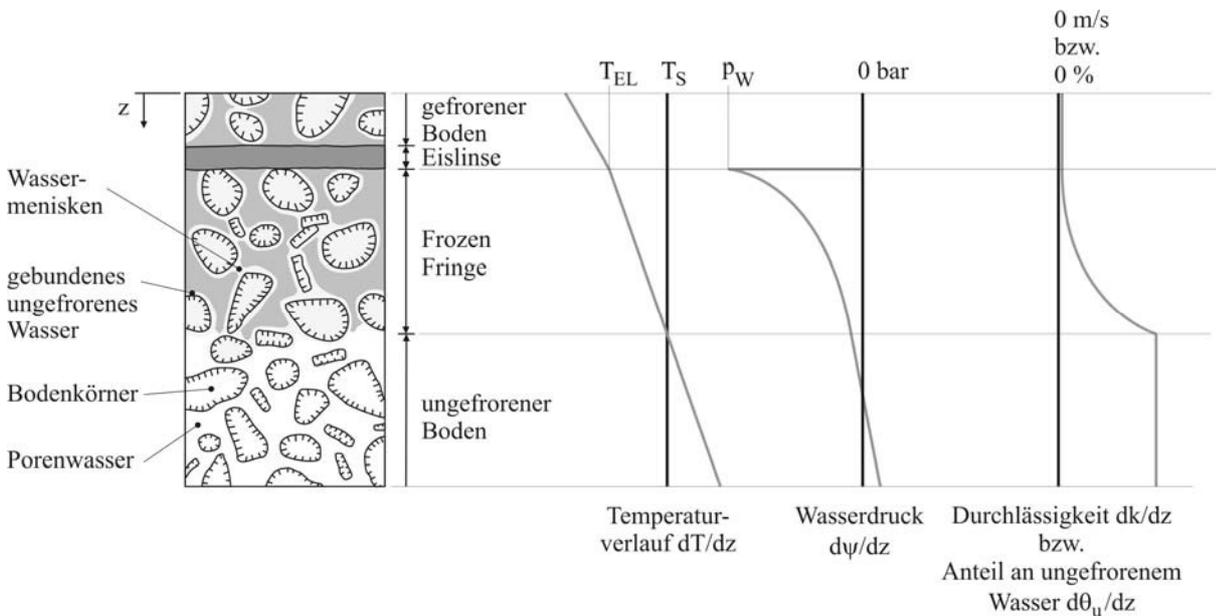


Abb. 3.2: Temperaturverlauf, Wasserdruck, Wasserdurchlässigkeit und Anteil des ungefrorenen Wassers im Frozen Fringe unterhalb einer wachsenden Eislinne (modifiziert nach Konrad und Morgenstern 1980)

Da das Eis der wachsenden Eislinse mit dem gebundenen Bodenwasser im Gleichgewicht steht und die Gefriertemperatur des gebundenen Wassers geringer ist als die des freien Wassers, kann die Temperatur auf der Unterseite der Eislinse (= Ebene des Eislinnenwachstums)  $T_{EL}$  deutlich geringer sein als die Gefriertemperatur von freiem Porenwasser  $T_S$  (= höchste Temperatur, bei der es im Boden zum Phasenwechsel des Wassers kommt). Im Boden unterhalb der wachsenden Eislinse ist daher das Porenwasser bereits teilweise gefroren. Dies bedeutet, dass die Ebene der Bildung einer Eislinse nicht die Isotherme der Gefriertemperatur des freien Wassers ist (Dirksen 1964; Hoekstra 1966). Der Bereich zwischen der Unterseite der wachsenden Eislinse bis zum vollständig ungefrorenen Boden in Abb. 3.2 wird dabei als Frozen Fringe bezeichnet (Miller 1972).

Der Anteil des gefrorenen Wassers  $\theta_u$  im Frozen Fringe ergibt sich entsprechend der Größe der Freien Enthalpie des Wassers als Funktion der Temperatur. Er ist auf der Unterseite der wachsenden Eislinse maximal und nimmt in Richtung des ungefrorenen Bodens ab. Da mit der Zunahme des Anteils des gefrorenen Wassers im Boden dessen Wasserdurchlässigkeit abnimmt, ist damit auch die Wasserdurchlässigkeit  $k$  des Frozen Fringe temperaturabhängig und verändert sich exponentiell über dessen Höhe (Abb. 3.2; Anderson und Tice 1973; Burt und Williams 1976; Johansen 1977).

Obgleich sich während des quasi-stationären Zustandes die Temperatur auf der Unterseite der wachsenden Eislinse nahezu nicht ändert, nimmt die Temperatur unterhalb der Eislinse im Frozen Fringe sowie im darunter liegenden ungefrorenen Boden weiter ab. Die Dicke des Frozen Fringe, also der Bereich des Bodens unterhalb der Eislinse, in dem das Bodenwasser bereits teilweise gefroren ist, nimmt dadurch zu. Dies führt zu einer stetigen Verminderung der Wasserdurchlässigkeit, die eine Funktion des temperaturabhängigen Anteils an gefrorenem Wasser ist. Dadurch und aufgrund stetiger Entwässerungen der ungefrorenen Bodenbereiche, nimmt die Menge des auf der Unterseite der Eislinse infolge des Gefriersoges pro Zeiteinheit anströmenden Wassers, welches dort die Phase wechselt, ab. Damit wird auch die Menge an frei werdender Umwandlungsenergie geringer, wodurch schließlich der quasi-stationäre Zustand aufgehoben wird und das Eislinnenwachstum zum Erliegen kommt.

Die Temperatur im Boden vermindert sich nun wieder schneller. Da der Bereich unterhalb der Eislinse bereits entwässert ist, wird hier nur noch wenig Umwandlungswärme frei, die nicht ausreicht, um die Temperaturverminderung nachhaltig zu beeinflussen. Außerdem hat der Wasserentzug zu einer Erhöhung der Temperaturleitfähigkeit geführt, da flüssiges Wasser eine geringere Wärmeleitfähigkeit und eine weit größere Wärmekapazität als die Feststoffpartikel des Bodens besitzt. Erst wenn in größerer Tiefe wieder ausreichend Wasser gefriert und damit größere Mengen an Umwandlungswärme frei werden, kann sich erneut ein quasi-stationärer Zustand einstellen. Dieses Wechselspiel aus Eislinnenwachstum und schneller Frosteindringung wird als rhythmische Eislinnenbildung bezeichnet (Martin 1959).

Da der Temperaturgradient mit zunehmender Frosttiefe immer flacher wird, nimmt auch der Einflussbereich der wachsenden Eislinse zu. Es ist ein geringeres Maß an Umwandlungswärme zur Erreichung einer thermisch stabilen Ebene erforderlich, und das Wasser hat dadurch

mehr Zeit, zur Ebene der Phasenumwandlung zu strömen. Die zunehmende Dicke der Eislinse bedeutet jedoch auch, dass ein stetig größer werdender Bereich unterhalb der wachsenden Eislinse entwässert bzw. komprimiert wird. Hierdurch wird die Temperaturleitfähigkeit des Bodens erhöht, wodurch sich hier die Temperatur nach Aufhebung des quasi-stationären Zustandes vergleichsweise schnell ändert. Zudem kommt es zu einer Verminderung der Wasserdurchlässigkeit. Die Folge ist, dass sich in dem komprimierten Bereich in der Regel keine weitere Eislinse bilden kann. Dadurch nimmt auch der Abstand zwischen den immer dicker werdenden Eislinsen mit der Tiefe zu. Abb. 3.3 zeigt den Temperaturgradienten im gefrierenden Boden zu verschiedenen Zeiten nach Beginn der Frosteindringung. Es ist zu erkennen, dass – konstante Temperatur an der Oberfläche vorausgesetzt – der Temperaturgradient mit zunehmender Tiefe geringer wird.

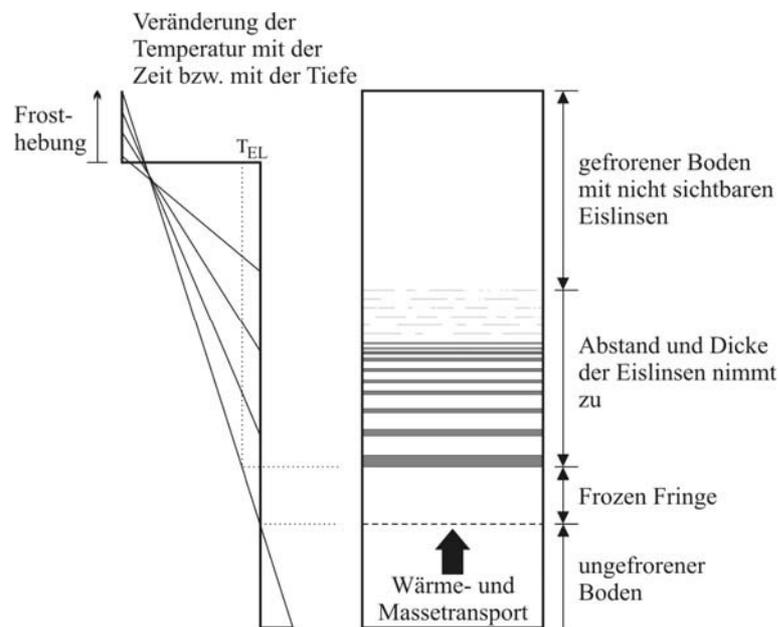


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der rhythmischen Eislinnenbildung, Zunahme von Abstand und Dicke der Eislinnen in Abhängigkeit der Tiefe sowie Temperaturgradient zu verschiedenen Zeiten (Konrad und Morgenstern 1980)

### 3.4.1. Einflussfaktoren auf die Bodenfrostung

#### 3.4.1.1. Temperaturgradient

Hohe Temperaturgradienten bewirken hohe Frosteindringgeschwindigkeiten. Dadurch ist die Ausbildung einer stabilen Ebene der Phasenumwandlung nicht möglich, und das Wasser gefriert weitestgehend in situ (Voigt 1994). Es kommt also nicht zu einer Wasseranreicherung im gefrierenden Boden infolge ausbleibender Eislinnenbildung. Nach der Phasenumwandlung des in situ-Wassers stellt sich keine weitere Frosthebung ein. Die Frosthebung ist bei hohen Temperaturgradienten im Anfangsstadium der Frostung dennoch höher als bei langsamer Frostung, da in kürzerer Zeit ein größerer Teil des Bodens und damit des Bodenwassers gefriert (Abb. 3.4).

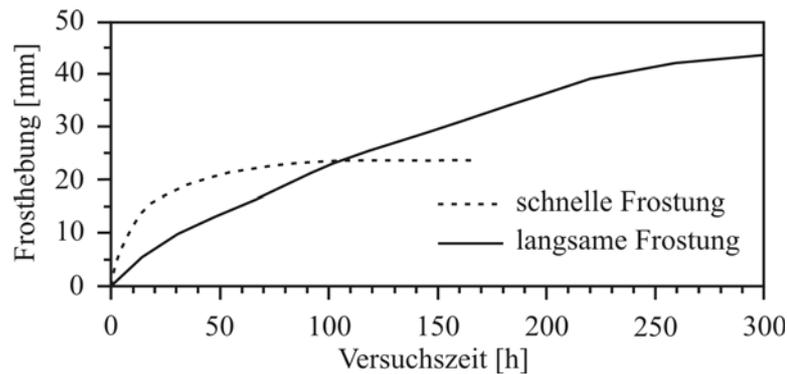


Abb. 3.4: Frosthebung in Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Frosteindringung (McCabe und Kettle 1985)

Die Temperaturverteilung im Boden, die durch den Temperaturgradienten maßgeblich beeinflusst wird, ist darüber hinaus eine wichtige Information zur Bestimmung des Anteils des gefrorenen Wassers und damit der Wasserdurchlässigkeit. Die thermischen Bedingungen bei der Bodenfröschung sind daher immer im Zusammenhang mit der Strömungsgeschwindigkeit bzw. mit der Durchflussrate des Wassers unter dem Einfluss des Gefriersoges zu sehen.

#### 3.4.1.2. Bodenart

Die Tonmineralart hat entscheidenden Einfluss auf den Gefriermechanismus, da sie die Wassertransportmöglichkeiten während der Bodenfröschung bestimmt (Floss 1997). Mineralartabhängige Partikelgröße und damit spezifische Oberfläche sowie Oberflächenladung bestimmen die Freie Enthalpie des gebundenen Wassers in Abhängigkeit der Temperatur und damit den Anteil des ungefrorenen Wassers im gefrierenden Boden.

Die Bindungsstärke des Wassers an der Mineraloberfläche wird zudem stark von der Art der Gegenionen, die an der Mineraloberfläche adsorbiert sind, beeinflusst. Tonminerale mit  $\text{Na}^+$ -Gegenionen besitzen eine relativ dicke Hydrathülle, deren Wassermoleküle stark gebunden und dadurch wenig beweglich sind (Floss 1997). Die geringe Wasserdurchlässigkeit führt dazu, dass es nicht zu einer ausgeprägten Eislinsenbildung kommt. D.h. es kommt nicht zu einer Wassergehaltszunahme durch zusätzlich anströmendes Wasser, sondern nur zu lokal begrenzten Umlagerungen des in situ vorhandenen Wassers. Dies führt zur Ausbildung entsprechend kleiner Eislinsen, die sich in geringem Abstand voneinander befinden. Es kommt bei derartigen Böden also zu einer Art Aggregation, bei der sich dünne Eislinsen mit dazwischen liegenden entwässerten und komprimierten Feststoffschichten abwechseln (Endell et al. 1939; Chuvilin und Yazynin 1988). Diese blättereartige Struktur bleibt zum Teil auch nach dem Auftauen erhalten und ist die Ursache für Wassergehaltszunahmen sowie Festigkeitsabnahmen (Unold 2004).

Wird der Hauptanteil der Gegenionen durch  $\text{Ca}^{2+}$  oder  $\text{Mg}^{2+}$  gebildet, so sind die Hydrathüllen in der Regel dünn (Floss 1997). Die Wassermoleküle sind bei derartigen Tonmineralen jedoch ebenfalls weniger stark gebunden und damit leichter beweglich. Der Wassertransport

über die Schicht des gebundenen Wassers ist daher leichter möglich und damit die Neigung zur Ausbildung dickerer Eislinen ausgeprägter als bei  $\text{Na}^+$ -Ionen.

Sind auf der Mineraloberfläche  $\text{K}^+$ - und  $\text{Fe}^{2+}$ -Ionen absorbiert, ist die Dicke der gebundenen Wasserschicht noch dünner und die Wassermoleküle sind noch schwächer gebunden als bei  $\text{Ca}^{2+}$ - oder  $\text{Mg}^{2+}$ -Ionen. Auch bei derartigen Böden ist daher mit ausgeprägter Eislinenbildung zu rechnen (Floss 1997).

Das Tonminerale Illit, dessen Gegenionen durch  $\text{K}^+$ -Ionen gebildet werden, sowie Kaolinit, welches nur über geringe Oberflächenladung verfügt, lassen wegen ihrer dünnen, wenig fest gebundenen Hydrathüllen große Wasserbewegungen zu und zeigen damit die ausgeprägteste Neigung zur Eislinenbildung unter den Tonmineralen (Endell et al. 1939; Jessberger 1971; Czurda und Schababerle 1990; Ludwig 1993).

Schluffe besitzen ebenfalls nur geringe Oberflächenladung, so dass auch hier die Wassermoleküle nur schwach an der Partikeloberfläche gebunden und damit relativ beweglich sind. Ihre im Vergleich zu den Tonmineralen hohe Wasserdurchlässigkeit bewirkt auch bei höheren Temperaturgradienten die Ausbildung dickerer Eislinen (Floss 1997).

#### 3.4.1.3. Wasserverfügbarkeit

Damit es überhaupt zu einer Anreicherung des Wassergehaltes im Rahmen der Eislinenbildung kommen kann, muss der gefrierende Boden kapillaren Anschluss an Wasser führende Schichten bzw. das Grundwasser haben (offenes System). Ist ein derartiger Anschluss nicht gegeben, kommt es nur zur Phasenumwandlung des in situ vorhandenen Wassers. Die daraus resultierende Eislinenbildung und Frosthebung sind in der Regel gering (Voigt 1994).

Die Frage der Wasserverfügbarkeit muss jedoch stets im Zusammenhang mit dem Transportweg über das gebundene Wasser der Bodenpartikel gesehen werden. Der Anteil des ungefrorenen Wassers und damit die Durchlässigkeit des gefrierenden Bodens ist dabei eine Funktion der Temperatur.

#### 3.4.1.4. Auflast

Die Verminderung der Gefriertemperatur des Wassers mit zunehmender Auflast ist mit nur 0,0073 K/bar für ingenieurtechnische Fragen in der Regel vernachlässigbar gering. Zudem sind für den Spannungsbereich, für den sich deutliche Beeinflussungen ergeben würden, Konsolidierungseffekte zu erwarten, so dass sich derart hohe Porenwasserspannungen, sollten sie auftreten, sehr schnell wieder abbauen.

Eine Erhöhung der Auflast auf den Boden wirkt der Eislinenbildung entgegen, d.h. mit zunehmender Auflast werden die Eislinen dünner und ihr Abstand untereinander verringert sich

(Kujala und Laurinen 1989; Benson und Othman 1993). Die Ursache hierfür wird unter anderem darauf zurückgeführt, dass durch die höhere Auflast die Wasserdurchlässigkeit im Frozen Fringe herabgesetzt wird (Konrad und Morgenstern 1982). Außerdem kommt es infolge der Verminderung des Wassergehaltes zu einer Erhöhung der Temperaturleitfähigkeit, was der Ausbildung eines quasi-stationären Zustandes (Eislinsenwachstum) entgegenwirkt.

Auch der Gefriersog wird unter sonst gleichen Bedingungen mit zunehmender Auflast geringer (Penner 1958). Für dieses Phänomen gibt es bisher noch keine physikalisch begründete Erklärung.

Höhere Auflasten auf dem gefrierenden bzw. tauenden Boden bewirken ebenfalls, dass nach dem Auftauen des Bodens die durch Eislinsen entstandenen Trennflächen, durch die die Wasserdurchlässigkeit des Bodens erhöht und dessen Scherfestigkeit vermindert wird, wieder zusammengedrückt werden (Benson und Othman 1993; Unold 2004).

#### 3.4.2. Wärme- und Massetransport bei der Bodenfrostdung

Im ungefrorenen Boden hängt die Rate des Wassertransportes vom hydraulischen Gradienten und der Wasserdurchlässigkeit ab. Die pro Zeiteinheit durch die Querschnittsfläche  $A$  strömende Wassermenge berechnet sich nach dem Gesetz von Darcy:

$$q = k A \frac{\Delta h_w}{\Delta z} \quad \text{Gl. 3.2}$$

In Gl. 3.2 bezeichnet  $q$  den Abfluss in  $[\text{m}^3/\text{s}]$ ,  $k$  den Durchlässigkeitsbeiwert in  $[\text{m/s}]$ ,  $A$  die Querschnittsfläche in  $[\text{m}^2]$ ,  $\Delta h_w/\Delta z$  den hydraulischen Gradienten in  $[\text{m/m}]$ ,  $\Delta h_w$  die hydrostatische Druckdifferenz in  $[\text{m}]$  und  $\Delta z$  die durchsickerte Strecke in  $[\text{m}]$ .

Im gefrierenden Boden bewirkt die Verminderung des Potentialniveaus des flüssigen Wassers in der Nähe der Eisoberfläche eine Wasserbewegung aus den ungefrorenen Bodenbereichen entlang des Temperaturgradienten zur Ebene der Phasenumwandlung. Mit fallender Temperatur nimmt jedoch der Anteil an ungefrorenem Wasser und damit die Wasserdurchlässigkeit des Bodens ab, was zu einem Potentialabbau führt. Die Wasserbewegung im gefrierenden Boden hängt damit nicht nur von den hydrologischen Verhältnissen, sondern auch von den thermischen Bedingungen ab. Die mathematische Beschreibung des Gefriermechanismus erfordert daher die Kopplung von Wärme- und Massetransport (Harlan 1973; Williams und Smith 1989; Gilpin 1980; Konrad und Morgenstern 1980; Sheng und Knutsson 1993; He und Chen 2000; Gorelik 2000, u.a.). Hierbei ist die treibende Kraft des Massetransportes der Gefriersog.

Die Wärmetransportgleichung im Boden ergibt nach Williams und Smith (1989) zu:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + c_{V,W} q \frac{\partial T}{\partial z} + \rho_E L \frac{\partial \theta_E}{\partial t} = c_{V,B} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Gl. 3.3}$$

In Gl. 3.3 ist  $z$  die Laufkoordinate in Richtung des Temperaturgradienten in [m],  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit [W/(m · K)],  $q$  der bezogene Abfluss in [m<sup>3</sup>/(m<sup>2</sup> s)],  $c_{V,W}$  die volumetrische Wärmekapazität des Wassers in [J/(m<sup>3</sup> K)],  $\rho_E$  die Dichte von Eis in [kg/m<sup>3</sup>],  $L$  die Schmelzenthalpie in [J/kg],  $\theta_E$  der Volumenanteil des gefrorenen Wassers in [-],  $t$  die Zeit in [s] und  $c_{V,B}$  die volumetrische Wärmekapazität des Bodens in [J/(m<sup>3</sup> K)].

Auf der linken Seite von Gl. 3.3 beschreibt der erste Term die Temperaturänderung durch Wärmeleitung entlang eines Temperaturgradienten, der zweite Term den konvektiven Wärmetransport im Zusammenhang mit der Strömung des Bodenwassers zur Ebene der Phasenumwandlung und der dritte Term die durch Phasenumwandlung frei werdende Wärmeenergie als innere Wärmequelle.

Die Größe des Wärmetransportes durch Konvektion ist bei der Bodenfrostdung aufgrund der langsamen Fließgeschwindigkeit des Bodenwassers sehr gering und beträgt nur etwa 0,1 – 1 % des Wärmetransportes durch Wärmeleitung (Taylor und Luthin 1978). Aus diesem Grund wird der konvektive Wärmetransport bei der Beschreibung der Frosteindringung in den Boden vernachlässigt (Williams und Smith 1989). Gleichung Gl. 3.3 vereinfacht sich dadurch zu:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \rho_E L \frac{\partial \theta_E}{\partial t} = c_{V,B} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Gl. 3.4}$$

Der Massetransport, also die Veränderung des Wassergehaltes mit der Zeit, ergibt sich aus dem Gesetz von Darcy:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial h_W}{\partial z} \right) = \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial \theta_u}{\partial t} + \frac{\rho_E}{\rho_W} \frac{\partial \theta_E}{\partial t} \quad \text{Gl. 3.5}$$

In Gl. 3.5 steht  $z$  für die Laufkoordinate in Richtung des Massetransportes in [m],  $k$  den Durchlässigkeitsbeiwert in [m/s],  $\Delta h_W / \Delta z$  den hydraulischen Gradienten in [m/m],  $\theta$  den volumetrischen Gesamtwassergehalt,  $\theta_u$  den volumetrischen Gehalt ungefrorenen Wassers,  $\theta_E$  den volumetrischen Gehalt gefrorenen Wassers,  $\rho_E$  die Dichte von Eis in [kg/m<sup>3</sup>],  $\rho_W$  die Dichte von ungefrorenem Wasser in [kg/m<sup>3</sup>] und  $t$  für die Zeit in [s].

Der Anteil des ungefrorenen Wassers im gefrierenden Boden ist eine Funktion der Temperatur, so dass geschrieben werden kann:

$$\frac{\partial \theta_u}{\partial t} = \frac{\partial \theta_u}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Gl. 3.6}$$

Durch Einsetzen in Gl. 3.5 ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial h_W}{\partial z} \right) = \frac{\partial \theta_u}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\rho_E}{\rho_W} \frac{\partial \theta_E}{\partial t} \quad \text{Gl. 3.7}$$

Durch Auflösen der Gleichungen Gl. 3.4 und Gl. 3.7 nach  $(\rho_i \partial \theta_i / \partial t)$  und anschließendes Gleichsetzen erhält man:

$$\frac{1}{L} \left[ c_{V,B} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] = \rho_W \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial h_W}{\partial z} \right) - \frac{\partial \theta_u}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \right] \quad \text{Gl. 3.8}$$

Nach Umformung ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \rho_W L \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial h_W}{\partial z} \right) = \left( c_{V,B} + \rho_W L \frac{\partial \theta_u}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Gl. 3.9}$$

Der Term  $c_{V,B} + \rho_W L (\partial \theta_u / \partial T)$  in Gl. 3.8 ist dabei die wirksame Wärmekapazität  $c'_{V,B}$  nach Gl. 3.1, deren Wert durch die während der Phasenumwandlung frei werdende Umwandlungswärme maßgeblich beeinflusst wird. Durch Einsetzen der wirksamen Wärmekapazität in Gl. 3.8 ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \rho_W L \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial h_W}{\partial z} \right) = c'_{V,B} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Gl. 3.10}$$

Für den Fall, dass die Geschwindigkeit der Frosteindringung so groß bzw. die Wasserdurchlässigkeit des gefrierenden Bodens so gering ist, dass der Massetransport (Bewegung des Wassers) vernachlässigt werden kann, vereinfacht sich Gl. 3.10 auf den Vorgang der instationären Wärmeleitung nach Gl. 2.7. Der zweite Term auf der linken Seite von Gl. 3.10 beschreibt die durch das Gefrieren des zusätzlich zur Ebene der Phasenumwandlung strömenden Wassers frei werdende latente Umwandlungswärme. Der Term auf der rechten Seite ist die latente Umwandlungswärme, die bei der Phasenumwandlung des in situ Wassers frei wird.

Innerhalb des Frozen Fringe sinkt mit abnehmender Temperatur der Anteil des ungefrorenen Wassers und damit die Wasserdurchlässigkeit. Dadurch wird die Menge des pro Zeiteinheit zur Ebene der Phasenumwandlung strömenden Wassers geringer. Ab einer bestimmten Temperatur ist die Wasserdurchlässigkeit und damit die Strömungsgeschwindigkeit so gering, dass sich das Wasser in der Ebene dieser Isotherme sammelt und dort die Phase wechselt.

Während des Wachstums einer Eislinse wird Umwandlungswärme frei gesetzt, die einer weiteren Abkühlung entgegenwirkt. Diese führt zur Ausbildung eines Gleichgewichtszustandes in der Ebene der Phasenumwandlung:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda_f \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)_f - \lambda_u \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)_u \quad \text{Gl. 3.11}$$

In Gl. 3.11 bezeichnet  $\lambda_f$  die Wärmeleitfähigkeit des gefrorenen und  $\lambda_u$  die Wärmeleitfähigkeit des ungefrorenen Bodens.

Durch Einsetzen von Gl. 3.11 in Gl. 3.10 erhält man:

$$\lambda_f \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)_f - \lambda_u \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = c_{V,B} \frac{\partial T}{\partial t} - \rho_W L \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial h_W}{\partial z} \right) \quad \text{Gl. 3.12}$$

Gl. 3.12 beschreibt damit das Gleichgewicht zwischen Wärmeableitung von der Ebene der Phasenumwandlung (linke Seite von Gl. 3.12) und der latenten Umwandlungswärme, die beim Gefrieren des Bodenwassers frei wird. Dabei beschreibt der erste Term auf der rechten Seite von Gl. 3.12 die Umwandlungswärme, die bei der Phasenumwandlung des in situ Wasser frei wird. Der zweite Term auf der rechten Seite ist die Umwandlungswärme, die beim Gefrieren des zusätzlich anströmenden Wassers frei wird. Mit abnehmender Temperatur verringert sich auch die Menge des zusätzlich anströmenden Wassers und damit die frei werdende Umwandlungswärme. Übersteigt bei einer bestimmten Temperatur die Wärmeableitung die frei werdende latente Umwandlungswärme des zusätzlich anströmenden Wassers, ist die quasi-stationäre Phase des Eislinsewachstums aufgehoben und es kommt zur Gefrierung des in situ Wassers. Die Temperatur unterhalb der Eislinse verringert sich nun wieder mit größerer Geschwindigkeit gemäß der instationären Wärmeleitung, bis in größere Tiefe wieder ausreichend Umwandlungswärme durch gefrierendes Wasser frei wird, wodurch sich erneut ein quasi-stationärer Zustand einstellt und sich eine neue Eislinse bilden kann.

### 3.4.3. Gefriersog

Der hydrostatische Druckdruckunterschied  $\Delta h_W$  in Gl. 3.5, Gl. 3.7, Gl. 3.8, Gl. 3.10 und Gl. 3.12 ist die Ursache für den Transport des Wassers im Boden während der Frostung. Dieser Druckdruckunterschied ist nach Williams und Smith (1989) der Potentialunterschied zwischen dem flüssigen Wasser in der Ebene der Phasenumwandlung und dem freien Wasser der ungefrorenen Bodenbereiche. Die sich aus dem Potentialunterschied ergebende Saugspannung im Porenwasser ist der Gefriersog (vergl. Abschnitt 3.4).

Das Auftreten des Gefriersoges bei der Frostung wassergesättigter poröser Medien ist experimentell durch direkte Messungen nachgewiesen. Biermans et al. (1978) bestimmten die Spiegelsenkung in einem Standrohr, welches über einen kapillaren Glasfilter mit einem wachsenden Eiskristall in Verbindung stand. Der Glasfilter kann hierbei als idealisiertes Bodenelement aufgefasst werden, bei dem die Porenkanäle gerade und zueinander parallel verlaufen und den gleichen Durchmesser aufweisen. Der Gefriersog entspricht bei dieser Versuchsanordnung genau der Standrohrspiegelabnahme. Auf diese Weise konnte der Zusammenhang zwischen Gefriersog und Temperatur experimentell bestimmt werden. Mit Hilfe ähnlicher Versuche, bei denen statt Glasfiltern Kapillarrohre verwendet wurden, konnten ebenfalls temperaturabhängige Standrohrspiegeländerungen gemessen werden, die ursächlich auf den Gefriersog zurückgeführt wurden (Vignes und Dijkema 1974).

Durch direkte Messungen der Saugspannung mit Hilfe von Porenwasserdruckaufnehmern bei der Frostung von Quarz-Mehl konnte ein Zusammenhang zwischen der Auflast auf die Probe und dem Gefriersog nachgewiesen werden (Penner 1958). Danach führt eine Erhöhung der Auflast – unter ansonsten gleichen Randbedingungen – zu einer Reduzierung des Gefriersoges.

Schababerle (1989) konnte mit Hilfe von Tensiometern den Porenwasserdruck unterhalb von wachsenden Eiskristallen bzw. Eislinsen messen. Hierbei auftretende Unterschiede in der Höhe des Gefriersoges wurden auf den Einfluss der Bodeneigenschaften zurückgeführt.

Die experimentelle Bestimmung des Gefriersoges ist grundsätzlich schwierig, da die direkte Messung von Saugspannungen des Wassers nur bis zu einer Grenze von ca. -0,9 bar mit Hilfe der verfügbaren Messtechnik möglich ist. Es herrscht jedoch ein weitgehender Konsens darüber, dass im Boden infolge Frosteinwirkung Porenwasserunterdrücke auftreten können, die weitaus geringer sind als -1 bar (Everett 1961; Williams 1967; Gilpin 1980; Blanchard und Fremont 1982; Dash et al. 1995; Wettlaufer 1999; u.a.). Es wurde daher versucht, mit Hilfe anderer Versuche, welche nicht auf der direkten Messung des Wasserdrucks beruhen, Rückschlüsse auf die Höhe des Gefriersoges während der Bodenfrostung zu ziehen. Hierzu zählen Versuche, bei denen die Höhe des Gefrierdrucks bzw. des Hebedrucks bei der Frostung des Bodens bei behinderter Volumendehnung bestimmt wurden. Gefrierdruck und Gefriersog wurden hierbei gleichgesetzt (Everett und Haynes, 1965; Davis 2000).

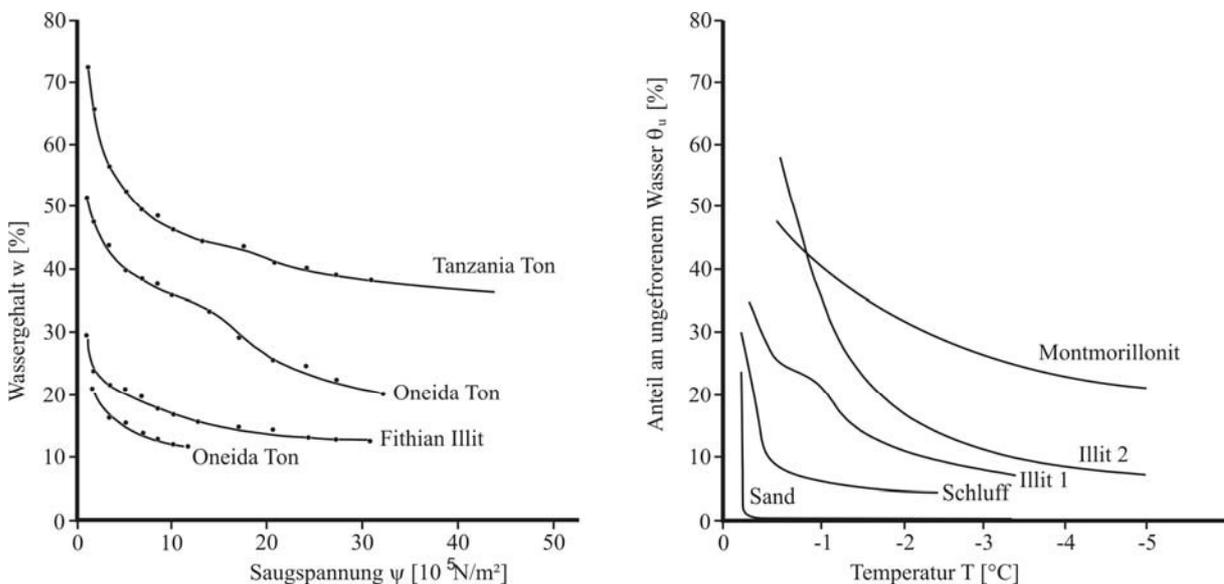


Abb. 3.5: Links: Beziehung zwischen Wassergehalt und Saugspannung (aus pF-Kurve), rechts: Anteil an ungefrorenem Wasser im gefrorenen Boden in Abhängigkeit der Temperatur (Williams und Smith 1989)

Die am häufigsten verwendete Methode zur indirekten Bestimmung des Gefriersoges beruht auf den Ergebnissen des pF-Versuchs. Beim pF-Versuch erfolgt die Bestimmung des Sättigungsgrades der Probe, aus welchem der Wassergehalt ermittelt werden kann, in Abhängigkeit der Wasserspannung. Nach Williams (1966) kann unter der Annahme, dass der saug-

spannungsabhängige Wassergehalt der Probe im pF-Versuch dem temperaturabhängigen Anteil an ungefrorenem Wasser im gefrierenden Boden entspricht, ein indirekter Zusammenhang zwischen Temperatur und Saugspannung bzw. Gefriersog hergestellt werden (Abb. 3.5).

Nach Edlefsen und Anderson (1943) ist der Gefriersog Folge der Verminderung der Freien Enthalpie des ungefrorenen Wassers im Bereich der Phasengrenzfläche (vergl. Abschnitt 2.3.5). Bezieht man die Enthalpie des Wassers nicht auf dessen Stoffmenge in Mol sondern auf sein Volumen, so ist eine Abnahme der Freien Enthalpie nichts anderes als eine Abnahme der Energiedichte des Wassers und damit eine Druckabnahme ( $1 \text{ [J/m}^3\text{]} = 1 \text{ [N/m}^2\text{]}$ ). Der Gefriersog ist damit eine Folge des Potentialunterschiedes zwischen dem ungefrorenen Wasser auf der Unterseite der wachsenden Eislinse und dem freien ungefrorenen Wasser in den ungefrorenen Bodenbereichen (vergl. Abschnitt 3.4). Mathematische Ansätze zur Beschreibung des Gefriersoges bauen daher auf den physikalischen Ursachen, die für die Verminderung der Energiedichte des Wassers in der Ebene des Phasenübergangs verantwortlich gemacht werden, auf.

Von Edlefsen und Anderson (1943) wird diese Verminderung auf die Verminderung der Energiedichte des Wassers beim Phasenübergang zurückgeführt. Ansätze zur Berechnung des Gefriersoges beruhen daher auf der Betrachtung des thermodynamischen Gleichgewichtszustandes der Wasserphasen im Übergangsbereich von flüssig zu fest.

Die Freien Enthalpien des Eises  $dG_E$  und des ungefrorenen Wassers  $dG_W$  ergeben sich nach Gl. 2.11 zu:

$$dG_E = dp_E \cdot V_E - dT \cdot S_E \quad \text{Gl. 3.13}$$

und

$$dG_W = dp_W \cdot V_W - dT \cdot S_W \quad \text{Gl. 3.14}$$

In Gl. 3.13 bezeichnet  $V_E$  das spezifische Volumen von Eis und in Gl. 3.14  $V_W$  das spezifische Volumen von ungefrorenem Wasser. Die Freie Enthalpie des Eises  $dG_E$  wird dabei im gesamten Eis als konstant angenommen (bei thermodynamischem Gleichgewicht: Freie Enthalpie des Eises = Freie Enthalpie des kältesten ungefrorenen Wassers). In der Ebene des Phasenübergangs herrscht thermodynamisches Gleichgewicht und die Freien Enthalpien des Eises und die des Wassers müssen gleich groß sein, es gilt:

$$dG_E = dG_W$$

bzw.

$$dp_E \cdot V_E - dT \cdot S_E = dp_W \cdot V_W - dT \cdot S_W \quad \text{Gl. 3.15}$$

Unter der Bedingung, dass die Druckänderung im Eis  $\Delta p_E$  genauso groß ist wie im Wasser  $\Delta p_W$  (vergleiche Abb. 2.8), und unter Verwendung der temperaturbezogenen latenten Umwandlungswärme  $L/T_0$  als Differenz zwischen der Entropie des Eises  $S_E$  und der Entropie des ungefrorenen Wassers  $S_W$  gemäß Gl. 2.16 erhält man:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{(V_W - V_E)T_0}{L} \quad \text{Gl. 3.16}$$

In Gl. 3.16 ist  $T_0 = 0 \text{ °C}$  die Gefriertemperatur von reinem ungebundenen Wasser. Die bei dieser Temperatur frei werdende latente Umwandlungswärme beträgt  $L = 334 \text{ J/g}$  (Atkins 2001).

Unter der Annahme, dass bei der eindimensionalen Frosteindringung der Druck im Eis  $p_E$  dem atmosphärischen Druck zuzüglich der Auflast entspricht und die Druckänderung im Eis durch die Zunahme der Eigenlast infolge des Wachstums der Eislinse vernachlässigt werden kann, ist die Veränderung des Eisdrucks  $dp_E = 0$ . Auf diese Weise ergibt sich aus Gl. 3.15 eine weitere Form der Clausius-Clapeyron-Gleichung (Edlefsen und Anderson 1943):

$$\frac{dp_W}{dT} = \frac{L}{T_0 V_W} \quad \text{Gl. 3.17}$$

Nach Edlefsen und Anderson (1943) beschreibt  $dp_W$  in Gl. 3.17 den Potentialunterschied zwischen Eis  $p_E$  und ungefrorenem Wasser  $p_W$  für die Temperaturdifferenz  $dT$  zwischen der Gefriertemperatur des reinen Wassers  $T_0$  und der Temperatur an der Phasengrenzfläche  $T$  auf der Unterseite der Eislinse. Der absolute Wert des Gefriersoges  $\psi = dp_W = p_E - p_W$  ergibt sich aus Gl. 3.17 zu:

$$\psi = p_E - p_W = \frac{(T_0 - T)L}{T_0 V_W} \quad \text{Gl. 3.18}$$

Nach Gl. 3.18 ist damit der Betrag des Gefriersoges ausschließlich von der Temperatur  $T$  und der latenten Umwandlungswärme  $L$  beim Phasenübergang abhängig. Für einen konstanten Wert der latenten Umwandlungswärme von  $L = 334 \text{ [J/g]}$  ergibt sich so nach Gl. 3.18, bei Temperatur unter Null, eine Vergrößerung des Gefriersoges von ungefähr  $1,1 \div 1,2 \text{ [MPa/K]}$ .

Der so beschriebene Gefriersog kann als Potentialunterschied bzw. hydrostatische Druckhöhe, welche die Ursache der Massebewegung nach Gl. 3.5, Gl. 3.7, Gl. 3.8, Gl. 3.10 und Gl. 3.12 ist, unter Verwendung der Substitution

$$\frac{\partial h_W}{\partial z} = \frac{\partial p_W}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{Gl. 3.19}$$

in Gl. 3.10 eingesetzt werden. Hierdurch ist eine Verbindung zwischen Wärme- und Masse-transport bei der Bodenfrostung möglich.

Williams (1966) führt an, dass sich die Berechnungsergebnisse nach Gl. 3.18 in etwa in der Größenordnung der Versuchsergebnisse der indirekten Bestimmung des Gefriersoges bewegen, die sich aus den Saugspannungs-Sättigungsbeziehungen mit Hilfe von pF-Versuchen ableiten lassen (Abb. 3.6).

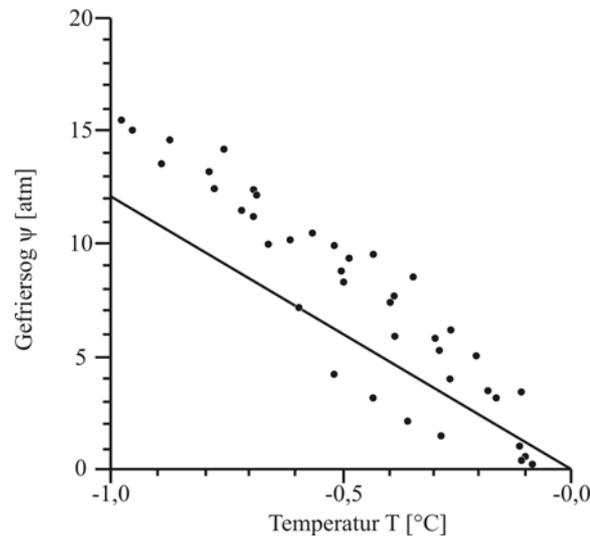


Abb. 3.6: Gefriersog in Abhängigkeit der Temperatur für  $dp_E = 0$  nach Gl. 3.18 und Messergebnisse aus der Kombination von charakteristischer Bodenfrostsungskurve und pF-Kurve (Williams und Smith 1989)

Diese Feststellung kann jedoch nicht als Beweis für die Richtigkeit des Ansatzes zur Berechnung des Gefriersoges nach Gl. 3.18 gewertet werden. Das Gleichsetzen des saugspannungsabhängigen Wassergehalts beim pF-Versuch mit dem temperaturabhängigen Anteil an ungefrorenem Wasser im Boden während der Frosteindringung entbehrt einer physikalisch begründeten Erklärung. Der Ansatz auf der Basis der Betrachtung des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers ermöglicht damit zwar eine mathematische Formulierung des Gefriersoges, erbringt jedoch keinen Beweis für seine Richtigkeit, da er nicht in der Lage ist, eine Erklärung für die physikalischen Mechanismen, die für die Entstehung des Gefriersoges verantwortlich sind, zu liefern.

Der Berechnungsansatz zur Bestimmung des Gefriersoges nach Gl. 3.18 ist insbesondere auch deshalb problematisch, weil die experimentell nachgewiesenen Einflüsse von Bodenart und Auflast auf die Höhe des Gefriersoges nicht berücksichtigt werden können. Allein schon durch die Vernachlässigung der Ionenkonzentrationen des freien Porenwassers ist es möglich, dass der Gefriersog zu hoch abgeschätzt wird, da erhöhte Ionenkonzentrationen zu einer Verminderung der Gefriertemperatur  $T_0$  führen. Schließlich wird die Temperaturabhängigkeit der latenten Umwandlungswärme  $L$  nicht berücksichtigt. Der Einfluss von  $L$  ist jedoch vergleichsweise gering und führt nur zu leichten Abweichungen.

Ogleich es bekannt ist, dass der Energiezustand des Bodenwassers und damit sein Potentialniveau auch durch andere Faktoren, wie den Bindungsgrad an der Partikeloberfläche (Bouyoucos und McCool 1916; Konrad und Samson 2000), das osmotische Potential des Kornge-

rüsts sowie der Mineralogie des Bodens (Phukan 1985) beeinflusst wird, fehlen bisher mathematische Ansätze zur Beschreibung des Gefriersoges, bei denen diese Einflussfaktoren berücksichtigt werden. Phukan (1985) weist lediglich darauf hin, dass Bewegungen des ungefrorenen Wassers in gefrorenen Boden entlang elektrischer, osmotischer sowie thermischer Gradienten erfolgen können.

#### 3.4.4. Eislinsenbildung

Die sich bei der Frostung bindiger, wassergesättigter Böden bildenden zusammenhängenden Eiskristalle werden als Eislinse bezeichnet. Die Dicke der Eislinsen kann mikroskopisch klein sein, jedoch auch mehrere Zentimeter bis Dezimeter betragen. In Permafrostgebieten sind Exemplare in einer Stärke im Meterbereich nachgewiesen (Williams und Smith 1989). Dicke und Abstand der Eislinsen bestimmen über die Größe der Frosthebung. Die Aggregation des Bodens durch die Eislinsenbildung und die damit verbundene Ausbildung potentieller Gleitflächen in Verbindung mit der zum Teil starken Wassergehaltszunahme führt häufig zur Verringerung der Scherfestigkeit. Die Porenräume, in denen sich in der Frostphase die Eiskristalle befinden, können nach dem Auftauen eine Erhöhung der Wasserdurchlässigkeit zur Folge haben.

Die möglichst genaue Prognose von Dicke und Abstand der Eislinsen in Abhängigkeit der gegebenen Randbedingungen (Bodenart, Wassergehalt, Temperaturgradient, usw.) ist daher das Ziel intensiver Forschung, da nur so die Prognose der Frosthebung möglich ist. Es existiert bis heute allerdings noch kein Modell, welches in der Lage wäre, für natürliche Böden unter in situ Bedingungen realitätsnahe Ergebnisse zu liefern. Verfügbare Ansätze beschränken sich auf die Abbildung der Frosteindringung unter Laborbedingungen (Blanchard und Fremont 1985; Piper et al. 1988; Chen et al. 1988; Kujala 1997; Forland et al 1988; Miyata 1997; Peterson et al. 2003, Fowler 2003; u.a.), häufig mit einer beschränkten Gültigkeit für besondere, künstliche Materialien wie z.B. reine Tonminerale oder reine Schluffe, Quarzmehl oder Glaskugelsysteme (Watanabe et al. 2000).

Ein weitgehender Konsens besteht dabei darin, dass die Dicke der Eislinsen vom Temperaturgradienten, der Wasserdurchlässigkeit des Bodens sowie der Höhe der Saugspannung abhängt. Unklar sind nach wie vor die Kriterien, die für den Beginn sowie das Ende des Eislinsenwachstums und damit für den Abstand der Eislinsen untereinander verantwortlich sind. Es gibt hierzu zwei unterschiedliche Ansätze, wobei bisher nicht nachgewiesen werden konnte, ob durch diese die physikalischen Vorgänge richtig abgebildet werden:

Temperaturansatz: (Konrad und Morgernstern 1980)

In Abhängigkeit der Bodenart sind drei Temperaturen definiert:

1. Die Temperatur  $T_S$ , bei der sich im Boden das erste Eis bildet. Hierbei gefriert das am schwächsten gebundene Wasser mit der geringsten Ionenkonzentration. Diese Temperatur entspricht definitionsgemäß der Temperatur auf der warmen Seite des Frozen Fringe.

2. Die Temperatur  $T_{E,A}$  in der Ebene der Phasenumwandlung, bei der das Eislinnenwachstum einsetzt.
3. Die Temperatur  $T_{E,E}$  an Ende des Eislinnenwachstums auf der Unterseite der Eislinse.

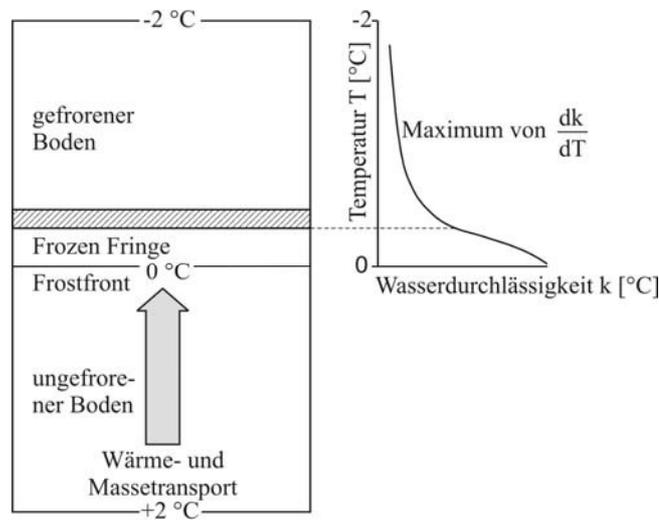


Abb. 3.7: *Maximum von  $dk / dT$  als Kriterium für die Bildung einer Eislinse (Williams und Smith 1989)*

Die Verminderung der temperaturabhängigen Durchlässigkeit führt dazu, dass sich ab einer bestimmten Temperatur  $T_{E,A}$  das Wasser in einer Ebene sammelt und dort die Phase wechselt. Die dabei frei werdende Umwandlungswärme wirkt einer weiteren Verminderung der Temperatur entgegen. Die Ebene der Eislinnenbildung mit der Temperatur  $T_{E,A}$  kann beispielsweise dort angenommen werden, wo das Verhältnis von Durchlässigkeitsänderung zu Temperaturänderung  $dk/dT$  im Frozen Fringe bei der mathematischen Simulation sein Maximum hat (Williams und Smith 1989; Abb. 3.7). Die Annahme der Temperaturabhängigkeit des Beginns der Eislinnenbildung ist plausibel. Eine Temperaturabhängigkeit des Endes der Eislinnenbildung macht nur unter der Annahme Sinn, dass der quasi-stationäre Zustand der Eislinnenbildung für einen bestimmten Temperaturbereich aufrechterhalten werden kann. Dies bedeutet, dass der Ansatz unterstellt, dass sich die Temperatur auf der Unterseite der Eislinse auch während der Wachstumsphase stetig, wenn auch langsam, verringert.

Das Problem beim Temperaturansatz ist, dass die Temperaturen  $T_{E,A}$  und  $T_{E,E}$  unbekannt sind. Sie können nur angenommen oder für gegebene Versuchsergebnisse zurückgerechnet werden.

Druckansatz: (Gilpin 1978 und 1980; O’Neil und Miller 1985)

Beim Druckansatz der Eislinnenbildung geht man davon aus, dass das Poreneis, welches sich beim Unterschreiten des Gefrierpunktes im Boden bildet, zunächst eine zusammenhängende Eismasse bildet. Diese zusammenhängende Eismasse ist wurzelähnlich im Boden verankert (O’Neil und Miller 1985). Durch die Volumendehnung beim Phasenwechsel ergeben sich so Zugspannungen im Eis. Die Eismasse wächst mit fallender Temperatur, da immer mehr Wasser die Phase wechselt und evtl. sogar noch zusätzlich Wasser aus ungefrorenen Bodenbereichen anströmt und an der Grenzfläche zum Eis die Phase wechselt. Die Zugspannung im Eis

nimmt daher stetig zu. Übersteigt die Zugspannung im Eis die Summe aus Zugfestigkeit des Boden-Eis-Gemischs und der Auflast, so reißt der Eiskörper. In dieser Bruchfuge kommt es dann zur Bildung einer in der Ebene zusammenhängenden Eislinse (Sheng und Knutsson, 1993).

Bei hohen Geschwindigkeiten der Frosteindringung ergeben sich nur geringe Zugspannungen im Eis, da nur das in situ vorhandene Wasser die Phase wechselt. Erst bei flacheren Temperaturgradienten kann ausreichend Wasser gefrieren, um die für die Bildung der Eislinse erforderliche Bruch-Zugspannung (Trennungsdruck) aufzubauen.

Gilpin (1980) definiert den zur Bildung einer neuen Eislinse erforderlichen Trennungsdruck  $\sigma_E$  zu:

$$\sigma_E = \sigma_z + f_{BE} \quad \text{Gl. 3.20}$$

In Gl. 3.20 bezeichnet  $\sigma_z$  die Summe aus Auflast und Eigenlast und  $f_{BE}$  die Zugfestigkeit des Boden-Eis-Systems.

Nach O'Neil und Miller (1985) kommt es zur Bildung einer neuen Eislinse, wenn im Boden das Maximum der neutrale Spannung  $\sigma_n$  erreicht wird:

$$\sigma_n = \sigma_z - \sigma' \quad \text{Gl. 3.21}$$

In Gl. 3.21 ist  $\sigma_z$  wieder die Summe aus Auflast und Eigenlast und  $\sigma'$  die effektiven Spannungen auf die Bodenkörner.

Die Höhe der Zugfestigkeit des Boden-Eis-Systems  $f_{BE}$  sowie die Größe der effektive Spannung  $\sigma'$  sind jedoch nicht bekannt. Die Lösung des Problems liegt in der Gleichsetzung von Eisdruck und Gefriersog. Mathematisch kann dadurch die neutrale Spannung bzw. der Trennungsdruck bestimmt werden (Sheng und Knutsson 1993).

#### 3.4.5. Gefrierdruck

Ist die Volumenzunahme bzw. Frosthebung infolge Bodenfrostung teilweise oder vollständig behindert, stellen sich erhöhte Spannungszustände im Boden ein. Der gegen die begrenzende Randbedingung wirkende Druck wird als Gefrierdruck bezeichnet und kann Werte von 1 – 2 MPa (Landanyi und Shen 1989) erreichen. Es sind jedoch unter besonderen Bedingungen auch weit höhere Drücke von bis zu 17 MPa möglich (Anderson 1989). Für verschiedene Bodenarten kann Tab. 3.1 einen Anhaltswert über mögliche Gefrierdrücke geben.

Tab. 3.1: *Gefrierdruck in Abhängigkeit der Bodenart (Jessberger 1990)*

Bodenart	Gefrierdruck [kPa]
Mittel- bis Feinsand, grober schluffiger Sand	0 – 7,5
Mittelsand mit geringem Anteil $d < 0,006$ mm	7,5 – 15
Feinschluff	15 – 50
schluffiger Ton	50 – 200
Ton	> 200

3.4.6. **Tausetzung und Kompressionseigenschaften bei Weiterbelastung nach dem Auftauen**  
 Die Frostung des Bodens führt in der Regel zu Veränderungen des Gefüges, d.h. zur Umlagerung bzw. Reorganisation der Feststoffpartikel (Ruckli 1950; Jessberger 1971; Alkire 1980; Yong et al. 1982; Alkire und Morrison 1983; Datsko et al. 1983; Skarzynska 1985; Kumor 1989; Vähäaho et al. 1989; Wojtowicz 1989; Adamcewicz et al. 1997; Viklander 1998).

Der Prozess der rhythmischen Eislinsenbildung (Abschnitt 3.4) erzeugt im Boden eine Wechselfolge aus Eis- und Feststoffschichten. Die zwischen den Eislinsen befindlichen Bodenbereiche werden dabei durch die Frosteinwirkung verdichtet (Williams 1967; Benoit 1973; Chamberlain und Gow 1978; Williams und Smith 1989; Konrad und Morgenstern 1980; Chamberlain 1989; van Vliet-Lanoë und Dupas 1991; Sheng und Knutsson 1993). Die verdichteten Bodenschichten werden auch als Feststoffaggregate oder einfach als Aggregate bezeichnet. Der Grad der Aggregierung bei der Bodenfrostung, d.h. Dicke und Abstand der komprimierten Feststoffschichten, hängt im Wesentlichen von der Bodenart bzw. Mineralart sowie dem Temperaturgradienten bei der Frosteindringung ab (Kumor 1989; Stepkowska und Skarzynska 1989, Schababerle 1989, van Vliet-Lanoë und Dupas 1991, Ludwig 1993).

Als Ursache der Verdichtung wird von einigen Autoren der Gefriersog genannt, der wie eine zusätzliche Auflast auf den Boden wirkt (Vähäaho et al. 1989; Konrad und Samson 2000).

Die Kompression der Feststoffaggregate infolge der Frosteinwirkung ist dabei teilweise irreversibel (Chamberlain und Gow 1979; Yong et al. 1985). Dies bedeutet, dass ein gefrorener und wieder aufgetauter frostempfindlicher Boden, der vor, während und nach der Frostung die gleiche effektive Auflast  $\sigma_z$  besitzt, nach Ende der Taukonsolidierung (d.h. nach Abtauen und Drainage des Wassers der Eislinsen) eine geringere Schichtdicke aufweist als vor der Frostung (Abb. 3.8). Zwar herrscht in den Feststoffaggregaten nach dem Auftauen in der Regel ein Porenwasserunterdruck (Chamberlain und Gow 1979; Kujala und Laurinen 1989), jedoch erfolgt die erneute Wasseraufnahme der Aggregate nach dem Auftauen nicht wieder in gleichem Maße wie die Wasserabgabe während der Frostung. Zudem ist die Parallelausrichtung

der Feststoffpartikel, die einen erheblichen Einfluss auf die Volumenverminderung hat, ohne z.B. mechanische Einwirkung oder Suspensierung nicht reversibel.

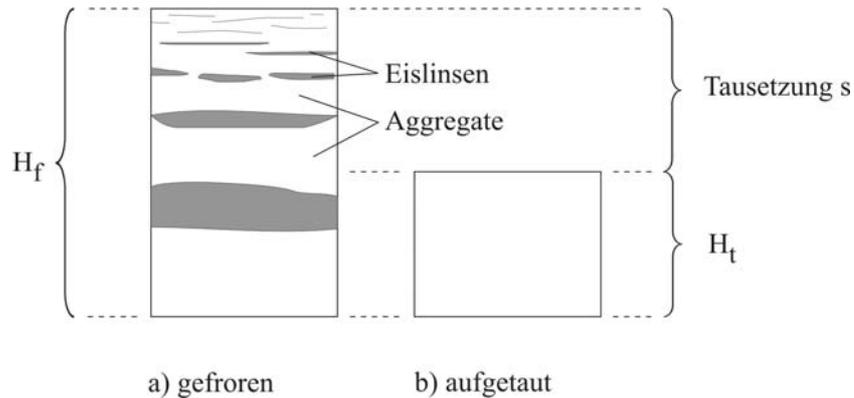


Abb. 3.8: Dicke der gefrorenen Bodenschicht  $H_f$  und Tausetzung  $s$  (Tsytoovich et al. 1965)

Die Differenz zwischen der Schichtdicke des gefrorenen Bodens  $H_f$  und der Schichtdicke nach dem Auftauen und abgeschlossener Konsolidierung  $H_t$  wird als Tausetzung  $s$  bezeichnet (Abb. 3.8). Versuche zur Bestimmung der Tausetzung werden in der Regel mit Hilfe von Ödometertöpfen, die eine allseitige oder eindimensionale Frostung erlauben, durchgeführt (Shuster 1971; Luscher und Afifi 1973; Croy 1973; Speer et al. 1973; Watson et al. 1973a; Keil et al. 1973; Nixon und Landanyi 1978). Diese Versuchsanordnung hat sich als geeignet und ausreichend erwiesen und wird daher so oder in leicht abgewandelter Form bis heute verwendet (Konrad und Samson 2000).

Ansätze zur Abschätzung der Tausetzung sind häufig empirisch und basieren zum größten Teil auf dem Wert der Frosthebung und damit unter anderem auf Anzahl und Dicke der Eislinien (z.B. Luscher und Afifi 1973; Speer et al. 1973; Watson et al. 1973b; Keil et al. 1973). Danach können für eine grobe Abschätzung der zu erwartenden, auf die Schichtdicke im gefrorenen Zustand  $H_f$  bezogene, Tausetzung  $s/H_f$ , die Beziehungen nach Tab. 3.2 in Abhängigkeit der Trockendichte  $\gamma_{df}$  bzw. der Feuchtdichte  $\gamma_f$  im gefrorenen Zustand verwendet werden (Nixon und Landanyi 1978).

Die Abschätzung der Tausetzung auf der Basis der Frosthebung ist dabei jedoch problematisch, da die Größe der Frosthebung stark von der Geschwindigkeit der Frosteindringung abhängig ist.

Tab. 3.2: Tausetzungen in Abhängigkeit der Bodenart (Nixon und Landanyi 1978)

Bodenart	Bezogene Tausetzung $s/H_f$ ( $s$ = Setzung; $H_f$ = Dicke der gefrorenen Schicht)
Sande bis Schluffe	$\frac{s}{H_f} = 0,80 \div 0,685 \left( \frac{\gamma_{df}}{\gamma_w} - 0,241 \right)^{\frac{1}{2}} \pm 0,05$
Schluffe bis toniger Schluffe	$\frac{s}{H_f} = 0,80 \div 0,868 \left( \frac{\gamma_f}{\gamma_w} - 1,150 \right)^{\frac{1}{2}} \pm 0,05$
leichtplastische Tone	$\frac{s}{H_f} = 0,90 \div 0,691 \left( \frac{\gamma_{df}}{\gamma_w} - 0,236 \right)^{\frac{1}{2}} \pm 0,05$

Ansätze zur Prognose der Kompressionseigenschaften eines wieder aufgetauten Bodens bei Weiterbelastung beschränken sich in der Regel auf die Extrapolation von Versuchsergebnissen und ermöglichen daher keine Aussagen über zu erwartende Druck-Porenzahl-Beziehungen ohne die vorherige Durchführung von Frostversuchen für den jeweiligen Boden (z.B. Tsytoich 1958; Croy 1973; Chamberlain und Gow 1979). In diesem Zusammenhang wurde jedoch erkannt, dass bei einem Boden, der nach dem Auftauen weiterbelastet wird, die Wertepaare aus Porenzahl und Auflast bei halblogarithmischer Darstellung auf einer Geraden liegen (Watson et al. 1973; Nixon und Morgenstern 1974). Mit Hilfe von Frostversuchen ist die Bestimmung der Steigung dieser Geraden für einen Boden möglich, so dass für diesen die Prognose der Porenzahl für beliebige Auflasten möglich ist.

Auch die Ansätze zur Prognose der Kompressionseigenschaften bei Weiterbelastung nach dem Auftauen basieren dabei größtenteils auf dem Wert der Frosthebung, so dass die Berechnungsergebnisse stark von den thermischen und hydrologischen Verhältnissen während der Frosteindringung abhängig sind. Zuverlässige Prognosen erlauben derartige Berechnungsansätze daher nur bei Frostung geschlossener Systeme ohne die Möglichkeit der Anreicherung des Wassergehaltes.

Von Konrad und Samson (2000) wurde ein Modell zur Prognose der Tausetzung sowie der Kompressionseigenschaften bei Weiterbelastung nach dem Auftauen für Kaolinit/Schluff-Gemische, allein auf der Basis der Ergebnisse von Standard-Laborversuchen unter Zuhilfenahme thermodynamischer Ansätze, vorgestellt.

Das Modell basiert auf der Annahme, dass der während der Frostphase herrschende Gefrieresog das Kaolinit/Schluff-Gemisch zusätzlich belastet. Dem Ton-Anteil des gefrorenen Gemisches werden dabei die gleichen Kompressionseigenschaften wie dem ungefrorenen Ton unterstellt, da Tone selbst bei Temperatur deutlich unter 0 °C einen hohen Anteil an ungefrorenem Wasser aufweisen (Konrad und Samson 2000). Der Ton, nicht jedoch der Schluff, wird

daher um eine Spannung, die dem Gefriersog entspricht, überkonsolidiert. Die Bestimmung der Größe des Gefriersoges erfolgt mit Hilfe des Ansatzes über die Betrachtung des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers gemäß Gl. 3.18. Unter Kenntnis der prozentualen Zusammensetzung von Ton- und Schluffkorn wird die Porenzahl des Kaolinit/Schluff-Gemisches nach dem Auftauen aus der Auswertung der Schwellgerade des Tons für die entsprechende effektive Auflast bestimmt (Abb. 3.9).

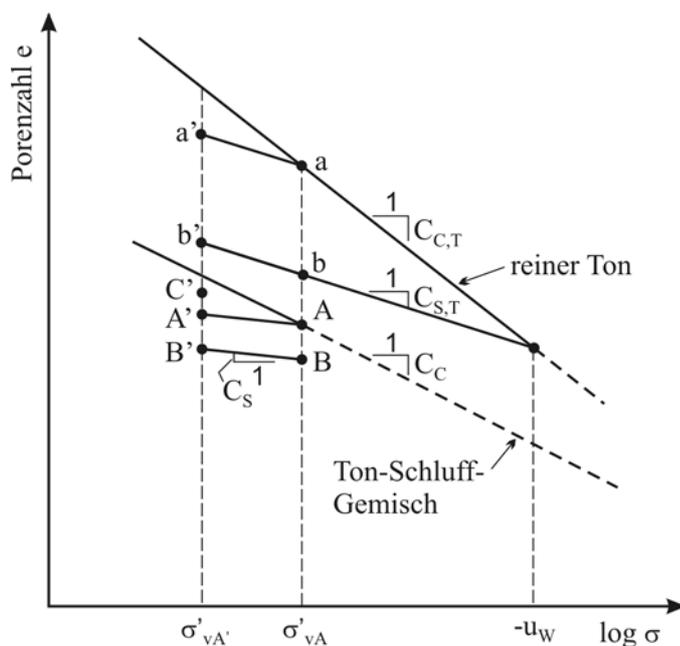


Abb. 3.9: Modell zur Beschreibung der Tausetzung für Ton-Schluff-Gemische (Konrad und Samson 2000)

Abb. 3.9 zeigt den Verlauf der Druck-Porenzahl-Beziehung des Gemisches entlang der Erstbelastungsgeraden mit der Steigung  $C_C$  bis zum Punkt A unter der Auflast  $\sigma'_{vA}$ . Aus dem Mischungsverhältnis von Ton zu Schluff-Korn kann die Porenzahl des reinen Tons aus der Porenzahl des Gemisches rückgerechnet werden:

$$e_a = \frac{(1 - \beta) \rho_{s,T}}{(1 - \alpha) \rho_{s,S}} e_A \quad \text{Gl. 3.22}$$

In Gl. 3.22 bezeichnet  $e_a$  die Porenzahl des reinen normalkonsolidierten Tons bei einer Auflast von  $\sigma'_{vA}$ ,  $\rho_{s,T}$  die Korndichte des Tons in  $[\text{g}/\text{cm}^3]$ ,  $\rho_{s,S}$  die Korndichte des Schluffs in  $[\text{g}/\text{cm}^3]$ ,  $e_A$  die Porenzahl des Gemisches bei einer Auflast von  $\sigma'_{vA}$ ,  $\alpha$  den Gewichtsanteil der Schlufffraktion und  $\beta$  den Anteil der großen Poren.

Nach dem Modell wird die Verminderung des Porenraums des Kaolinit/Schluff-Gemisches im Wesentlichen auf die Reduzierung des Porenraums des Tonanteils zurückgeführt. D.h., der große Porenraum zwischen den Schluffpartikeln bleibt konstant. Der Anteil dieser großen Poren an den Gesamtporen des Gemisches wird dabei aus dem Gewichtsanteil der

Schlufffraktion  $\alpha$  und den Porenzahlen des reinen Schluffes  $e_{OS}$  sowie des reinen Tons  $e_{OT}$  bei einer Auflast von 100 kPa ermittelt.

Danach ergibt sich der Porenraum der großen Poren  $e_{gP}$  zu:

$$e_{gP} = \alpha^2 e_{OS} \quad \text{Gl. 3.23}$$

Für den Porenraum der kleinen Poren  $e_{kP}$ :

$$e_{kP} = (1 - \alpha) e_{OT} \quad \text{Gl. 3.24}$$

Und daraus der Parameter  $\beta$  zu:

$$\frac{1}{\beta} = 1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha^2} \frac{e_{OT}}{e_{OS}} \quad \text{Gl. 3.25}$$

Die Porenzahl  $e_{A'}$  nach Entlastung des Kaolinit/Schluff-Gemisches von  $\sigma'_{vA}$  auf  $\sigma'_{vA'}$  kann aus dem Verlauf der Schwellgeraden, die die Steigung  $C_S$  besitzt, ermittelt werden. Nach Umrechnung von  $e_A$  auf  $e_a$  nach Gl. 3.22 ergibt sich für die Porenzahl des reinen Tons bei Entlastung unter Verwendung dessen Schwellbeiwertes  $C_{S,T}$  entsprechend:

$$e_{a'} = e_a - C_{S,T} \log \frac{\sigma'_{vA'}}{\sigma_{vA}} \quad \text{Gl. 3.26}$$

Unter der Annahme, dass der Gefriersog als zusätzliche Auflast wirkt, der den gesamten Tonanteil des Gemisches komprimiert, kann die Porenzahl des reinen Tons unter der Wirkung von Auflast und Gefriersog  $e_f$  entlang der Erstbelastungsgeraden des Tons mit der Steigung  $C_{C,T}$  ermittelt werden:

$$e_f = e_a - C_{C,T} \log \frac{-\Delta u}{\sigma_{vA}} \quad \text{Gl. 3.27}$$

In Gl. 3.27 ist  $-\Delta u$  der Porenwasserunterdruck infolge Bodenfrostung nach der Clausius-Clapeyron-Gleichung (Gl. 3.18). Das Auftauen des Bodens bedeutet nach dem Modell den Wegfall des Gefriersogs und damit die Entlastung des Tonanteils des Gemisches entlang dessen Schwellgeraden. Die Porenzahl im Punkt b ergibt sich entsprechend zu:

$$e_b = e_f - C_{S,T} \log \frac{\sigma'_{vA}}{-\Delta u} \quad \text{Gl. 3.28}$$

Die Porenzahl des Gemisches kann dann für normalkonsolidierte Verhältnisse mit Hilfe der Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  berechnet werden:

$$e_B = (1 - \alpha) \frac{\rho_{s,S}}{\rho_{s,T}} e_b + \beta e_A$$

Gl. 3.29

Dabei wird davon ausgegangen, dass die Porenzahländerung zwischen Punkt A und B genauso groß ist wie zwischen Punkt A' und B'. D.h., auch das Formänderungsverhalten des Gemisches entspricht nach dem Auftauen dem eines überkonsolidierten Bodens.

Nach dem Modell von Konrad und Samson (2000) kann die Porenzahl eines gefrosteten Bodens nach dem Auftauen berechnet werden. Einige der getroffenen Annahmen sind jedoch problematisch, da sie nicht die wirkliche Situation wiedergeben. Hierzu gehören insbesondere:

1. Tonböden weisen zwar einen gegenüber grobkörnigeren Materialien höheren Anteil ungefrorenen Wassers bei Temperaturen unterhalb 0 °C auf, dennoch ist auch bei Tonen ein größerer Anteil des Bodenwassers gefroren. Dies hat Auswirkungen auf die Durchlässigkeit und die Verdichtungsfähigkeit und damit auch auf das Kompressionsverhalten. Es kann daher nicht von einer homogenen Vorbelastung ausgegangen werden.
2. Ein gefroreter und wieder aufgetauter reiner Tonboden müsste sich nach dem Modell bezüglich seines Verdichtungsverhaltens auf der Schwellgeraden befinden. Dies ist jedoch weder für Tone noch für Schluffe noch für ein Gemisch aus beiden der Fall (vergleiche Abschnitt 5.3.2).
3. Auch bei reinen Schluffen zeigen sich nach dem Auftauen Tausetzungen. Die Vernachlässigung der Tausetzung des Schluffanteils ist daher nicht zulässig (Lusher und Afifi 1973; Viklander 1998).
4. Bei der nach dem Modell verwendeten Methode zur Berechnung des Gefriersoges nach Gl. 3.18 geht der Einfluss der Auflast sowie der Bodeneigenschaften auf die Höhe des Gefriersoges nicht ein. Auch wird die Verminderung der Gefriertemperatur infolge erhöhter Ionenkonzentrationen des Bodenwassers nicht berücksichtigt. Beides könnte unrealistisch hohe Werte des Gefriersoges zur Folge haben, wodurch sich rechnerisch eine zu starke Porenzahlabnahme ergeben kann (vergl. Abschnitt 3.4.3.).

#### 3.4.7. Veränderung der Wasserdurchlässigkeit infolge Frosteinwirkung

Dort wo sich im gefrorenen Zustand zwischen den Feststoffaggregaten die Eislinsen befanden verbleiben häufig auch im aufgetauten Zustand Makroporen (Stepkowska und Skarzynska 1989). Die Feststoffaggregate selbst weisen zudem Schrumpfrisse auf (Othman et al. 1993; Unold 2004). Beides zusammen führt zu einer Erhöhung der Wasserdurchlässigkeit. Die Schrumpfrisse und Trennflächen schließen sich zwar zum Teil wieder, wenn die Aggregate nach dem Auftauen erneut Wasser aufnehmen und dabei quellen. Ein Teil der Gefügeänderung des Bodens, die zur Zunahme der Wasserdurchlässigkeit führt, ist jedoch irreversibel (Chamberlain und Gow 1979; Aoyama et al. 1985; Nagasawa und Umeda 1985; Chamberlain 1989; Czurda und Schababerle 1990; Zimmie und La Plante 1990; Kim und Daniel 1992; Benson und Othman 1993; Ludwig 1993; Othman et al. 1993, Sowers 1993; Voigt 1994; Konrad und Samson 2000; Unold 2004).

Die Erhöhung der Wasserdurchlässigkeit ist dabei umso stärker, je höher der Ausgangswassergehalt ist, und beträgt in Abhängigkeit davon zwischen 1 bis 3 Zehnerpotenzen (Chamberlain und Gow 1979; Zimmie und La Plante 1989; Kim und Daniel 1992; Voigt 1994; Konrad und Samson 2000)

Böden mit geringer Plastizität zeigen die stärksten Erhöhungen der Wasserdurchlässigkeit (Nagasaw und Umeda 1985). Dies könnte mit den geringeren Quelleigenschaften zu erklären sein, durch die der Boden nicht wieder in der Lage ist, die während der Frostung entstandene Schrumpfrisse zu schließen.

Durch die Erhöhung der Auflast können entstandene wasserwegsame Schrumpfrisse bis zu einem gewissen Grad überdrückt und damit geschlossen werden, wodurch es zu einer Verminderung der Wasserdurchlässigkeit kommt (Unold 2004)

### 3.4.8. Veränderung der Scherfestigkeit infolge Frosteinwirkung

Die Veränderung der Gefügestruktur durch die Frostung des Bodens hat ebenfalls Einfluss auf dessen Scherfestigkeit im aufgetauten Zustand. Die Makroporen zwischen den Aggregaten stellen potentielle Gleitflächen dar. Diese können insbesondere dann zu einer erheblichen Verminderung der Scherfestigkeit führen, wenn der auftauende Boden nicht in ausreichendem Maße drainieren kann. So entstehende Porenwasserüberdrücke führen zu einer Reduzierung der effektiven Spannung und damit zur Verminderung der Scherfestigkeit.

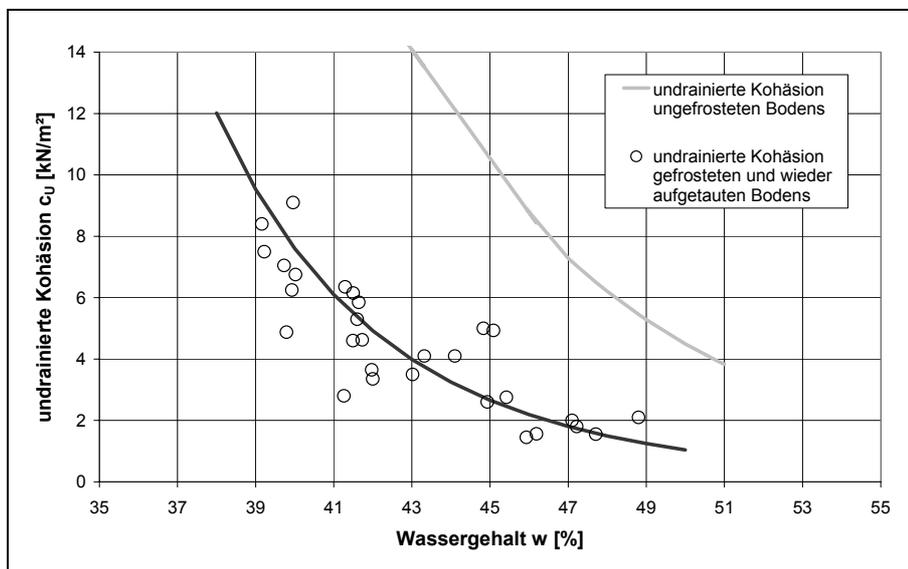


Abb. 3.10: Veränderung der undrainierten Kohäsion in Abhängigkeit des Wassergehaltes für ungefrosten und für gefrosten und wieder aufgetaute Proben eines hochplastischen Tons (Unold 2004)

Die Erhöhung des Wassergehaltes durch Frostung bewirkt bereits für sich genommen eine Verminderung der undrainierten Kohäsion (Abb. 3.10). Die Wassergehaltszunahme in Ver-

bindungen mit der Mobilisierung der Gleitflächen kann zu Scherfestigkeitserminderungen von 80 – 90 % gegenüber ungefrorenen Böden bei gleichem Wassergehalt zur Folge haben (Broms und Yao 1964; Sage & D'Andrea 1982; Yong et al. 1982; Bondaren und Sadovsky 1991; Unold 2004).

Unter drainierten Bedingungen können zum Teil auch Zunahmen der Scherfestigkeit beobachtet werden (Shusherina 1959; Ogata et al. 1985). Die Ursache hierfür kann auf die höhere Trockendichte und damit erhöhte Festigkeit der Aggregate zurückgeführt werden. In diesem Zusammenhang ist die Orientierung der Eislinsen von Bedeutung. Danach sind Festigkeitszunahmen nur normal zur Ebene der Eislinsen zu erwarten, nicht jedoch parallel dazu in der Ebene der Makroporen (Thomson und Lobacz 1973).

## **4. Der Gefriersog bei der Bodenfrostdung**

### **4.1. Einleitung**

Die Untersuchung des Gefriersoges steht im Mittelpunkt des folgenden Abschnitts der vorliegenden Arbeit. Das Ziel ist die Beschreibung der Mechanismen, die bei der Bodenfrostdung zur Ausbildung des Gefriersoges führen sowie die Entwicklung eines physikalischen Modells zur quantitativen Bestimmung des Gefriersoges.

Um Informationen über die Abhängigkeit des Gefriersoges von Randbedingungen wie z.B. Auflast, Temperatur und Ionenkonzentration des Porenwassers zu gewinnen, werden Laborversuche zur Messung des Gefriersog mit unterschiedlichen feinkörnigen Böden durchgeführt. Hierzu musste zunächst ein geeignetes Gerät bzw. ein geeigneter Versuchsaufbau entwickelt werden, mit dessen Hilfe die direkte Messung und damit zuverlässige Bestimmung der wahren Höhe des Gefriersoges möglich ist.

Aus den Ergebnissen der Laborversuche können Informationen über die Mechanismen bzw. physikalischen Vorgänge, die bei der Bodenfrostdung zur Ausbildung des Gefriersoges führen abgeleitet werden. Der Einfluss der verschiedenen Randbedingungen auf die erkannten physikalischen Vorgängen wird ausführlich untersucht und diskutiert.

Auf der Basis der gewonnen Erkenntnisse über die physikalischen Vorgänge wird ein theoretisches, physikalisch begründetes Modell zur quantitativen Beschreibung des Gefriersoges entwickelt.

Alle im Folgenden angestellten Betrachtungen und Aussagen beschränken sich auf den eindimensionalen Verformungszustand sowie eindimensionale Frosteinwirkung, wobei horizontal verlaufende Isothermen unterstellt werden.

### **4.2. Probenmaterial**

In der Regel treten nur bei feinkörnigen Böden bzw. bei gemischtkörnigen Böden mit entsprechend hohem Feinkornanteil deutliche Porenwasserunterdrücke durch Frosteinwirkung auf. Diese Böden zeigen auch die deutlichsten Veränderungen in ihren mechanischen Eigenschaften nach dem Auftauen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden daher ausschließlich feinkörnige bzw. bindige Böden untersucht (Abb. 4.1).

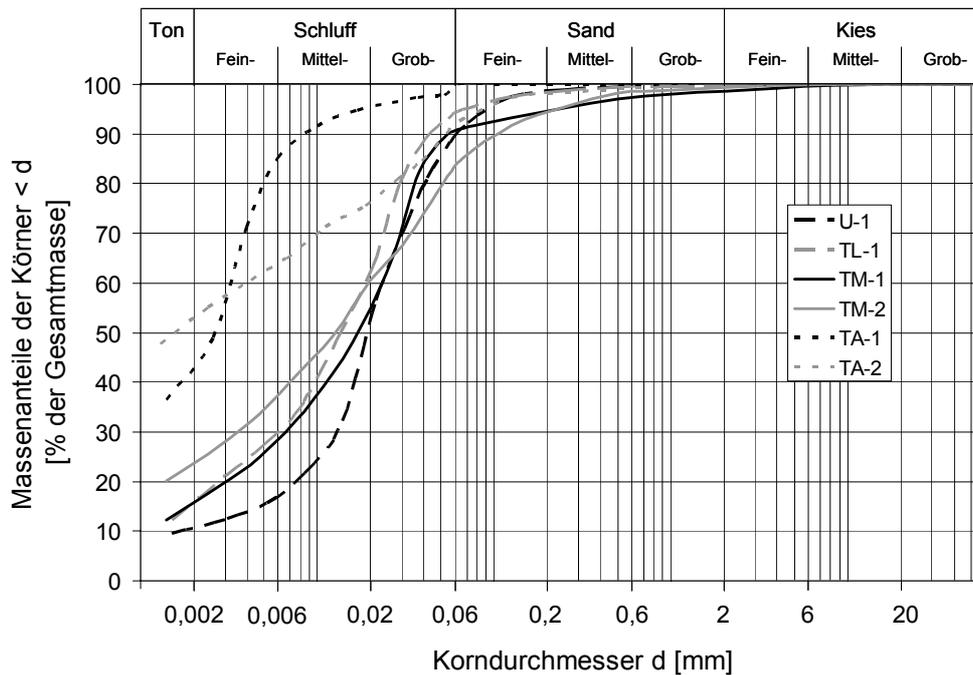


Abb. 4.1: Korngrößenverteilungen der untersuchten Materialien

Das Verformungsverhalten bindiger Böden wird maßgeblich durch deren plastische Eigenschaften bestimmt. Es wurde daher bei der Auswahl der Materialien darauf geachtet, Böden unterschiedlichster plastischer Eigenschaften zu berücksichtigen (Abb. 4.2).

Die Tonmineralogie hat wesentlichen Einfluss auf die Eigenschaften des Bodens. Dies bezieht sich sowohl auf die bodenmechanischen Eigenschaften im aufgetauten Zustand als auch auf das Verhalten bei der Frostung und nach dem Auftauen. Es wurden daher Böden unterschiedlicher tonmineralogischer Zusammensetzung bzw. auch nahezu reines Tonmineral untersucht (Tab. 4.1). Bei allen untersuchten Materialien handelt es sich um natürliche Böden, die in den entsprechenden Lagerstätten gewonnen werden können.



Tab. 4.1: Zusammenstellung der wichtigsten Materialeigenschaften

Materialbezeichnung	U-1	TL-1	TM-1	TM-2	TA-1	TA-2
<b>Bodengruppe nach DIN 18 196</b>	U	TL	TM	TM	TA	TA
<b>Fließgrenze <math>w_L</math> [%]</b>	25,3	32,2	38,8	40,0	55,6	70,8
<b>Ausrollgrenze <math>w_P</math> [%]</b>	19,9	18,2	21,7	16,4	24,6	19,5
<b>Schrumpfgrenze <math>w_S</math> [%]</b>	21,8	17,6	17,3	15,4	35,0	12,4
<b>Wasseraufnahmefähigkeit <math>w_a</math> [%]</b>	37,0	70,4	56,4	68,6	84,2	91,3
<b>Korndichte <math>\rho_S</math> [g/cm<sup>3</sup>]</b>	2,701	2,687	2,686	2,700	2,637	2,722
<b>Durchlässigkeitsbeiwert <math>k</math> [m/s] bei <math>i = 30</math></b>	3,2e-9	2,7e-10	5,0e-9	1,3e-10	1,5e-9	<1e-11
<b>Kalkgehalt <math>V_{Ca}</math> [%]</b>	21,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
<b>Glühverlust <math>V_{gl}</math> [%]</b>	1,6	3,1	3,0	4,0	12,1	5,1
<b>Anteil der Schichtsilikate der Körnung <math>d &lt; 2 \mu\text{m}</math> Smectit/Kaolinit/ Illit/Chlorit [%]</b>	<sup>1)</sup>	<sup>1)</sup>	[-/-/20/30] <sup>1)</sup>	<sup>1)</sup>	[-/>90/-/-] <sup>1)</sup>	[50/15/10/-] <sup>1)</sup>
<b>Kationenaustauschkapazität KAKpot [mval/100g]</b>	0,1 <sup>2)</sup>	20 <sup>2)</sup>	25 <sup>2)</sup>	40 <sup>2)</sup>	10 <sup>2)</sup>	115 <sup>2)</sup>
<b>Spezifische Oberfläche der Körnung <math>d &lt; 2 \mu\text{m}</math> [m<sup>2</sup>/g]</b>	1 <sup>3)</sup>	65 <sup>3)</sup>	60 <sup>3)</sup>	75 <sup>3)</sup>	15 <sup>3)</sup>	85 <sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> es erfolgte keine tonmineralogische Untersuchung

<sup>2)</sup> geschätzter Wert (nach Mitchell 2005 und Scheffer und Schachtschabel 2002)

<sup>3)</sup> Rest: Quarz und Feldspat

Für die Materialien TM-2, U-1 sowie TA-1 wurden keine detaillierten tonmineralogischen Untersuchungen durchgeführt. Material TA-1 ist ein nahezu reines Tonmineral, welches in einer Lagerstätte in Hirschau bei Weiden gewonnen wird und einen Kaolinit Anteil von mehr als 90 % besitzt. Material U-1 ist ein Schluff aus einer Lagerstätte in Berghausen bei Karlsruhe (hauptsächlich Quarz und Feldspat mit hohem Carbonatanteil) und besitzt nahezu keine quellfähigen Schichtsilikate. Bei Material TM-2 handelt es sich um einen mittelplastischen Ton aus einer Lagerstätte in Zeilarn bei Altötting. Auf der Basis der Ergebnisse der Kornverteilung sowie der Bestimmung der plastischen Eigenschaften kann davon ausgegangen werden, dass Material TM-2 ein gegenüber Material TM-1 erhöhten Anteil an quellfähigen Schichtsilikaten besitzt.

Zur Bestimmung der Ionenkonzentration im freien Wasser wurden die verschiedenen Materialien nach vollständiger Trocknung mit entionisiertem Wasser in unterschiedlichen Massenverhältnissen angemischt. Nach angemessener langer Wartezeit, d.h. nachdem sich ein Gleichgewichtszustand eingestellt hatte, wurde die Konzentration der verschiedenen Kationen und Anionen im Wasser bestimmt. Wie die Ergebnisse der Analyse in Tab. 4.2 verdeutlichen, sind sowohl die Kationen als auch die Anionen des freien Wassers für alle untersuchten Materialien zum überwiegenden Anteil zweiwertig. Dies lässt auch Rückschlüsse auf die Kationenbelegung der Mineraloberflächen der Materialien TA-1, TL-1, TM-2 und U-1 zu. Danach kann angenommen werden, dass auch die Gegenionen dieser Materialien größtenteils zweiwertig sind.

Tab. 4.2: Ionenkonzentrationen im Wasser für die verschiedenen Materialien bei unterschiedlichen Wassergehalten, in [mg/l]

Material	U-1				TL-1	TM-1			TM-2	TA-1	TA-2		
	2,5	5,0	7,5	10,0	5,0	5,0	7,5	10,0	5,0	5,0	5,0	7,5	10,0
<b>K<sup>+</sup></b>	1,3	0,7	0,7	0,9	0,5	0,7	0,6	0,4	0,5	2,4	12,7	20,0	16,0
<b>Na<sup>+</sup></b>	3,5	2,2	2,3	1,9	2,8	3,3	3,8	3,2	3,4	5,2	23,0	18,0	13,0
<b>Ca<sup>2+</sup></b>	47,0	40,6	27,0	24,0	34,0	34,1	27,0	19,0	10,6	3,5	262	186	132
<b>Mg<sup>2+</sup></b>	2,0	2,1	1,0	0,8	4,5	4,7	3,7	2,5	2,7	1,2	64,1	46,0	34,0
<b>Fe<sup>2+/3+</sup></b>	0,01	0,0	0,01	0,04	0	0,0	0,01	0,01	0	0	0,0	0,01	0,11
<b>Al<sup>3+</sup></b>	0,01	1,3	0,01	0,02	1,8	2,4	0,01	0,01	6,1	8,1	1,07	0,01	0,01
<b>F<sup>-</sup></b>	0,0		0,0	0,0			0,6	0,4				1,2	0,7
<b>Cl<sup>-</sup></b>	7,7		2,9	2,7			4,3	4,7				8,5	6,2
<b>NO<sub>3</sub><sup>-</sup></b>	22,0		7,9	6,3			7,8	5,4				3,8	2,2
<b>SO<sub>4</sub><sup>2-</sup></b>	21,0		7,5	6,5			14,0	11,0				675	476
<b>HCO<sub>3</sub><sup>-</sup></b>	1,7		1,3	1,2			1,3	1,0				1,4	1,2
<b>Σ alle [mval/l]</b>	7,4	4,6 <sup>1)</sup>	3,8	3,4	4,4 <sup>1)</sup>	4,5 <sup>1)</sup>	4,8	3,6	1,8 <sup>1)</sup>	1,0 <sup>1)</sup>	39,3 <sup>1)</sup>	28,8	20,5
<b>Σ v = 2<sup>2)</sup> [mval/l]</b>	5,9	4,4 <sup>1)</sup>	3,2	2,8	4,0 <sup>1)</sup>	4,2 <sup>1)</sup>	3,9	2,8	1,5 <sup>1)</sup>	0,6 <sup>1)</sup>	36,7 <sup>1)</sup>	27,1	19,3

<sup>1)</sup>  $\Sigma = 2 \cdot \Sigma \text{Kationen}$

<sup>2)</sup> *Summe der zweiwertigen Ionen*

### 4.3. Versuche zur Bestimmung des Gefriersoges

#### 4.3.1. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Zur direkten Messung des Gefriersoges wurde ein spezielles Kompressionsgerät gebaut (Abb. 4.3). Ring, Kopf- und Fußplatte dieses Kompressionsgerätes wurden aus einem Kunststoff mit geringer Wärmeleitfähigkeit gefertigt, um Temperatureinflüsse aus der Umgebung zu minimieren und dadurch einen zumindest annähernd horizontalen Verlauf der Isothermen bei der Abkühlung der Probe zu erhalten. Das Gerät erlaubte den Einbau von Proben mit einem Durchmesser von 8,0 cm und einer Höhe von 1,5 bis 2,0 cm.

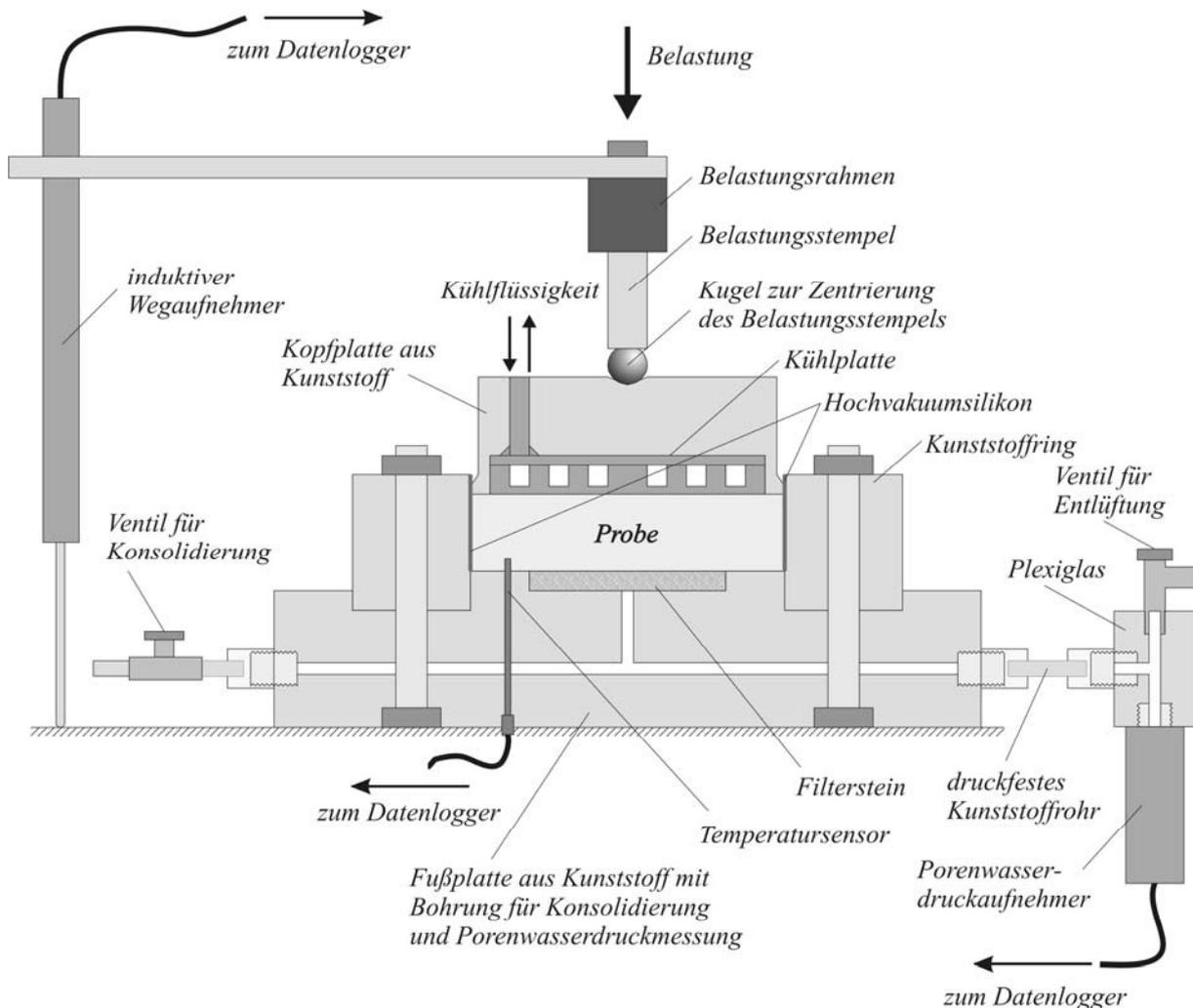


Abb. 4.3: Versuchsaufbau zur direkten Messung des Gefriersoges

Über eine Kühlplatte, die auf der Probenoberseite auflag, konnte die Temperatur gezielt verändert werden. Die Kühlplatte war hierbei an einen Flüssigkeitsthermostat angeschlossen und wurde ständig mit einer synthetischen Kühlflüssigkeit durchspült. Auf der Unterseite der Probe befand sich ein Filterstein, über den der Anschluss des Leitungssystems in der Fußplatte erfolgte. Bei offenem System konnte die Probe über Filterstein und Leitungssystem konsolidieren. Die Porenwasserdruckmessung erfolgte bei geschlossenem System. Über einen Belastungsrahmen, der über den Belastungsstempel die Kraft auf die Kopfplatte übertrug, wurde

die Probe belastet. Zwischen Kopfplatte und Belastungsstempel befand sich eine Kugel, um etwaige Schiefstellungen des Belastungsstempels auszugleichen und damit in jedem Fall eine vertikale Lasteintragung zu gewährleisten. Ein induktiver Wegaufnehmer, der am Belastungsrahmen befestigt wurde, erlaubte die kontinuierliche Aufnahme der Probenhöhe. Zur Temperaturmessung wurde ein Thermoelement durch die Fußplatte zur Unterseite der Probe geführt. Der Anschluss eines Druckaufnehmers zur Messung des Porenwasserdrucks erfolgte über das Leitungssystem in der Fußplatte.

Vor Einbau der Bodenprobe wurde die Innenseite des Kunststoffrings mit Hochvakuum silikonfett beschichtet, um zum einen die Reibung zwischen Probe und Ring zu minimieren und zum anderen ausreichende Dichtigkeit für die Porenwasserdruckmessung sicherzustellen. Das Leitungssystem in der Fußplatte sowie zum Porenwasserdruckaufnehmer wurde mit entionisiertem, entlüftetem Wasser befüllt. Der Anschluss des Porenwasserdruckaufnehmers an das Leitungssystem erfolgte dabei über einen transparenten Plexiglaszylinder, um sicherzustellen, dass sich nach der Befüllung keine Luftporen mehr im Leitungssystem befanden.

Die Bodenproben wurden dann mit einem Wassergehalt, der der jeweiligen Fließgrenze  $w_L$  des Materials entsprach, vollständig gesättigt ( $S_r = 1$ ) eingebaut. Nach Aufbringung der Auflast konnte die Probe bei offenem Ventil in der Fußplatte konsolidieren. Nach Abschluss der Konsolidierung wurde das Ventil geschlossen. Das Porenwasser der Probe war so über ein geschlossenes, luftporenfrees Leitungssystem direkt mit dem Sensor des Porenwasserdruckaufnehmers verbunden. Bei dem Sensor des Porenwasserdruckaufnehmers handelte es sich um einen Biegemembranaufnehmer. Durch Druckänderungen im Wasser, welches mit dem Biegemembranaufnehmer in direktem Kontakt steht, erfährt die Membran Dehnungen. Diese Dehnungen können mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen (DMS) – elektrische Widerstände, die in Abhängigkeit der Dehnung ihren Widerstand ändern – in elektrische Signale umgewandelt und mit Hilfe eines Datenloggers aufgezeichnet werden.

Die Probe wurde dann über die Kühlplatte eindimensional gefrostet. Im Porenwasser der Probe auftretende Druckänderungen konnten über den Porenwasserdruckaufnehmer gemessen werden. Die Temperatur der Kühlplatte wurde dabei um eine konstante Rate von 0,08 K/min vermindert. In Abhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit des Probenmaterials sowie des Wassergehaltes führte dies in der Probe zu Temperaturgradienten zwischen 0,06 – 0,08 K/min. Bei allen Versuchen wurde die Temperatur der Kühlplatte auf der Kopfseite der Probe so lange vermindert, bis keine Zunahme des Gefriersoges bzw. keine Zunahme der Frosthebung mehr festzustellen war. Die Abkühlung erfolgte jedoch in jedem Fall bis mindestens -12 °C.

Alle Bodenmaterialien wurden bei mindestens drei unterschiedlichen Auflasten gefrostet und der hierbei auftretende Gefriersog gemessen. Eine komplette Aufstellung des Versuchsprogramms zur Bestimmung des Gefriersoges in Abhängigkeit von Bodenart und Auflast ist Tab. 4.3 zu entnehmen. Zusätzlich wurde bei Material TA-1 die Ionenkonzentration des Porenwassers sowie des freien Wassers im Leitungssystem des Versuchsbehälters erhöht, um die Auswirkungen auf den Gefriervorgang zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurde das Probenmaterial zunächst vollständig getrocknet und dann mit einer NaCl-Lösung bestimmter Konzentration

wieder auf einen Wassergehalt an der Fließgrenze gebracht. Die hierfür vorgesehenen NaCl-Konzentrationen des freien Wassers betragen 1, 10 und 50 g (NaCl)/l.

Nach Abschluss der Messung des Gefriersoges und vollständiger Durchfrostung wurde die Probe wieder aufgetaut und nach erneuter Konsolidierung unter konstanter Auflast zur Wassergehaltsbestimmung getrocknet.

Tab. 4.3: Versuchsprogramm zur Bestimmung der Höhe des Gefriersoges in Abhängigkeit der Auflast

Materialbezeichnung	Auflast [kN/m <sup>2</sup> ]				
	32	128	192	256	512
U-1	×	×	×	×	×
TL-1	×	×	/	×	/
TM-1	×	×	×	×	×
TM-2	×	×	/	×	/
TA-1	×	×	×	×	×
TA-2	×	×	×	×	×

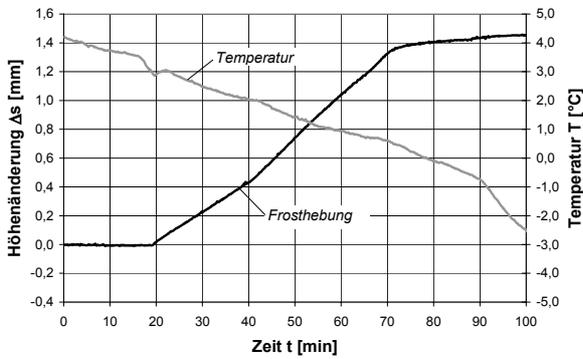
Die Sensorwerte von induktivem Wegaufnehmer, Thermoelement und Porenwasserdruckaufnehmer wurden während der gesamten Phase der Frosteindringung kontinuierlich von einem Datenlogger erfasst und aufgezeichnet. Messbereiche und Genauigkeiten der verschiedenen Sensoren sowie des Messverstärkers sind in Tab. 4.4 zusammengestellt.

Tab. 4.4: Messgenauigkeiten und Messbereiche von Sonden und Messverstärker

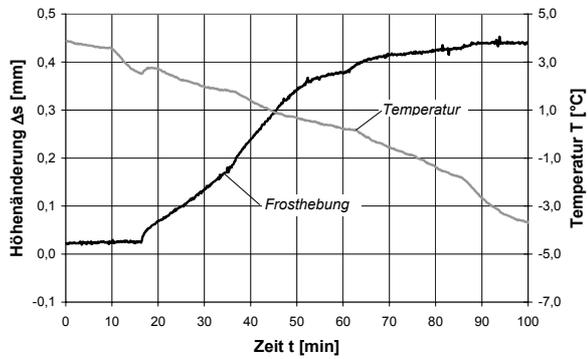
Gerät	Messbereich	Genauigkeit
Induktiver Wegaufnehmer, HBM W50	0 ÷ 2,5 [cm]	< 0,4 [%]
Porenwasserdruckaufnehmer, HBM P3MBA	-1 ÷ +5 [bar]	< 0,1 [%]
Thermoelement mawi-therm, TKAL NiCr-Ni (Typ K)	-10 ÷ +10 [°C]	< 0,003 [%/K]
Messumformer für Thermoelement mawi-therm, Typ 6740	0 ÷ 10 [V]	< 0,03 [%]
Messverstärker, HBM MGC/MGC+	0 ÷ 2,5 [V]	< 0,1 [%]
Flüssigkeitsthermostat, ThermoHaake, DC50	-50 ÷ +200	< 0,1 [K]

### 4.3.2. Versuchsergebnisse

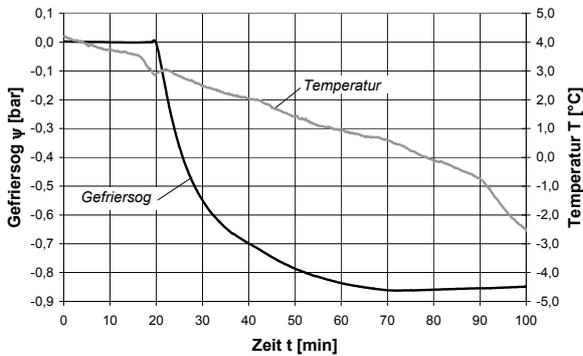
Durch die kontinuierliche Aufzeichnung der Sensordaten ist die Darstellung von Temperaturverlauf sowie Höhen- und Porenwasserdruckänderung der Probe für die gesamte Phase der Frosteindringung möglich.



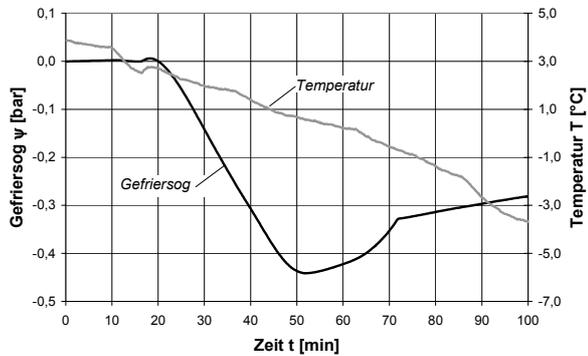
a) TA-1, Frosthebung und Temperatur



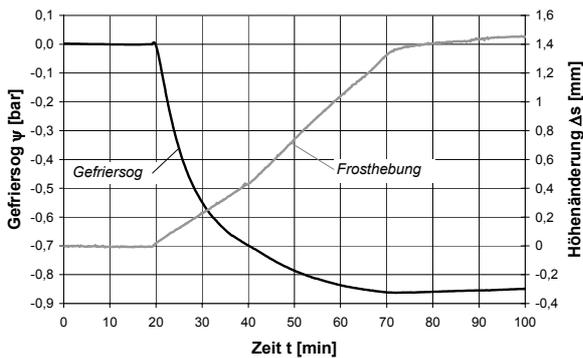
b) TM-1, Frosthebung und Temperatur



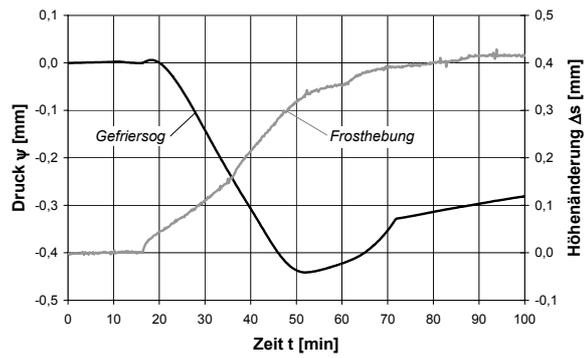
c) TA-1, Gefriersog und Temperatur



d) TM-1, Gefriersog und Temperatur



e) TA-1, Gefriersog und Frosthebung



f) TM-1, Gefriersog und Frosthebung

Abb. 4.4: Frosteindringung, exemplarisch für die Materialien TA-1 sowie TM-1

In Abb. 4.4 sind exemplarisch für die Materialien TA-1 und TM-1 die Änderungen von Temperatur, Probenhöhe und Porenwasserdruck über die Zeit dargestellt. Für die übrigen untersuchten Materialien ergaben sich ähnliche Kurvenverläufe. Wie die Versuchsergebnisse verdeutlichen, nimmt die Probenhöhe zunächst mit sinkender Temperatur zu. Ab einem bestimmten Zeitpunkt bzw. einer bestimmten Temperatur  $T^*$  vermindert sich die Rate der Höhenänderung.

zung jedoch deutlich, d.h. die Probenhöhe ändert sich ab diesem Zeitpunkt nahezu nicht mehr (Abb. 4.4, a und b). Gleichzeitig mit dem Beginn der Volumenzunahme beginnt sich in den Proben ein Porenwasserunterdruck aufzubauen, der seinen Maximalwert zu dem Zeitpunkt erreicht, ab dem nahezu keine weitere Zunahme der Probenhöhe mehr festzustellen ist (Abb. 4.4, e und f).

Die Zunahme der Probenhöhe ist auf die Phasenumwandlung des Wassers der Probe zurückzuführen. Mit der Temperaturverminderung der Kühlplatte setzt in der Probe ein Wärmetransport von der wärmeren zur kälteren Seite, im vorliegenden Fall also von unten nach oben, ein. Unterschreitet die Temperatur die Gefriertemperatur des Bodenwassers, so kommt es zur Phasenumwandlung. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die Gefriertemperatur von dem Grad der Bindung des Wassers an der Partikeloberfläche sowie der Ionenkonzentration bestimmt wird (vergl. Abschnitt 2.3.3.). Da Bindungsstärke und Ionenkonzentration des Bodenwassers von der Entfernung zur geladenen Partikeloberfläche abhängen, existiert keine einheitliche Gefriertemperatur des Bodenwassers auf einer bestimmten Isotherme. Die höchste Temperatur, bei der es in einem Boden zur Phasenumwandlung von Bodenwasser kommen kann, ist die Temperatur  $T_S$ .

Während der Abkühlung der Probe dringt die Isotherme mit der Temperatur  $T_S$  in den Boden ein (Abb. 4.5, a) und ein immer größerer Anteil des Bodenwassers wechselt die Phase. Die Zunahme der Probenhöhe (= Frosthebung) ist sichtbares Anzeichen für das Einsetzen der Phasenumwandlung im Boden (Abb. 4.4, a und c). Mit weiter fallender Temperatur nimmt der Anteil des flüssigen Wassers im gefrierenden Boden immer weiter ab. Dies schließt auch Phasenübergänge oberhalb der  $T_S$ -Isotherme mit ein (Abb. 4.5, b).

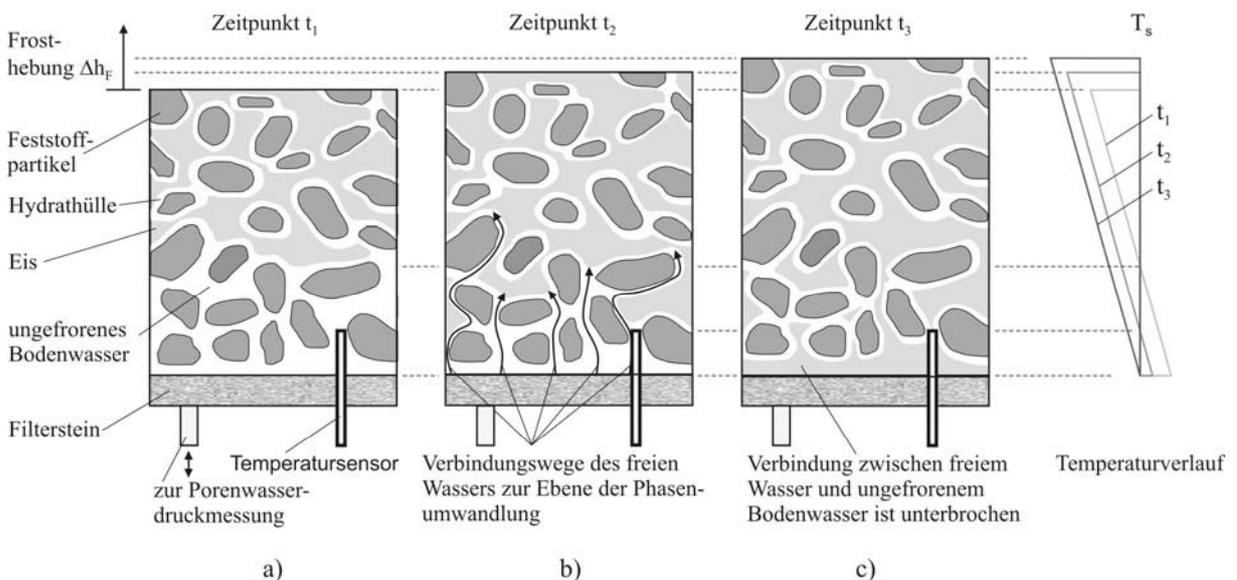


Abb. 4.5: Eindimensionale Frosteindringung zu drei unterschiedlichen Zeiten

Da mit der Phasenumwandlung des Wassers eine Volumenzunahme verbunden ist, steigt der Betrag der Frosthebung bei der Versuchsdurchführung kontinuierlich an. Wenn die Frosthebung ihr Maximum erreicht, hat das gesamte freie Porenwasser der Probe die Phase gewech-

selt (Abb. 4.5, c). Im gefrorenen Boden ist nun nur noch das stark gebundene Wasser mit hoher Ionenkonzentration ungefroren. Da das gebundene Wasser einen hohen Grad struktureller Ordnung und damit eine sehr geringe Gefriertemperatur aufweist, wechselt auch bei weiterer Verminderung der Temperatur nur noch wenig Wasser die Phase, so dass weitere deutliche Zunahmen der Frosthebung ausbleiben.

Hinsichtlich der Entwicklung des Gefriersoges über die Zeit ergeben sich zwei charakteristische Verläufe. Bei einem Teil der Versuche bleibt der Gefriersog nach Erreichen des Maximalwertes konstant (Abb. 4.4, c). Dieser Maximalwert des Gefriersoges tritt bei diesen Versuchen zu dem Zeitpunkt auf, ab dem sich der Anteil an ungefrorenem Wasser im gefrorenen Boden nahezu nicht mehr ändert (d.h. die Frosthebung hat ihren Maximalwert erreicht). Bei dem weit größeren Teil der Versuche zeigt sich jedoch ein ausgeprägter Peak-Zustand des Gefriersoges (Abb. 4.4, d). Nach Erreichen des Maximalwertes nimmt bei diesen Versuchen der Gefriersog wieder deutlich ab. Eine mögliche Erklärung für das Auftreten eines Peak-Zustandes könnte mit dem Versuchsaufbau zusammenhängen. Es ist denkbar, dass bei vollständiger Durchfrostung der Probe die Verbindung zum Porenwasserdruckaufnehmer über den Filterstein auf der Probenunterseite unterbrochen wird (Abb. 4.5, c). Auf der Probenunterseite kommt es jedoch weiterhin zum Phasenwechsel des dort noch vorhandenen Wassers. Das Eindringen von Eiskristallen in den Filterstein bzw. in die Fuge zwischen Filterstein und Fußplatte bewirkt eine Verdrängung von Wasser, was zu einem Abfall des Unterdrucks im Leitungssystem führte. Die gemessene Abnahme des Gefriersoges wäre demnach nicht ursächlich auf die während der Frostung ablaufenden Vorgänge in der Probe zurückzuführen. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass zu dem Zeitpunkt, bei dem der Maximalwert des gemessenen Gefriersoges auftritt, die Frosthebung ebenfalls nahezu ihr Maximum erreicht hat. Aus Versuchen ohne ausgeprägten Peak-Zustand bei dem Gefriersog ist jedoch bekannt, dass nach dem Erreichen der maximalen Frosthebung keine Zunahme des Gefriersoges mehr auftritt. Daher kann angenommen werden, dass auch für die Versuche mit Peak-Zustand der gemessene Gefriersog zumindest annähernd den Maximalwert darstellt. Der maximal messbare Gefriersog ergibt sich demnach kurz bevor die gesamte Probe durchfrostet ist, d.h. sich in dem Zustand befindet, in welchem auch eine weitere Verminderung der Temperatur nicht mehr zu einer weiteren Abnahme des Anteils an ungefrorenem Wasser führt. Dies ist bei den durchgeführten Versuchen in etwa der Zeitpunkt, bei dem die Verbindung zwischen dem Wasser der Probe und dem freien Wasser des Leitungssystems abreißt (Abb. 4.5, c). Nachdem nun nur noch sehr wenig Wasser die Phase wechseln kann, wird kaum noch Umwandlungswärme frei, so dass die Probe nun schneller abkühlt, was sich in einer Zunahme des Temperaturgradienten äußert (Abb. 4.4).

Der Gefriersog  $\psi$  nimmt also zunächst mit sinkender Temperatur zu und erreicht bei einer bestimmten Temperatur  $T^*$  einen Maximalwert  $\psi^*$ . Auch eine weitere Verminderung der Temperatur führt dann nicht mehr zu einer Erhöhung des Gefriersoges. Der Maximalwert des Gefriersoges ist dann erreicht, wenn sich der Anteil an ungefrorenem Wasser im Boden nicht mehr ändert. Dieses Versuchsergebnis lässt darauf schließen, dass die Höhe des Gefriersoges nicht direkt von der Temperatur, sondern von dem temperaturabhängigen Anteil an ungefrorenem Wasser im gefrierenden Boden abhängt. Wäre der Gefriersog ausschließlich von der

Temperatur abhängig, so müsste der Porenwasserunterdruck unabhängig von der Frosthebung mit sinkender Temperatur weiter abnehmen. Die Versuchsergebnisse belegen jedoch, dass es material- und auflastabhängige Maximalwerte des Gefriersoges gibt.

In Abb. 4.6 ist für die verschiedenen Materialien der bei der jeweiligen Auflast maximale, gemessene Gefriersog  $\psi^*(\sigma_z)$  in Abhängigkeit der Auflast, bei der gefrostet wurde, dargestellt. Es kann durchweg eine Abnahme des Gefriersoges mit zunehmender Auflast festgestellt werden. Hierbei ergeben sich jedoch für die untersuchten Materialien teilweise erhebliche Unterschiede hinsichtlich der absoluten Größe des gemessenen Gefriersoges sowie der Abhängigkeit von der Auflast. So ist für den reinen Kaolinit (TA-1) der Gefriersog zunächst, d.h. bei geringen Auflasten, weit größer als bei allen anderen Materialien. Durch eine Erhöhung der Auflast nimmt jedoch der Gefriersog stärker ab als bei den übrigen untersuchten Tonen. Eine noch stärkere Abhängigkeit von der Auflast zeigt nur der Schluff (U-1). Für dieses Material ergeben sich bei geringer Auflast ähnliche Werte des Gefriersoges wie für die leicht- und mittelplastischen Tone TL-1 und TM-1. Die Erhöhung der Auflast führt jedoch beim Schluff zu einer wesentlich stärkeren Abnahme des Gefriersoges als bei diesen Materialien. Für den mittelplastischen Ton TM-2 sowie den hochplastischen Ton TA-2 ist der Gefriersog bei geringer Auflast am kleinsten. Jedoch zeigt sich für diese Böden, dass eine Steigerung der Auflast zu einer wesentlich geringeren Abnahme des Gefriersoges führt als bei allen anderen untersuchten Materialien.

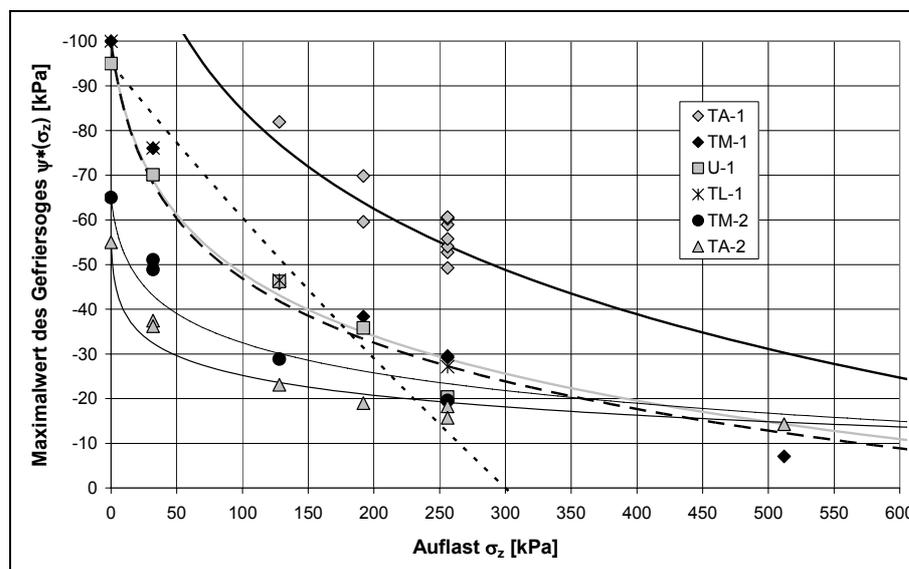


Abb. 4.6: Ergebnisse der Gefriersogmessung für die untersuchten Materialien in Abhängigkeit der Auflast

Die Abhängigkeit des Gefriersoges von Bodenart oder Auflast wird bisher durch die gegebenen theoretischen Modelle nicht abgebildet. Bei dem Berechnungsansatz auf der Basis des Phasenübergangs des Wassers ist der Gefriersog ausschließlich von der Temperatur abhängig (vergl. Abschnitt 3.4.3). Die Messergebnisse in Abb. 4.6 verdeutlichen unter anderem auch, dass die plastischen Eigenschaften (Abb. 4.2) kein geeignetes Mittel darstellen, um Rückschlüsse auf den für einen Boden zu erwartenden Gefriersog bei der Bodenfröschung zu ziehen.

Bei der Bewertung der Ergebnisse in Abb. 4.6 sind mögliche Einflüsse durch Volumenänderungen zu berücksichtigen. Obwohl die Bodenfröschung bei geschlossenem Porenwassersystem erfolgte, waren Volumenänderungen infolge spannungsabhängiger Verformungen der Probe bzw. des Versuchsgerätes sowie insbesondere durch Entgasung bzw. Verdampfung des Wassers des Leitungssystems, bei hohen Porenwasserunterdrücken bei der Versuchsdurchführung, nicht vollständig zu verhindern. Dies bedeutet, dass die gemessenen Saugspannungen in diesen Fällen eventuell etwas zu niedrig sind.

Auf der Basis der Messergebnisse des Gefriersoges, die bei unterschiedlichen Auflasten bestimmt wurden, können zwei wichtige Grenzwerte durch Extrapolation gewonnen werden, die für die spätere quantitative Bestimmung des Gefriersoges von Bedeutung sind. Zum einen handelt es sich um den zu erwartenden maximalen Porenwasserunterdruck  $\psi^*$  für eine Auflast von  $\sigma_z = 0$  kPa, zum anderen um die erforderliche Auflast  $\sigma^*$ , für die der Porenwasserdruck  $\psi^* = 0$  wird (Tab. 4.5). Die physikalische Bedeutung dieser beiden Grenzwerte wird später im Zusammenhang mit der Beschreibung der Ursachen des Gefriersoges ausführlich erklärt (vergl. Abschnitt 4.4.).

Tab. 4.5: Maximalwert des Gefriersoges  $\psi^*(\sigma_z=0)$  und Auflast  $\sigma_z(\psi=0) = \sigma^*$  gewonnen durch Extrapolation aus den Messergebnissen

Materialbezeichnung	U-1	TL-1	TM-1	TM-2	TA-1	TA-2
Gefriersog $\psi^*(\sigma_z=0)$ [kPa]	-95	-100	-100	-65	-150	-55
Auflast $\sigma_z(\psi=0) = \sigma^*$ [kPa]	300	900	1000	2700	1200	5000

In Abb. 4.7 sind die Absolutwerte der Temperaturmessung  $T^*$  beim Auftreten des maximalen Gefriersoges  $\psi^*(\sigma_z)$  bei der jeweiligen Auflast für die verschiedenen Materialien dargestellt. Die Versuchsergebnisse lassen keine eindeutigen Aussagen darüber zu, inwieweit eine Abhängigkeit zwischen  $T^*$  und der Auflast besteht. Es ist allenfalls eine leichte Tendenz festzustellen, die die Annahme zulässt, dass  $T^*$  für die meisten Böden mit zunehmender Auflast leicht abnimmt.

Die Interpretation der Temperaturmessung in Abb. 4.7 kann dabei aus zwei Gründen nur unter Vorbehalt erfolgen. Zum einen liegen die Abweichungen der gemessenen Temperatur teilweise unterhalb der Messgenauigkeit des verwendeten Gerätes. Zum anderen gibt der Temperatursensor bei dem Versuchsaufbau nach Abb. 4.3 nur Aufschluss über die Temperatur an einer bestimmten Stelle in der Probe. Der Maximalwert des Gefriersoges ist jedoch temperaturabhängig und die Temperatur in der Probe ist nicht einheitlich (Abb. 4.5). Die genaue Stelle in der Probe, wo die lokalen Bedingungen das Auftreten des maximalen Gefriersoges verursachen, ist dabei unbekannt und wird nur im Ausnahmefall in der Nähe des Temperatursensors liegen. Daher ist auch mit erheblichem messtechnischem Mehraufwand die Bestimmung der wirklichen Temperatur  $T^*$  nicht möglich. Das eigentliche Ziel der Temperaturmessung lag daher auch in erster Linie in der Aufzeichnung des Temperaturverlaufs und der Bestimmung des Temperaturgradienten (gemäß Abb. 4.4). Dadurch konnten qualitative Informationen über

die überlagerten Veränderungen von Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität sowie auf die Menge an frei werdender Umwandlungswärme im Zuge des Phasenwechsels des Wassers gewonnen werden.

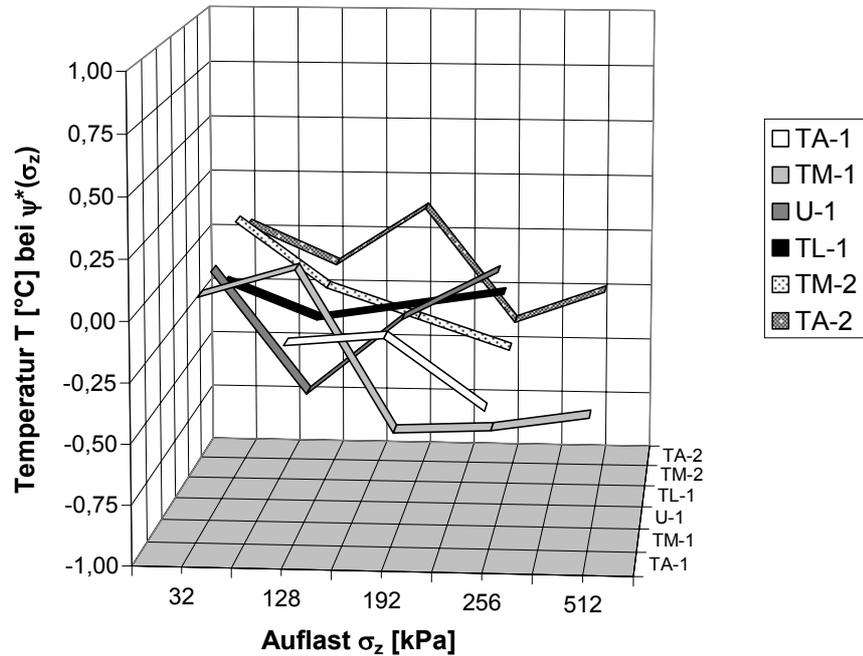


Abb. 4.7: Temperatur am Sensorkopf beim Auftreten des maximalen Gefriersogs

Bei der Auswertung der Versuchsergebnisse konnte eine Verbindung zwischen dem maximal gemessenen Gefriersog  $\psi^*(\sigma_z)$  und dem Wassergehalt an der Schrumpfgrenze  $w_s$  festgestellt werden (Abb. 4.8).

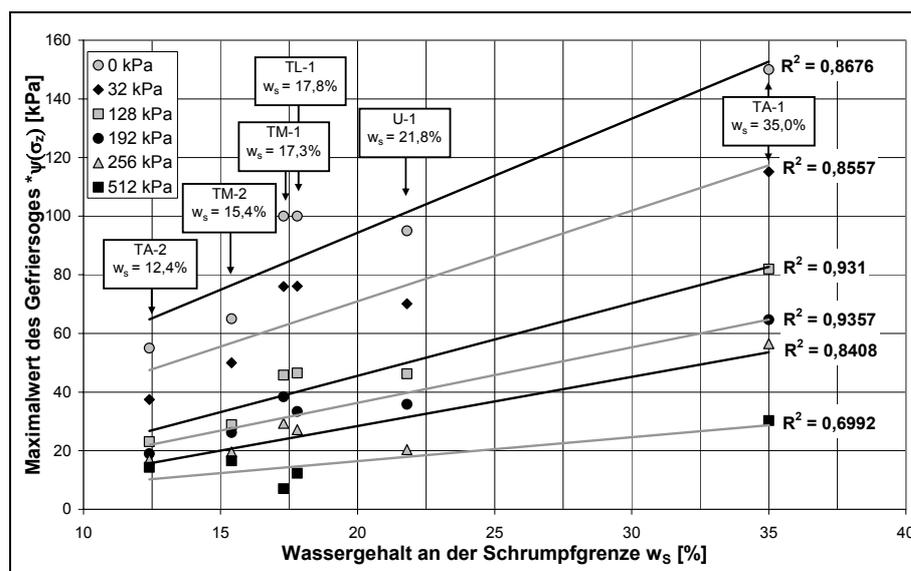


Abb. 4.8: Maximalwerte des gemessenen Gefriersog in Abhängigkeit der Schrumpfgrenze

Abb. 4.8 zeigt, dass unter ansonsten gleichen Randbedingungen (gleiche Auflast) der Gefriersog zum Wassergehalt  $w_s$  direkt proportional ist. Der Grund hierfür kann darauf zurückgeführt werden, dass – vollständige Wassersättigung vorausgesetzt – sowohl der Gefriersog als auch die Wassergehaltsverminderung im Zuge des Schrumpfvorgangs auf ähnliche Mechanismen zurückzuführen ist. Man kann daher darauf schließen, dass die Ähnlichkeit der physikalischen Vorgänge die Ursache der Korrelation zwischen Gefriersog und Schrumpfgrenze ist. Unter Kenntnis der Schrumpfgrenze ist damit auf der Basis der Versuchsergebnisse eine Aussage über die Höhe des für einen Boden zu erwartenden Gefriersoges möglich. Auf die Bedeutung dieser Korrelation wird im Zusammenhang mit der Beschreibung der Ursachen der Veränderung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens eingegangen (Abschnitt 5.4).

Eine Zunahme der NaCl-Konzentration im freien Wasser führt unter ansonsten gleichen Versuchsrandbedingungen (Material, Auflast und Temperaturgradient) zu einer Verminderung des gemessenen Gefriersoges. Dabei zeigen die Gefriersog-Auflast-Beziehungen für Boden TA-1 bei unterschiedlichen NaCl-Konzentrationen einen zueinander affinen Verlauf (Abb. 4.9). Ein erkennbarer Einfluss der Ionenkonzentration im freien Wasser konnte jedoch erst ab einer vergleichsweise hohen Konzentrationen von 10 g (NaCl)/l beobachtet werden.

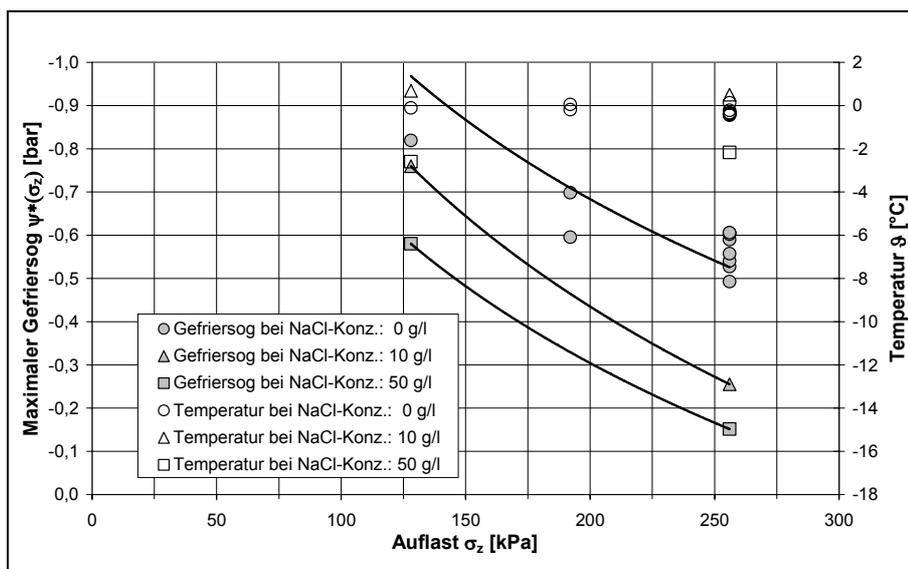


Abb. 4.9: Maximaler Gefriersog in Abhängigkeit der NaCl-Konzentration im freien Wasser für verschiedene Auflasten bei Material TA-1

#### 4.4. Die Mechanismen des Gefriersoges

##### 4.4.1. Saugspannung im Boden infolge osmotischer Wirkung

Sind zwei Bereiche A und B einer Lösung mit unterschiedlichen Konzentrationen  $n_A$  und  $n_B$  des gelösten Stoffes durch eine semipermeable Membran getrennt, so sind die Moleküle des Lösungsmittels aus dem Bereich mit geringerer Konzentration bestrebt, in den Bereich mit

höherer Konzentration zu diffundieren, um den Konzentrationsunterschied auszugleichen. Der Druck, der auf die Phase mit höherer Konzentration aufgebracht werden muss, um den Durchgang der Moleküle des Lösungsmittels durch die semipermeable Membran zu verhindern, ist der osmotische Druck  $\pi$  (Abb. 4.10, links, vergl. auch Abschnitt 2.5.2.).

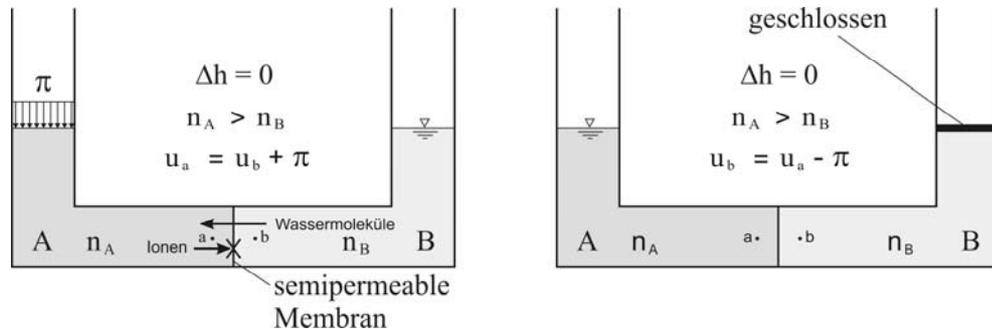


Abb. 4.10: Osmotische Wirkung; links: osmotischer Druck infolge des Konzentrationsunterschiedes; rechts: Saugspannung infolge des Konzentrationsunterschiedes

Wird auf Phase A kein Druck aufgebracht, so kann der Übergang der Moleküle des Lösungsmittels von Phase B nach Phase A auch dadurch unterbunden werden, dass die Volumenänderung des Bereichs mit geringerer Konzentration (Phase B) verhindert wird. In Phase B entsteht so ein Unterdruck in der Höhe des Betrags des osmotischen Drucks (Abb. 4.10, rechts). Das bedeutet, dass der Durchgang der Moleküle des Lösungsmittels durch die semipermeable Membran auch davon abhängig ist, inwieweit eine Volumenänderung des Bereichs mit geringerer Konzentration möglich ist. Dabei kommt es stets dann zur Ausbildung einer Saugspannung in der Phase mit geringerer Konzentration des gelösten Stoffs, wenn der Druck auf die Phase mit höherer Konzentration kleiner ist als es erforderlich wäre, um einen Durchgang der Moleküle des Lösungsmittels durch die semipermeable Membran zu unterbinden und gleichzeitig die Volumenänderung der Phase mit geringerer Konzentration behindert ist.

In Böden – insbesondere in solchen mit hohem Tonmineralanteil – besitzt das Bodenwasser in Abhängigkeit des Abstandes zur Partikeloberfläche zum Teil deutlich unterschiedliche Ionenkonzentrationen. Die Ursache hierfür liegt in der hohen negativen Oberflächenladung der meisten Tonminerale. Hierdurch werden an der Mineraloberfläche Gegenionen zum Ladungsausgleich adsorbiert (vergl. Abschnitt 2.4.1.). Dies führt dazu, dass in geringer Entfernung zur Oberfläche der Feststoffpartikel eines Tonbodens (Diffusionsschicht) wesentlich höhere Ionenkonzentrationen vorliegen als im freien Wasser in größerer Entfernung zur geladenen Mineraloberfläche (Abb. 4.11). Die Adsorption der Gegenionen stellt dabei eine Rückdiffusionshemmung dar, da die Ionen aufgrund ihrer Bindung an der Partikeloberfläche nicht frei beweglich sind und daher nicht in die Bereiche mit geringerer Ionenkonzentration diffundieren können. Dies entspricht in seiner Wirkungsweise einer semipermeablen Membran, die zwar die ungeladenen Wassermoleküle hindurch lässt, nicht jedoch die Ionen (vergl. Abschnitt 2.5.2.).

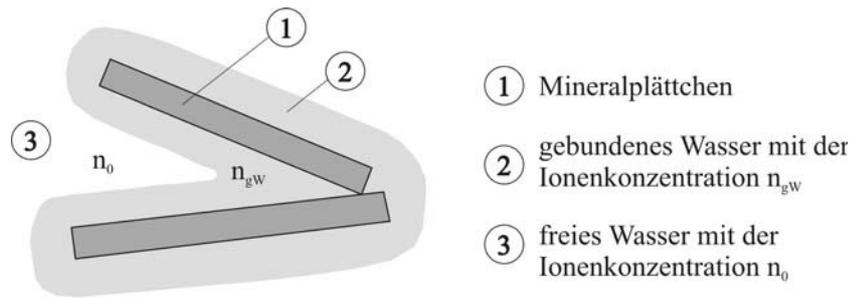


Abb. 4.11: Konzentrationsunterschiede der Ionen des Bodenwassers

Im wassergesättigten Boden bei Temperaturen  $T > 0 \text{ } ^\circ\text{C}$  sind die Moleküle des freien Wassers bestrebt, sich zur Diffusionsschicht zwischen den geladenen Feststoffpartikeln zu bewegen, um dadurch den Konzentrationsunterschied der Ionen zwischen dem freien und dem gebundenen Wasser auszugleichen. Auf die Partikeloberflächen wird hierdurch ein interpartikularer osmotischer Druck ausgeübt, der die Feststoffpartikel auseinander drückt. Bei freier Volumenänderung sind die Feststoffpartikel in der Lage, sich voneinander weg zu bewegen. In einem offenen System, d.h. bei ungehinderter Wasserzufuhr, führt dies zur Vergrößerung des interpartikularen Abstandes. Da sich die Moleküle des freien Wassers ungehindert bewegen können, entsteht hierbei kein Unterdruck im freien Wasser.

In einem geschlossenen System, d.h. bei verhinderter Wasserzufuhr, können sich die Wassermoleküle nicht ungehindert bewegen. Da keine Moleküle in den Partikelzwischenraum diffundieren können, kommt es nicht zu einer Verminderung des Konzentrationsunterschiedes. Aus Gleichgewichtsgründen stellt sich im freien Wasser ein Unterdruck ein, der den osmotischen Druck infolge des Ionenkonzentrationsunterschiedes ausgleicht.

Ein natürlicher Boden stellt zwar kein geschlossenes System dar, die geringe Wasserdurchlässigkeit feinkörniger Böden kann jedoch zu ähnlichen Bedingungen führen. Infolge der geringen Wasserdurchlässigkeit können sich die Wassermoleküle nicht bzw. nicht so schnell zur Diffusionsschicht zwischen den Feststoffpartikeln bewegen. Eine Verminderung des interpartikularen Abstandes führt zur osmotischen Abstoßung der Mineraloberflächen. Hierdurch stellt sich wie beim geschlossenen System ein Porenwasserunterdruck bzw. eine Saugspannung im freien Wasser ein. Diese Saugspannung baut sich, unter sonst gleich bleibenden Bedingungen, stetig in dem Maße ab, in dem sich Moleküle vom freien Wasser zur Diffusionsschicht bewegen und dadurch den Ionenkonzentrationsunterschied, bei gleichzeitiger Vergrößerung des interpartikularen Abstandes, verringern. Die Abnahme der Saugspannung mit der Zeit ist damit von der Wasserdurchlässigkeit des Bodens abhängig.

#### 4.4.2. Temperaturabhängigkeit des Gefriersoges

Hohe Saugspannungen infolge Frostung werden bei solchen Böden beobachtet, deren Partikeloberflächen stärker geladen sind, d.h. bei feinkörnigen Böden mit hohem Tonmineralanteil (vergl. Abschnitt 3.3.).

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, kann das Bodenwasser eines derartigen Bodens lokal unterschiedliche Ionenkonzentrationen aufweisen. Dabei ist die Ionenkonzentration des Wassers in der Nähe der Partikeloberfläche in der Regel deutlich größer als die Ionenkonzentration des Wassers in größerer Entfernung zur Partikeloberfläche (vergl. Abschnitt 2.4.1.).

Bei der Untersuchung der Mechanismen, die zur Ausbildung des Gefriersoges führen, soll zunächst davon ausgegangen werden, dass sich vor Beginn der Frostung – also bei Temperaturen  $T > 0 \text{ °C}$  – das System in einem stationären Gleichgewichtszustand befindet. D.h. es gibt keine Saugspannung im freien Wasser und entsprechend keine Massebewegung.

Eine Verminderung der Temperatur des Bodens führt bei Unterschreitung der Gefriertemperatur des Bodenwassers zum Phasenübergang des Wassers zu Eis. Die Gefriertemperatur ist dabei von der Ionenkonzentration des Wassers abhängig und kann nach der van't Hoff'schen Gleichung bestimmt werden (vergl. Abschnitt 2.3.3.).

Zuerst gefriert das Wasser mit der geringsten Ionenkonzentration. Dies ist das Wasser mit der größten Entfernung zur Partikeloberfläche. Mit abnehmender Temperatur kann Wasser mit immer höherer Ionenkonzentration gefrieren. Die Phasengrenzfläche Eis-Wasser nähert sich daher immer weiter der Partikeloberfläche, d.h. der Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche  $D$  nimmt durch die Verminderung der Temperatur  $T$  ab. Der Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche ist nun kleiner als der interpartikulare Abstand vor Beginn der Frostung, für den sich das System im Gleichgewicht befunden hat. Da bei der Phasenumwandlung von Wasser nicht die Ionen gelöster Salze, sondern nur reines  $\text{H}_2\text{O}$  (bzw.  $\text{H}^+$  und  $\text{OH}^-$ ) in die Kristallstruktur überführt wird, kommt es zusätzlich noch zu einer Erhöhung der Ionenkonzentration  $n$  des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche. Beides zusammen bewirkt, dass der osmotische Druck und damit die Abstoßung zwischen Eis- und Mineraloberfläche zunehmen. Das System ist dadurch bestrebt, den Oberflächenabstand  $D$  wieder zu vergrößern, d.h. durch den osmotischen Druck infolge des Konzentrationsunterschiedes sind Eis- und Mineraloberfläche bestrebt, sich voneinander weg zu bewegen. Die Vergrößerung des Oberflächenabstandes führt zu einer Verminderung des Potentialniveaus (Energiedichte) im Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche. Es stellt sich also ein Potentialunterschied zwischen dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche und dem freien Porenwasser ein. Zusätzliche Wassermoleküle gelangen so entlang des Konzentrations- bzw. Potentialgradienten in den Zwischenraum zwischen Eis- und Mineraloberfläche. In einem geschlossenen System bzw. in einem System, dessen Wasserdurchlässigkeit gering ist, können die Wassermoleküle jedoch nicht bzw. nicht mit ausreichender Geschwindigkeit in den Zwischenraum diffundieren. Dies führt zur Ausbildung einer Saugspannung im freien Wasser. Frostbedingte Saugspannungen im Porenwasser werden bei der Bodenfrostdung als Gefriersog bezeichnet (vergl. Abschnitt 3.4). Die Ursache des Gefriersoges wird damit auf die osmotische Abstoßung zwischen Eis- und Mineraloberfläche zurückgeführt, durch welche das Potentialniveau des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche verringert wird. Diese Erklärung für die Ursachen des Gefriersoges unterscheidet sich damit grundlegend von derjenigen, welche auf der Betrachtung des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers beruht (vergl. Abschnitt 3.4.3).

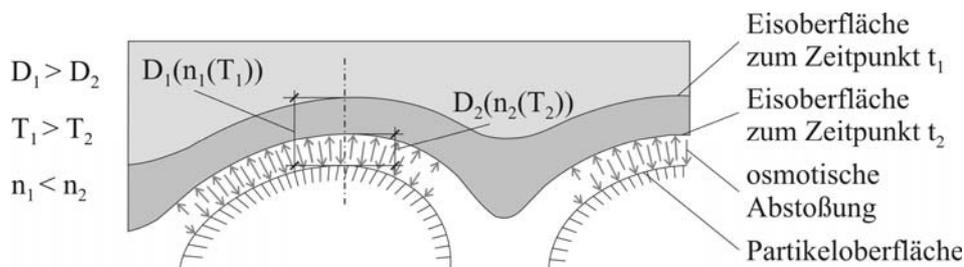


Abb. 4.12: Frosteindringung;  $D_i$  = Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche zum Zeitpunkt  $t_i$  mit  $D_1 > D_2$ ,  $n_i$  = Ionenkonzentration des Wassers im Interaktionsbereich zum Zeitpunkt  $t_i$  mit  $n_1 < n_2$ ,  $T_i$  = Temperatur im Interaktionsbereich zum Zeitpunkt  $t_i$  mit  $T_1 > T_2$

Die Situation, die zur Ausbildung des Gefriersoges führt, kann mit Hilfe von Abb. 4.12 anschaulich erklärt werden. Hierzu soll zunächst davon ausgegangen werden, dass zum Zeitpunkt  $t_1$  in der Höhe der Isotherme mit der geringsten Temperatur  $T_1$  nur freies Wasser gefroren ist, welches die Ionenkonzentration  $n_1$  besitzt. Es soll weiter angenommen werden, dass zum Zeitpunkt  $t_1$  die Ionenkonzentration des zwischen Eis- und Mineraloberfläche verbleibenden ungefrorenen Wassers nur vernachlässigbar größer ist als die Ionenkonzentration des freien Wassers  $n_0$ . Der osmotische Druck zwischen Eis- und Mineraloberfläche ist daher nahezu Null. Da es damit keine zusätzliche gegenseitige Abstoßung der Oberflächen gibt, ist auch der Gefriersog Null.

Durch die Verminderung der Temperatur von  $T_1$  auf  $T_2$  ist zum Zeitpunkt  $t_2$  nun auch Wasser mit höherer Ionenkonzentration, welches sich in geringerem Abstand zur Mineraloberfläche befindet, gefroren. Der Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche verringert sich dadurch von  $D_1$  auf  $D_2$ . Die mittlere Ionenkonzentration im flüssigen Wasser steigt in diesem Bereich von  $n_1$  auf  $n_2$  an. Die Folge des Ionenkonzentrationsunterschiedes zwischen freiem Wasser und dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche ist der osmotische Druck  $\pi$ , durch den es zu einer gegenseitigen Abstoßung von Eis- und Mineraloberfläche kommt. Das System ist bestrebt, den Abstand  $D$  der Oberflächen zu vergrößern und dadurch die Ionenkonzentration zwischen Eis- und Mineraloberfläche zu reduzieren. Bei einer Vergrößerung des Oberflächenabstandes bewegen sich Wassermoleküle in den Zwischenraum, hierdurch kommt es zu einer Verminderung der Ionenkonzentration des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche, die Gefriertemperatur steigt an, so dass sofort wieder Wassermoleküle die Phase wechseln und neue Wassermoleküle nachrücken. Dieser Vorgang aus Nachrücken und Phasenwechsel bewirkt eine stetige Massebewegung vom freien Wasser zum Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche. Wenn sich die Wassermoleküle jedoch infolge geringer Wasserdurchlässigkeit des Bodens nicht schnell genug bewegen können, stellt sich ein Porenwasserunterdruck, der sogenannte Gefriersog ein. Unter Vernachlässigung von Auflast und Eigenlast stehen die resultierenden Kräfte aus Gefriersog und osmotischem Druck unter diesen Bedingungen im Gleichgewicht.

Da mit abnehmender Temperatur Wasser mit immer höherer Ionenkonzentration gefrieren kann, nimmt der Abstand  $D$  zwischen Eis- und Mineraloberfläche mit sinkender Temperatur

ab. Hierdurch steigt der Ionenkonzentrationsunterschied und damit der osmotische Druck (Abb. 4.13). Der osmotische Druck  $\pi$  und damit der Gefriersog  $\psi$  sind damit temperaturabhängig.

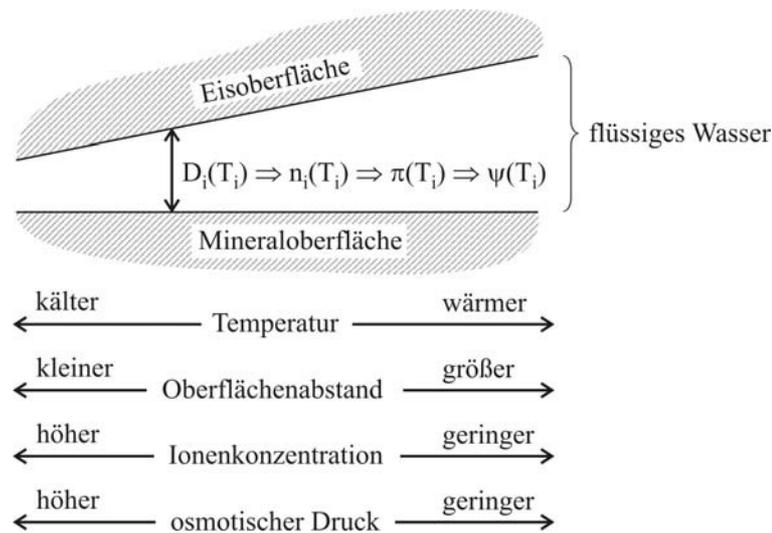


Abb. 4.13: Zusammenhang zwischen Temperatur  $T$ , Oberflächenabstand  $D$ , Ionenkonzentration  $n$  und osmotischem Druck  $\pi$

Bei der Bodenfrostdung verursacht also der temperaturbedingte Phasenwechsel des Wassers eine Verminderung des Abstandes zwischen Eis- und Mineraloberfläche. Dies führt zur gegenseitigen Abstoßung der Phasengrenzflächen infolge des osmotischen Drucks. Hierdurch wird ein Potentialgradient (Gefriersog) erzeugt, der die Ursache der Massebewegung ist. Der osmotische Druck ist zum Ionenkonzentrationsunterschied zwischen dem freien Wasser und dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche direkt proportional. Der osmotische Druck und damit der Gefriersog nehmen mit sinkender Temperatur zu, da hiermit eine Verminderung des Abstandes  $D$  und damit eine Erhöhung der Ionenkonzentration  $n$  des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche verbunden ist.

#### 4.4.3. Materialabhängigkeit des Gefriersoges

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass der Gefriersog bei der Bodenfrostdung als Folge der Interaktion der Phasengrenzfläche Eis-Wasser mit der Partikeloberfläche beschrieben werden kann, wobei lokale Konzentrationsveränderungen der Ionen des Bodenwassers zur osmotischen Abstoßung von Eis- und Mineraloberfläche führen. Die Interaktion erfolgt jedoch in der Regel nicht über die gesamte horizontale Querschnittsfläche  $A_0$ , sondern findet nur in der Wirkungsfläche  $A_{os}$  des osmotischen Drucks  $\pi$  statt, wo die Gefügestruktur eine starke Annäherung der Phasengrenzflächen begünstigt (Abb. 4.14). Die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks ist daher stark von den granulometrischen Eigenschaften eines Bodens wie Kornform und -größe abhängig.

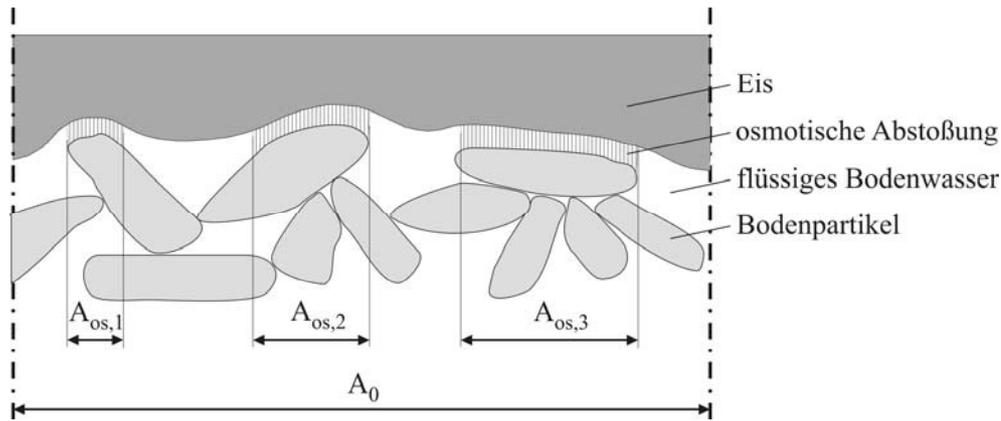


Abb. 4.14: Wirkungslänge  $A_{os}$  des osmotischen Drucks  $\pi$

Die Konzentration der Ionen in der diffusen Schicht ist von der Ladung der Mineraloberfläche und von der Art und Konzentration der Ionen des freien Wassers abhängig. Daher wird auch die Höhe des osmotischen Drucks selbst von der Oberflächenladung der Feststoffpartikel des Bodens sowie von Art und Konzentration der Ionen des freien Porenwassers maßgebend mitbestimmt. Auch diese Eigenschaften hängen von der Bodenart ab.

Für den hier betrachteten eindimensionalen Verformungszustand ist nur die Komponente des osmotischen Drucks in Verformungsrichtung  $\pi_z$  maßgebend, da es nur durch die Möglichkeit zur Volumenänderung zu einer Massenströmung kommen kann. Daher muss auch die Neigung  $\alpha_{os}$  der Phasengrenzfläche  $A_E$  (Eisoberfläche) bei der Ermittlung des maßgebenden osmotischen Drucks berücksichtigt werden (Abb. 4.15). Die Neigung der Fläche  $A_E$  ist, wie auch ihre absolute Größe, von den granulometrischen Eigenschaften des Bodens abhängig. Auch der Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche  $D$  und damit die hierzu gehörende Ionenkonzentration  $n$  werden hierdurch beeinflusst. Beides hat zur Folge, dass der osmotische Druck  $\pi_z$  in der Wirkungslänge  $A_{os}$  nicht konstant ist (Abb. 4.15).

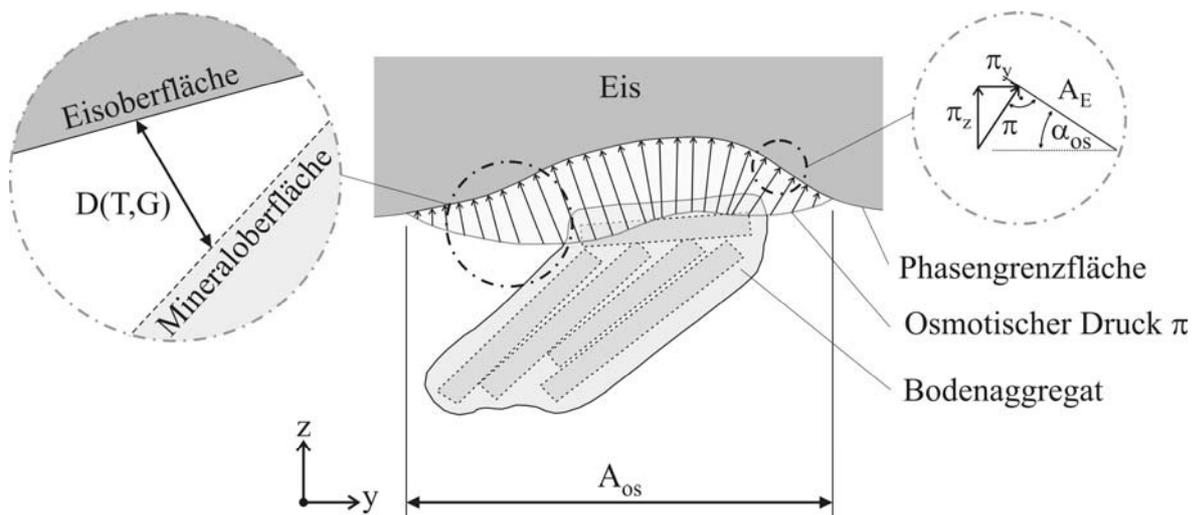


Abb. 4.15: Die Größe des maßgebenden osmotischen Drucks  $\pi_z$  wird durch die granulometrischen Eigenschaften des Bodens mitbestimmt

Der maßgebende mittlere osmotische Druck  $\pi_{z,m}$  in der Wirkungsfläche  $A_{os}$  ergibt sich entsprechend aus dem maßgebenden osmotischen Druck  $\pi_z$  durch Integration über die zugehörige Wirkungsfläche  $A_{os}$ :

$$\pi_{z,m} = \frac{1}{A_{os}} \iint_{A_{os}} \pi_z dA_{os} \quad \text{Gl. 4.1}$$

Alle sich anschließenden Betrachtungen und Aussagen beziehen sich auf diesen maßgebenden mittleren osmotischen Druck  $\pi_{z,m}$  in der Wirkungsfläche  $A_{os}$ . Der Einfachheit halber wird dieser im Folgenden als osmotischer Druck bezeichnet.

Sowohl der osmotische Druck selbst wie auch seine Wirkungsfläche hängen damit von den spezifischen Bodeneigenschaften ab. Da der Gefriersog ursächlich auf die Abstoßung von Eis- und Mineraloberfläche infolge des osmotischen Drucks zurückgeführt wird, ist damit auch der Gefriersog materialabhängig.

#### 4.4.4. Auflastabhängigkeit des Gefriersoges

Befindet sich auf dem gefrierenden Boden eine Auflast  $\sigma_z$ , so hat dies ebenfalls Auswirkungen auf den Gefriersog. Auf der einen Seite kommt es zu einer Reduzierung des Gefriersoges. Die Auflast führt dabei nicht zu einer Verminderung des osmotischen Drucks  $\pi_{os}$ , sondern sie wirkt der Vergrößerung des Abstandes zwischen Eis- und Mineraloberfläche entgegen. Hierdurch wird der Verminderung der Energiedichte (Potentialniveau) des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche entgegenwirkt. Als Folge davon kommt es zu einer Abnahme des Potentialunterschiedes  $\Delta h_w$  (zwischen dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche und dem freien Wasser in den ungefrorenen Bodenbereichen in einiger Entfernung zur Phasengrenzfläche), der die Ursache des Massetransportes und damit des Gefriersoges ist (Abb. 4.16). Anschaulich ausgedrückt muss zunächst die Auflast überwunden werden, bevor die Differenz zwischen dem interpartikular wirkenden osmotischen Druck und der Auflast eine Vergrößerung des Abstandes  $D$  zwischen Eis- und Mineraloberfläche bewirken kann, was bei behinderter Wasserbewegung zur Ausbildung einer entsprechenden Saugspannung führt. Bei den Standrohrspiegelständen in Abb. 4.16 handelt es sich um die anschauliche Darstellung eines Drucksensors zur Bestimmung des Porenwasserdrucks im freien Wasser. Es sollen dadurch nicht die wahren Systemrandbedingungen wiedergegeben werden.

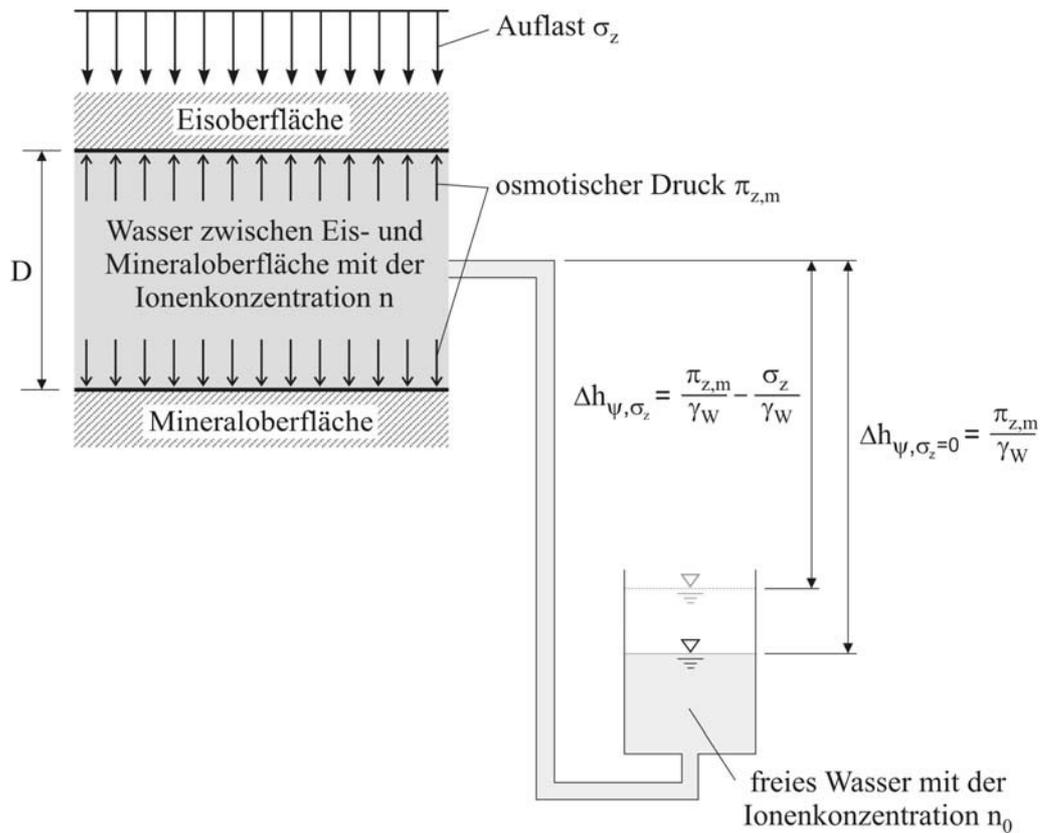


Abb. 4.16: Einfluss einer Auflast auf den Gefriersog

Auf der anderen Seite bewirkt eine Erhöhung der Auflast eine Vergrößerung des Gefriersoges, da sich bei höherer Auflast, durch die Ausrichtung der Bodenpartikel, die Wirkungsfläche  $A_{os}$  des osmotischen Drucks vergrößert (Abb. 4.17). Bei der Ermittlung des Gefriersoges muss die Überlagerung beider Effekte betrachtet werden.

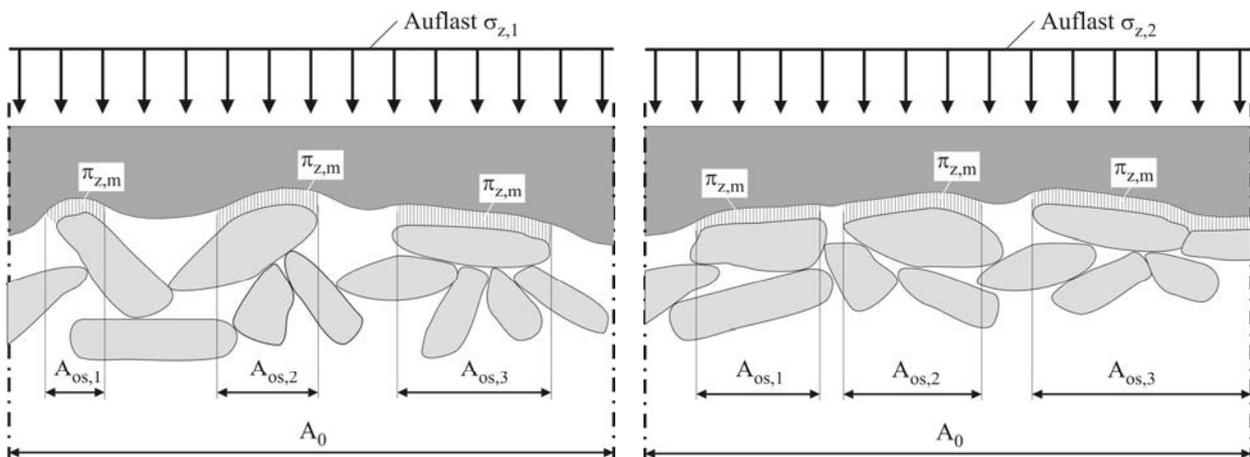


Abb. 4.17: Einfluss der Auflast auf die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks, links: kleine Auflast  $\sigma_{z,1}$ ; rechts: hohe Auflast  $\sigma_{z,2}$

#### 4.4.5. Maximalwert des Gefriersoges

Mit zunehmender Ionenkonzentration sinkt die Gefriertemperatur von Wasser. Im Hinblick auf die Bodenfrostung bedeutet dies, dass mit fallender Temperatur Wasser mit immer höherer Ionenkonzentration gefrieren kann und sich dadurch die Phasengrenzfläche Eis-Wasser immer stärker der Mineraloberfläche nähert (der Abstand  $D$  nimmt ab). Da die Ionen der Salze nicht in die Kristallstruktur des Eises überführt werden, folgt hieraus ein Anstieg der Ionenkonzentration des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche. Der osmotische Druck und damit die Saugspannung werden dadurch mit abnehmender Temperatur größer.

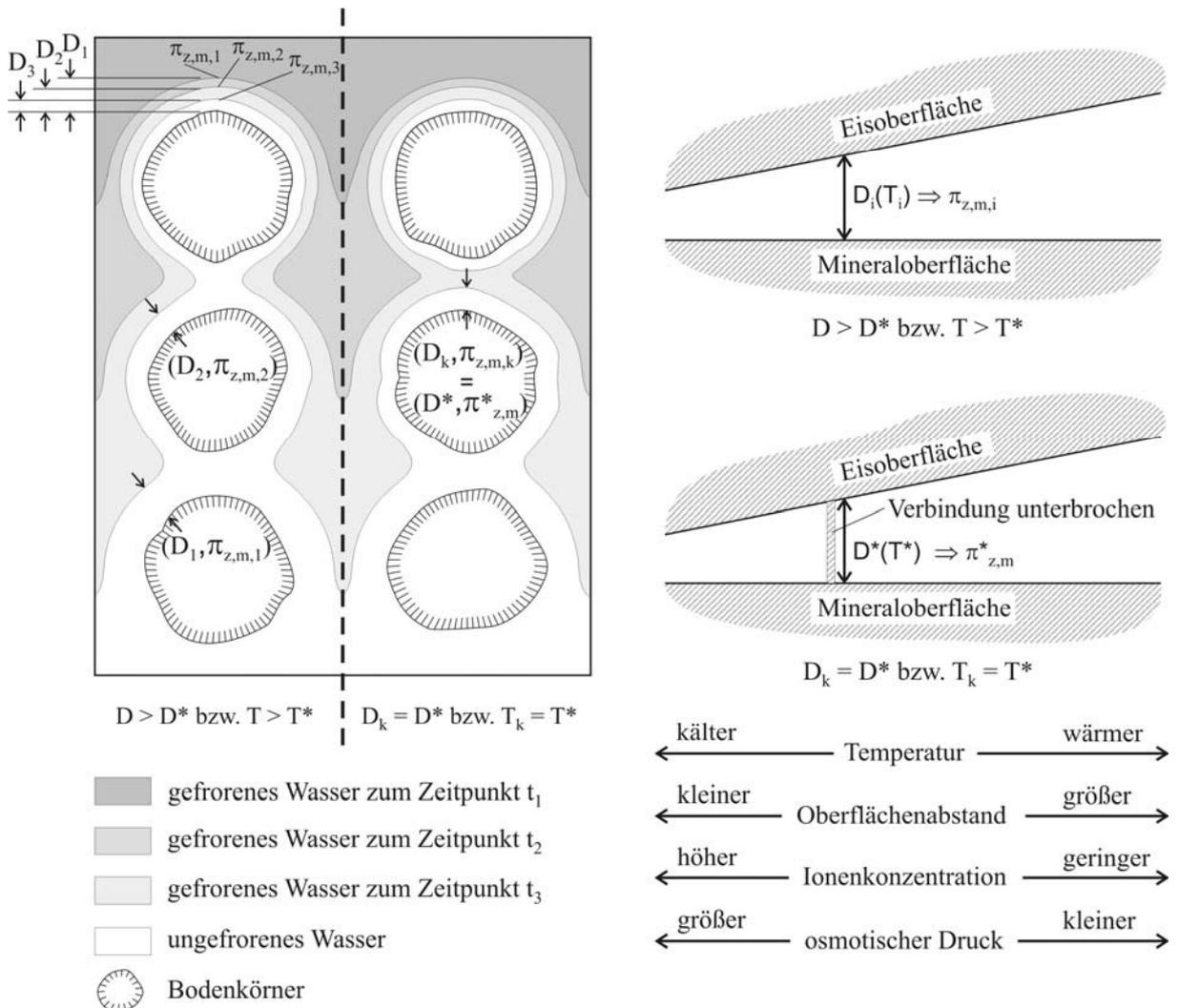


Abb. 4.18: Zusammenhang zwischen Temperatur  $T$  und Oberflächenabstand  $D$  für  $T > T^*$  sowie für  $T = T^*$

Bei dem Vorgang der Frosteindringung (d.h. während der Phase der Temperaturverminderung, wobei für die hier untersuchten eindimensionalen Bedingungen horizontale Isothermen unterstellt werden) besteht zunächst über das ungefrorene Wasser mit hoher Ionenkonzentration in geringem Abstand zur Partikeloberfläche stets eine Verbindung zwischen freiem Wasser und dem Wasser mit der geringsten Temperatur und dementsprechend dem geringsten Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche. An der Stelle des geringsten Oberflächenab-



Nach Israelachvili (1991) ist der Oberflächenabstand  $D$ , ab dem interpartikuläre Anziehungskräfte an Bedeutung gewinnen, abhängig von der Ionenkonzentration des freien Wassers  $n_0$  sowie von der elektrischen Ladungsdichte  $\sigma_e$  der interagierenden Oberflächen und beträgt in der Regel zwischen 10 und 40 Å (vergl. Abschnitt 2.5.). Der Abstand  $D^*$ , ab dem die Resultierende der interpartikulären Kräfte eine gegenseitige Anziehung der Oberflächen zur Folge hat, ist noch geringer. Mit zunehmender Ionenkonzentration im freien Wasser bzw. mit abnehmender elektrischer Ladungsdichte  $\sigma_e$  der Partikeloberflächen nimmt  $D^*$  ab (Abb. 4.20).

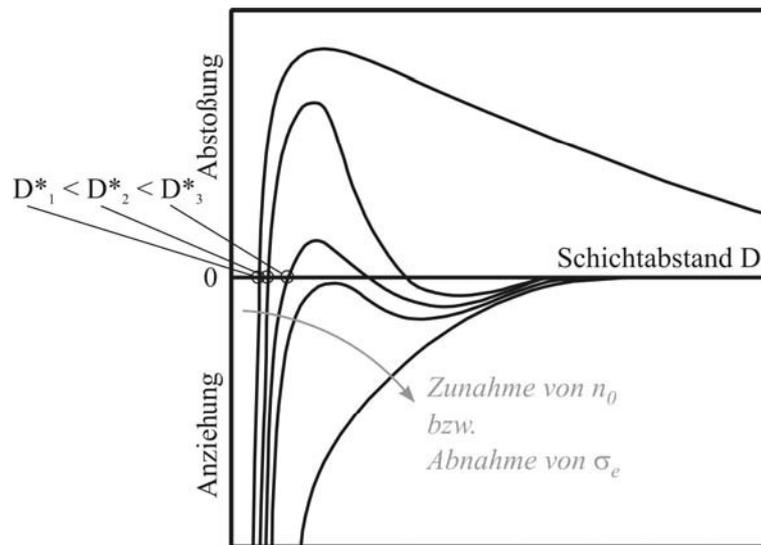


Abb. 4.20: Qualitative Darstellung der Veränderung des Nulldurchgangs bei der Überlagerung der interpartikulären Kräfte (Israelachvili 1991)

Da der osmotische Druck für eine bestimmte Temperatur  $T^*$  seinen Maximalwert erreicht, bedeutet dies, dass für diese Temperatur auch der Gefriersog maximal wird (für  $\sigma_z = \text{konst.}$ ). D.h., eine weitere Verminderung der Temperatur führt dann zu keiner weiteren Erhöhung des Gefriersoges mehr.

## 4.5. Theoretisches Modell zur Beschreibung des Gefriersoges

### 4.5.1. System in der Ebene der Phasenumwandlung

Zur mathematischen Beschreibung des Gefriersoges müssen die während des Gefriervorgangs auftretenden Einwirkungen in der Ebene der Phasenumwandlung sowie die zugehörigen Wirkungsflächen berücksichtigt werden. Für die hier untersuchten eindimensionalen Bedingungen sind jedoch nur die Spannungskomponenten in z-Richtung gemäß Abb. 4.21 relevant.

Der Gefriersog  $\psi$  ist ein Porenwasserdruck, seine Wirkungsfläche  $A_u$  ist daher die horizontale Querschnittsfläche  $A_0$  abzüglich der Fläche direkter Korn zu Korn Kontakte  $A_K$ . Der osmotische Druck  $\pi_{z,m}$  tritt nur dort auf, wo es zur Wechselwirkung zwischen Eis- und Mineraloberfläche kommt. Seine Wirkungsfläche  $A_{os}$  ist daher kleiner als die horizontale Querschnittsfläche

che  $A_0$ . Für die in Abb. 4.21 dargestellte Situation wirkt die Auflast  $\sigma_z$  über die gesamte horizontale Querschnittsfläche  $A_0$ .

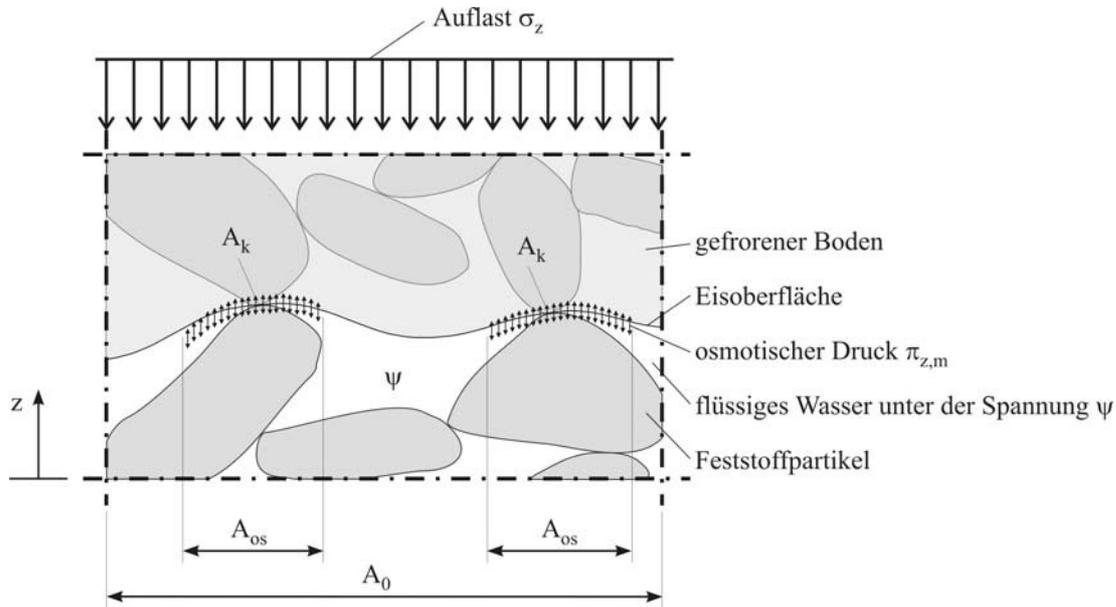


Abb. 4.21: Spannungen und zugehörige Wirkungsflächen bei der Bodenfrostdruckverteilung

Durch Aufstellen des Kräftegleichgewichts in z-Richtung gemäß Abb. 4.21 erhält man:

$$\psi(T, \sigma_z) \cdot A_u = \pi_{z,m}(T) \cdot A_{os}(\sigma_z) - \sigma_z \cdot A_0 \quad \text{Gl. 4.2}$$

mit:

$$A_u = A_0 - A_k \quad \text{Gl. 4.3}$$

Da die in einer Ebene auftretende Fläche direkter Korn-zu-Korn-Kontakte wesentlich kleiner ist als die horizontale Querschnittsfläche ( $A_k \ll A_0$ ), kann für die Wirkungsfläche des Gefriersoges  $A_u$  näherungsweise die horizontale Querschnittsfläche  $A_0$  angesetzt werden. Gl. 4.2 vereinfacht sich dadurch zu:

$$\psi(T, \sigma_z) = \pi_{z,m}(T) \cdot \frac{A_{os}(\sigma_z)}{A_0} - \sigma_z \quad \text{Gl. 4.4}$$

Bei bekannter Auflast  $\sigma_z$  ist damit zur Bestimmung des Gefriersoges nach Gl. 4.4 das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  sowie der osmotische Druck  $\pi_{z,m}$  erforderlich. Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, sind beide Größen nicht nur von der Auflast bzw. der Temperatur, sondern auch noch von den materialspezifischen Eigenschaften des Bodens abhängig.

#### 4.5.2. Die Wirkungsfläche $A_{os}(\sigma_z)$ des osmotischen Drucks

Die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  des osmotischen Drucks hängt von Form und Größe der Feststoffpartikel des Bodens sowie von der Auflast  $\sigma_z$  ab. Tendenziell wird, insbesondere bei plättchenförmigen Bodenpartikeln, also bei Tonböden, eine umso größere Zunahme der Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  mit steigender Auflast möglich sein, je kleiner die Feststoffpartikel sind, da hierdurch die Ausbildung horizontaler Interaktionsflächen begünstigt wird.

Die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  eines Bodens ist für eine Auflast von  $\sigma_z = 0$  am kleinsten. Für diese Randbedingung liefert Gl. 4.4:

$$\psi(\sigma_z = 0) = \pi_{z,m}(T) \cdot \frac{A_{os}(\sigma_z = 0)}{A_0} \quad \text{Gl. 4.5}$$

Der Gefriersog  $\psi(\sigma_z=0)$  steht damit für diese Randbedingung im Gleichgewicht mit dem mittleren osmotischen Druck in der horizontalen Querschnittsfläche  $A_0$ . Der Wert von  $\psi(\sigma_z=0)$  kann für die verschiedenen untersuchten Böden aus den Versuchsergebnissen extrapoliert werden (Tab. 4.5).

Mit zunehmender Auflast nimmt die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  zu, wobei der osmotische Druck  $\pi_{z,m}$  als lastunabhängig und damit konstant angenommen wird. Erreicht die Auflast einen Wert von  $\sigma_z = \sigma^*$ , so wird der Gefriersog  $\psi = 0$ . Für diese Randbedingung hat die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  des osmotischen Drucks und damit das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  ihr Maximum erreicht. Gl. 4.4 liefert für  $\sigma_z = \sigma^*$ :

$$\sigma^* = \pi_{z,m}(T) \cdot \frac{A_{os}(\sigma_z = \sigma^*)}{A_0} \quad \text{Gl. 4.6}$$

Für diese Randbedingung steht die Spannung  $\sigma^*$  im Gleichgewicht mit dem mittleren osmotischen Druck, bezogen auf die horizontale Querschnittsfläche  $A_0$ . Da für  $\sigma_z = \sigma^*$  die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  maximal ist, folgt hieraus, dass die Auflast  $\sigma^*$  einer maximalen Belastung entspricht, die durch die Frostung bei einer bestimmten Temperatur auf einen Boden einwirken kann. Die Auflast  $\sigma^*$  wird im Folgenden als äquivalente Frostlast bezeichnet. Die äquivalente Frostlast  $\sigma^*$  kann ebenfalls aus den Versuchsergebnissen extrapoliert werden (Tab. 4.5).

Quantitative Angaben zur Größe der Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  sind nicht ohne weiteres möglich. Sind jedoch die übrigen Parameter nach Gl. 4.4 bekannt, so kann das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  aus den Versuchsergebnissen zurückgerechnet werden. Da angenommen wird, dass die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks nur von den granulometrischen Eigenschaften des Bodens, nicht jedoch von der Höhe der Oberflächenladung der Feststoffpartikel sowie der Ionenkonzentration des freien Wassers abhängt, können die dadurch gewonnenen Ergebnisse auf andere Böden mit ähnlichen granulometrischen Eigenschaften übertragen werden.

#### 4.5.3. Der osmotische Druck $\pi_{z,m}$

In Abschnitt 4.4.3 wurde gezeigt, dass die Größe des osmotischen Drucks unter anderem von der Neigung  $\alpha_{os}$  der Eisoberfläche  $A_E$  beeinflusst wird. Die Neigung  $\alpha_{os}$  wiederum wird von der Form und Größe der Feststoffpartikel des Bodens mitbestimmt. Eine stärkere Neigung bedeutet jedoch bei eindimensionaler Frosteindringung in der Regel auch eine Zunahme des Abstandes zwischen Eis- und Mineraloberfläche. Stärkere Neigungen werden daher hauptsächlich in den Randbereichen der Wirkungsfläche auftreten. Der Anteil des osmotischen Drucks aus diesen Bereichen kann als vergleichsweise gering und damit vernachlässigbar angenommen werden. Der osmotische Druck  $\pi_{z,m}$  für eine bestimmte Temperatur ist unter dieser Annahme nur von der Oberflächenladung sowie von Art und Konzentration der Ionen des freien Wassers abhängig. Es wird außerdem angenommen, dass Veränderungen der Auflast keine Änderung des osmotischen Drucks bewirken.

Um den osmotischen Druck quantitativ bestimmen zu können, ist die Kenntnis der maßgebenden Ionenkonzentration des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche in Abhängigkeit der Temperatur sowie die Kenntnis über die Art und Konzentration der Ionen des freien Wassers erforderlich. Die Konzentration  $n_{0,i}$  der Ionen vom Typ  $i$  im freien Wasser ist durch direkte Messung bestimmbar. Die maßgebende Ionenkonzentration des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche  $n_I$  ergibt sich aus der Konzentrationsverteilung der Ionen des Typs  $i$  in diesem Bereich. Diese Konzentrationsverteilung ist jedoch nicht ohne weiteres bekannt bzw. messbar. Sie hängt vom Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche  $D$  (temperaturabhängig), der Art  $v_0$  und Konzentration  $n_0$  der Ionen des freien Wassers sowie der elektrischen Ladungsdichte der Oberflächen  $\sigma_e$  ab.

Die elektrische Ladungsdichte  $\sigma_{e,M}$  sowie die Art der adsorbierten Ionen der Mineraloberfläche kann über die Bestimmung der Kationenaustauschkapazität indirekt abgeschätzt werden (Tab. 4.1). Von Eiskristallen ist bekannt, dass sie unter bestimmten Bedingungen negative Oberflächenladung aufweisen können (Abschnitt 2.3.3.2). Erklärt wird dies durch lokale Protonenfehlstellen in den Außenbereichen der wachsenden Eiskristalle. Hierdurch bilden sich an der Eisoberfläche Hydroxylgruppen. Geht man davon aus, dass im Boden die Eiskristalle negative Oberflächenladung besitzen, so bedeutet dies, dass Kationen von der Eisoberfläche zum Ladungsausgleich adsorbiert werden und sich damit eine ähnliche diffuse Doppelschicht ausbildet, wie sie von Mineraloberflächen bekannt ist. Bei der Bodenfrostdung sind demnach im Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche ähnliche Bedingungen denkbar wie bei der Wechselwirkung zweier Mineraloberflächen (Abschnitt 2.4.2).

Über die Höhe der elektrischen Ladungsdichte der Oberfläche von Poreneis bzw. Eislinsen  $\sigma_{e,E}$  existieren jedoch bisher keine Angaben. Zur Bestimmung der Konzentrationsverteilung der Ionen des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche in der Wirkungsfläche des osmotischen Drucks  $A_{os}(\sigma_z)$  werden daher folgende Annahmen getroffen (Abb. 4.22):

- a) In der Wirkungsfläche des osmotischen Drucks  $A_{os}(\sigma_z)$  sind Eis- und Mineraloberfläche zueinander parallel und ihre Ausdehnung ist sehr groß im Vergleich zu ihrem Abstand untereinander.

- b) Die Ladungsdichte der Eisoberfläche entspricht der Ladungsdichte der Mineraloberfläche ( $\sigma_{e,M} = \sigma_{e,E}$ ). Die Ladungen auf den Oberflächen sind gleichmäßig verteilt und werden als Punktladungen behandelt, zwischen denen es keine Wechselwirkung gibt.
- c) Die Gefriertemperatur in der Ebene der Phasenumwandlung hängt von der maßgebenden Ionenkonzentration des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche ab.

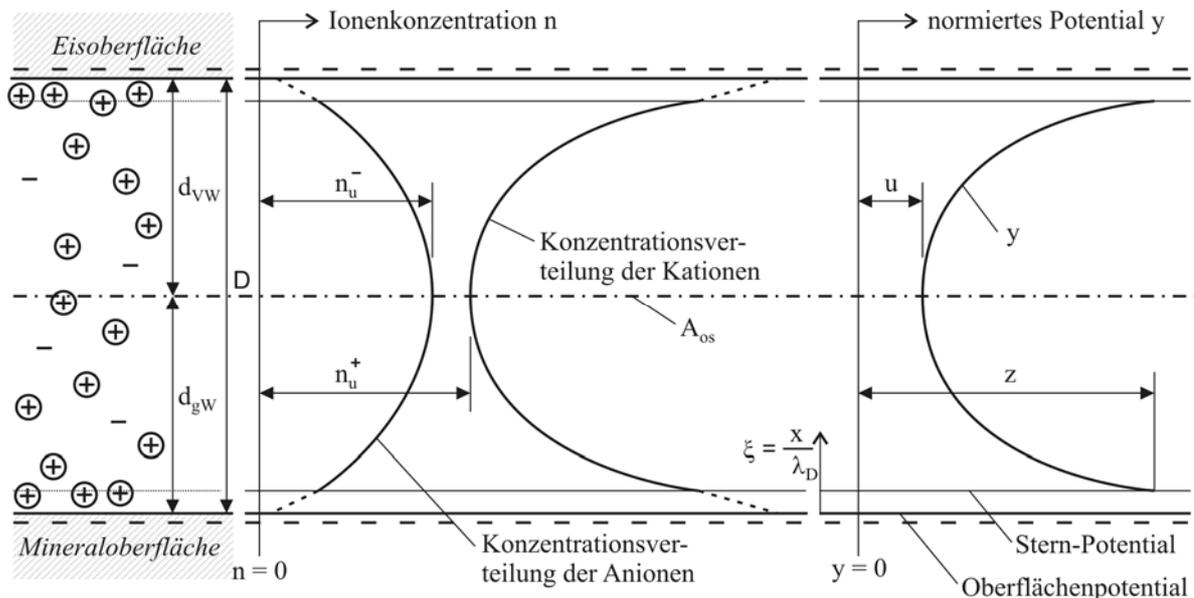


Abb. 4.22: Wechselwirkung zwischen Mineraloberfläche und Eisoberfläche unter der Annahme gleicher Oberflächenpotentiale

Die für die Bestimmung des osmotischen Drucks maßgebende Ionenkonzentration  $n_I$  ist unter den oben getroffenen Annahmen die Ionenkonzentration in der Mitte zwischen Eis- und Mineraloberfläche, d.h.  $n_I = n_u$  (Langmuir 1938; vergleiche auch Abschnitt 2.4.2). Abb. 4.22 zeigt qualitativ die Konzentrationsverteilung der Kationen  $n^+$  und der Anionen  $n^-$  sowie die normierte Potentialverteilung  $y$  zwischen Eis- und Mineraloberfläche unter der Bedingung, dass beide die gleiche elektrische Ladungsdichte aufweisen. In Abb. 4.22 bezeichnet  $d_{gw}$  die Dicke der gebundenen Wasserschicht der Mineraloberfläche und  $d_{vw}$  die Dicke der Vorschmelzschicht der Eisoberfläche,  $u$  ist das normierte Potential in Schichtmitte und  $z$  das normierte Stern-Potential.

Die Höhe der elektrischen Ladungsdichte der Eisoberfläche ist nur für die quantitative Bestimmung des osmotischen Drucks erforderlich, da nur so die maßgebende Ionenkonzentration zwischen Eis- und Mineraloberfläche ermittelt werden kann. Die Frage, ob die elektrische Ladungsdichte des Eises durch die getroffene Annahme exakt abgeschätzt wird, ist dabei für die Gültigkeit der beschriebenen Mechanismen nicht maßgeblich, denn die Mechanismen, die zur Ausbildung des Gefriersoges führen, ergeben sich in gleicher Weise auch dann, wenn die Eisoberfläche geringere elektrische Ladungsdichte als die Mineraloberfläche besitzt bzw. selbst dann, wenn sie elektrisch neutral wäre.

#### 4.5.4. Ansatz zur Berechnung des osmotischen Drucks $\pi_{z,m}$ zwischen Eis- und Mineraloberfläche

Eine Möglichkeit der Bestimmung der Ionenkonzentration in der Mitte zwischen zwei parallelen geladenen Oberflächen mit gleicher elektrischer Ladungsdichte bietet die Doppelschichttheorie (DLVO-Theorie; vergl. Abschnitt 2.4.2.). Unter Kenntnis der elektrischen Ladungsdichte der Oberflächen  $\sigma_{e,M} = \sigma_{e,E} = \sigma_e$ , der Konzentration  $n_{0,i}$  und der Wertigkeit  $v_{0,i}$  der Ionen des Typs  $i$  des freien Wassers, der Wertigkeit der Gegenionen  $v_i$  des Typs  $i$  der Mineraloberfläche, dem halben Oberflächenabstand  $d = D/2$  sowie der Temperatur  $T$  kann das normierte elektrische Potential  $u$  in Schichtmitte berechnet werden.

Da im vorliegenden Fall für alle untersuchten Materialien die Wertigkeiten der am häufigsten vorkommenden Kationen  $v^+$  der Mineraloberfläche ( $\text{Ca}^{2+}$  und  $\text{Mg}^{2+}$ ) und die der Kationen  $v^+$  und Anionen  $v^-$  des freien Wassers ( $\text{SO}_4^{2-}$ ) gleich sind  $v^+ = v^- = v$ , können die Gleichungen

$$\int_z^u [2 \cosh(y) - 2 \cosh(u)]^{\frac{1}{2}} dy = \int_0^{\kappa d} d\xi = -\kappa d \quad \text{Gl. 2.51}$$

und

$$[2 \cosh(z) - 2 \cosh(u)]^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{dy}{d\xi} \right)_{\xi=0} = \frac{\sigma_e}{\sqrt{2 n_0 \varepsilon k T}} \quad \text{Gl. 2.52}$$

zur numerischen Bestimmung des normierten elektrischen Potentials  $u$  in Schichtmitte sowie des normierten Stern-Potentials  $z$  verwendet werden (Abb. 4.22, vergl. Abschnitt 2.4.2.).

In Gl. 2.51 bezeichnet  $y$  das normierte elektrische Potential zwischen Eis- und Mineraloberfläche (Abb. 4.22),  $\kappa$  ist der Kehrwert der Debye-Länge  $\lambda_D$  und ergibt sich nach Gl. 2.46 und  $\xi = \kappa \cdot x$  ist der normierte Abstand zur Oberfläche, wobei  $x$  für den absoluten Abstand in [m] steht. In Gl. 2.52 bezeichnet  $\varepsilon$  die Dielektrizitätskonstante von Wasser und  $k$  die Boltzmann-Konstante.

Mit dem normierten elektrischen Potential  $u$  kann die Konzentration der Kationen  $n_u^+$  und der Anionen  $n_u^-$  in Schichtmitte bestimmt werden:

$$n_u^+ = n_0 e^u \quad \text{Gl. 2.47}$$

$$n_u^- = n_0 e^{-u} \quad \text{Gl. 2.48}$$

Damit ist die Berechnung des osmotischen Drucks in Gl. 4.4 möglich:

$$\pi_{z,m}(T) = k T \sum (n_{ui} - n_{0i}) \quad \text{Gl. 2.53}$$

Beim Vorliegen nur einer Kationen- und einer Anionenspezies gleicher Wertigkeit im freien Wasser sowie in der Diffusionsschicht der geladenen Oberflächen erhält man durch Einsetzen von Gl. 2.47 und Gl. 2.48 in Gl. 2.53 unter der Bedingung, dass die Gleichgewichtskonzentrationen der Kationen  $n_0^+$  und die der Anionen  $n_0^-$  im freien Wasser gleich sind ( $n_0^+ = n_0^- = n_0$ ), aus dem normierten elektrischen Potential  $u$  in Schichtmitte direkt den osmotischen Druck:

$$\pi_{z,m}(T) = 2 n_0 k T (\cosh u - 1) \quad \text{Gl. 2.56}$$

#### 4.5.5. Berechnung des osmotischen Drucks in Abhängigkeit der Temperatur

Zur Bestimmung des temperaturabhängigen osmotischen Drucks  $\pi_{z,m}(T)$  nach Gl. 2.56 wird das elektrische Potential  $u$  in der Mitte zwischen Eis- und Mineraloberfläche benötigt. Die Eingangsparameter für die Berechnung von  $u$  nach Gl. 2.51 und Gl. 2.52 können zum Teil durch direkte bzw. indirekte Messung bestimmt werden (Tab. 4.6). Die elektrische Ladungsdichte des Bodeneises ist nicht bekannt und wird gemäß Abschnitt 4.5.3 zu  $\sigma_{e,E} = \sigma_{e,M}$  angenommen.

Tab. 4.6: Eingangswerte für die Berechnung des elektrischen Potentials  $u$

Materialbezeichnung	U-1	TL-1	TM-1	TM-2	TA-1	TA-2	Bestimmung
Elektrische Ladungsdichte $\sigma_e$ [C/m <sup>2</sup> ]	0,10	0,30	0,40	0,51	0,64	1,31	Kationenaustauschkapazität
Ionenkonzentration im freien Wasser $n_0$ [1/m <sup>3</sup> ]	5,0e23	5,0e23	5,0e23	2,5e23	2,0e23	5,0e24	direkte Messung oder über Leitfähigkeit
Wertigkeit der Ionen $v$ [1]	2						Einzelaustauschkapazität
Temperatur $T$ [K]	243,15 bis 273,14 (-30,0 bis -0,01 °C)						

Abb. 4.23 zeigt das vereinfachte Flussdiagramm zur Bestimmung der Beziehung zwischen dem materialspezifischen osmotischen Druck  $\pi_{z,m}(T)$  und der Temperatur  $T$ . Die Berechnung erfolgt dabei unter der Annahme, dass die Temperatur  $T$  des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche gerade der Gefriertemperatur  $T_0(n_u)$  von Wasser mit der Ionenkonzentration  $n_u$  entspricht. Die Temperatur  $T$  ist damit von der Ionenkonzentration in Schichtmitte abhängig und kann mit Hilfe der van't Hoff'schen Gleichung (Gl. 2.8) berechnet werden:

$$T = T_0(n_u) = T_0 - i \cdot K_f \cdot m(n_u) \quad \text{Gl. 4.7}$$

In Gl. 4.7 bezeichnet  $T_0$  die Gefriertemperatur von reinem freiem Wasser,  $i$  die Anzahl der dissoziierten Molekülteile nach Lösung (im vorliegenden Fall ist  $i = 1$ , da die betrachteten

Ionen sich nicht weiter aufspalten),  $K_f$  die Gefrierpunktverminderung in Kelvin von einem Mol der Substanz pro kg Wasser ( $K_f = 1,858 \text{ K kg/mol}$ ),  $n_u$  die Ionenkonzentration in Schichtmitte in  $[1/m^3]$ ,  $m(n_u)$  die Ionenkonzentration in Schichtmitte in  $[\text{mol/kg}]$  und  $T_0(n_u)$  die Gefriertemperatur von Wasser mit der Ionenkonzentration  $n_u$ .

Die Gefriertemperatur  $T_S = T_0(n_S)$  des freien Porenwassers, welches die Ionenkonzentration  $n_S$  besitzt, kann ebenfalls mit Hilfe der van't Hoff'schen Gleichung berechnet werden.  $T_S$  ist dabei die höchste Temperatur, bei der es im Boden zum Phasenübergang kommen kann (vergl. Abschnitt 4.3.2). Sie ergibt sich zu:

$$T_S = T_0(n_S) = T_0 - i \cdot K_f \cdot m(n_S) \quad \text{Gl. 4.8}$$

Die Gefrierpunktverminderung  $K_f$  durch ein Mol der gelösten Substanz pro kg Wasser ist eine Konstante und ergibt sich zu:

$$K_f = R \cdot \frac{T_0^2}{L} \quad \text{Gl. 4.9}$$

In Gl. 4.9 bezeichnet  $R$  die allgemeine Gaskonstante mit  $R = 8,314472 \text{ [J/(mol K)]}$ ,  $T_0$  die Gefriertemperatur von reinem, freien Wasser in  $[\text{K}]$  und  $L$  die latente Umwandlungswärme von Wasser mit  $L = 333.560 \text{ [J/kg]}$ .

Der osmotische Druck  $\pi_{z,m}(T)$ , der zur Abstoßung von Eis- und Mineraloberfläche führt, ist von dem Ionenkonzentrationsunterschied zwischen dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche (mit der Ionenkonzentration  $c_u$ ) und dem freien Porenwasser (mit der Ionenkonzentration  $c_S$ ) abhängig. Unter der Bedingung, dass nur eine Ionenart vorliegt, ergibt er sich zu:

$$\pi_{z,m}(T) = R \cdot T \cdot (c_u - c_S) \quad \text{Gl. 4.10}$$

Über die spezifische Dichte  $\rho_w$  des Wassers ist eine Umrechnung der Ionenkonzentrationen  $m$  in  $[\text{mol/kg}]$  in die Ionenkonzentration  $c$  in  $[\text{mol/m}^3]$  möglich. Gl. 4.1 und 4.2 lassen sich damit umformen zu:

$$c_u = (T_0 - T) \cdot \frac{L \cdot \rho_w}{i \cdot R \cdot T_0^2} \quad \text{Gl. 4.11}$$

und

$$c_S = (T_0 - T_S) \cdot \frac{L \cdot \rho_w}{i \cdot R \cdot T_0^2} \quad \text{Gl. 4.12}$$

Durch Einsetzen von Gl. 4.11 und Gl. 4.12 in Gl. 4.10 erhält man den osmotischen Druck  $\pi_{z,m}(T)$  zwischen Eis- und Mineraloberfläche in Abhängigkeit der Temperatur  $T$ :

$$\pi_{z,m}(T) = \frac{(T_S - T)}{T_0} \cdot \frac{T}{T_0} \cdot L \cdot \rho_w \quad \text{Gl. 4.13}$$

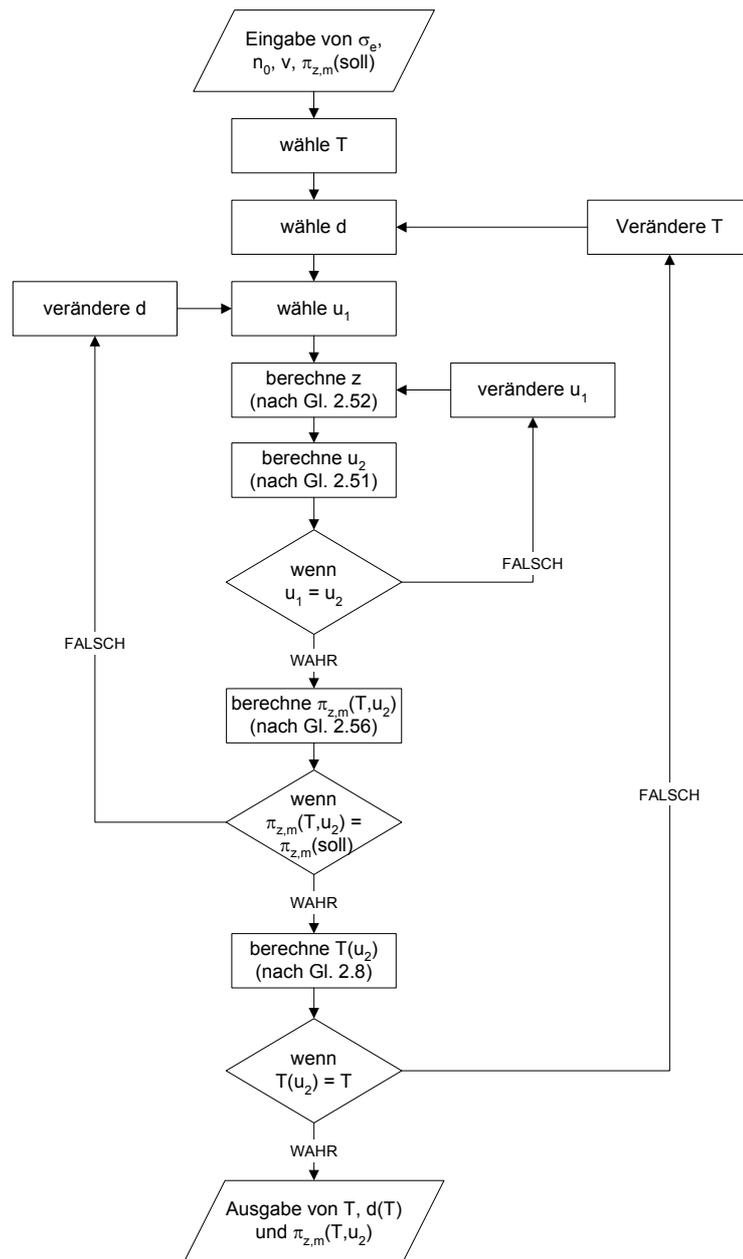


Abb. 4.23: Vereinfachtes Flussdiagramm zur Bestimmung der Beziehungen zwischen dem halben Oberflächenabstand  $d$ , der Temperatur  $T$  sowie dem osmotischen Drucks  $\pi_{z,m}$ ;  $\sigma_e$  = elektrische Ladungsdichte,  $n_0$  = Ionenkonzentration im freien Wasser,  $v$  = Wertigkeit der Ionen,  $T$  = Temperatur,  $u$  = normiertes elektrisches Potential in Schichtmitte,  $z$  = normiertes Stern-Potential

Von der Temperaturen  $T$  in Gl. 4.13 hängt die Ionenkonzentration  $n_u$  des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche und damit der Abstand  $D = 2 \cdot d$  zwischen Eis- und Mineraloberfläche ab. Zur Bestimmung der Ionenkonzentration  $n_u$  und damit des Oberflächenabstandes  $D$  in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  wird zunächst eine Temperatur  $T_{gewählt}$  angenommen. Für diese gewählte Temperatur kann die Ionenkonzentration in Schichtmitte  $n_u$  und hieraus die zugehörige Gefriertemperatur  $T = T_0(n_u)$  nach Gl. 4.7 berechnet werden. Dies ist für den Gleichgewichtszustand die Temperatur in Schichtmitte. Die Ionenkonzentration  $n_u$ , die sich beim halben Oberflächenabstand  $d = D/2$  für die Temperatur  $T$  einstellt und für die sich der

materialspezifische osmotische Druck  $\pi_{z,m}(T)$  ergibt, ist dann bestimmt, wenn die gewählte Temperatur mit der nach Gl. 4.7 berechneten Temperatur übereinstimmt ( $T_{\text{gewählt}} = T_0(n_w)$ , Abb. 4.23). Zur numerischen Berechnung nach Abb. 4.23 wurde ein C-Programm geschrieben. Abb. 4.24 zeigt als Ergebnis der Berechnungen die Beziehungen zwischen dem osmotischen Druck  $\pi_{z,m}(T)$  und der Temperatur  $T$  sowie dem zugehörigen halben Oberflächenabstand  $d = D/2$  exemplarisch für eines der untersuchten Materialien (TA-1).

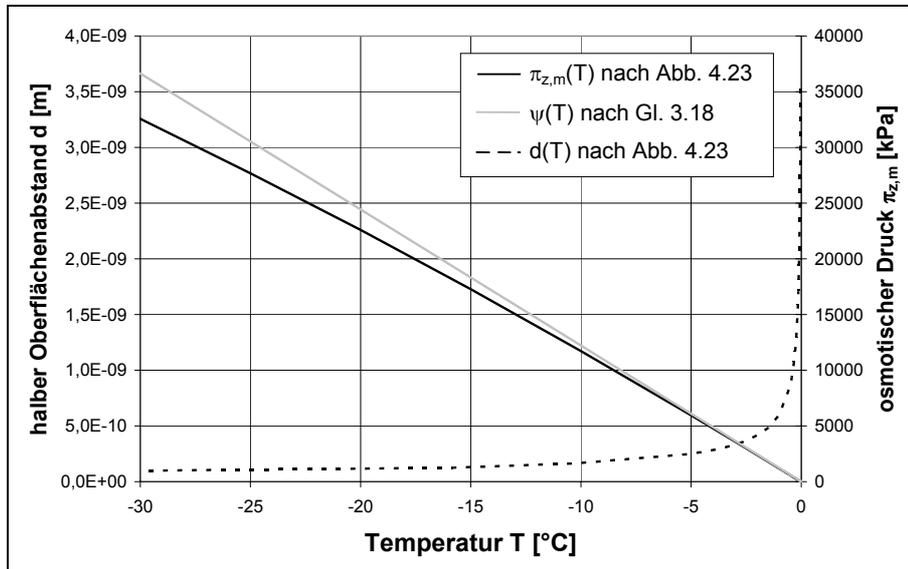


Abb. 4.24: Berechnungsergebnis: Beziehung zwischen Temperatur  $T$  und osmotischem Druck  $\pi_{z,m}(T)$  sowie zwischen Temperatur  $T$  und halbem Oberflächenabstand  $d = D/2$

Wie das Berechnungsergebnis in Abb. 4.24 zeigt, nimmt der Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche mit sinkender Temperatur ab. Die Abnahme ist zunächst in der Nähe der Gefrieretemperatur sehr stark, flacht jedoch bereits nach wenigen Zehntel Grad unter der materialspezifischen Gefrieretemperatur des freien Wassers deutlich ab. Mit sinkender Temperatur und abnehmendem Oberflächenabstand nimmt der osmotische Druck  $\pi_{z,m}(T)$  zu. Die Zunahme von  $\pi_{z,m}(T)$  ist dabei zur Temperatur umgekehrt proportional, d.h. durch die Verminderung der Temperatur steigt der osmotische Druck an.

Nach den Berechnungsergebnissen bewegt sich der rechnerische Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche  $D$  bei allen untersuchten Materialien bei einer Temperatur von  $-30$  °C (dies entspricht  $0,9 \cdot T_0$  von Wasser) um die  $2 \div 3$  Å und damit in der Größenordnung des Molekulardurchmessers eines einzelnen Wassermoleküls ( $D_{H_2O} \approx 2,6$  Å). Die Berechnungsergebnisse stehen damit im Einklang mit dem Phänomen des Vorschmelzens, bei welchem sich ab einer Temperatur von  $0,9 \cdot T_0$  die erste Moleküllage der flüssigen Phase auf der festen Phase bildet (vergl. Abschnitt 2.3.3.2).

Zum Vergleich wurde in Abb. 4.24 ebenfalls der Gefriersog nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers gemäß Gl. 3.18 in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  dargestellt.

$$\psi_p(T) = \frac{(T_0 - T)L}{T_0 V_w} \quad \text{Gl. 3.18}$$

Der Vergleich zwischen den beiden Ansätzen erfolgt dabei unter der idealisierten Annahme, dass sich die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  des osmotischen Drucks über die gesamte horizontale Querschnittsfläche  $A_\theta$  erstreckt. Für natürliche Böden ist diese Annahme eigentlich nicht zulässig, da die Fläche  $A_{os}(\sigma_z)$  bei natürlichen Böden in der Regel wesentlich kleiner sein wird als  $A_\theta$  (vergl. Abschnitt 4.4.3 und 4.5.6).

Wie Abb. 4.24 verdeutlicht, stimmen bei Temperaturen bis zu wenige Grad unter 0 °C die Berechnungsergebnisse zur Bestimmung des Gefriersoges nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers mit den Ergebnissen nach dem hier vorgestellten Ansatz zur Bestimmung des osmotischen Drucks für Material TA-1 in etwa überein. Da zum Vergleich der beiden Ansätze unterstellt werden muss, dass sich die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  des osmotischen Drucks über die gesamte horizontale Wirkungsfläche  $A_\theta$  erstreckt, bedeutet dies, dass der Gefriersog nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes zu hoch abgeschätzt wird. Erst bei tiefen Temperaturen ist eine zunehmende Abweichung zwischen den beiden Berechnungsansätzen festzustellen.

Die Ursache für die Übereinstimmung der Ergebnisse kann darauf zurückgeführt werden, dass die Ionenkonzentration des freien Porenwasser bei Material TA-1 vergleichsweise gering ist. Dadurch kommt es nur zu einer geringen Verminderung der Gefriertemperatur  $T_s$ , die nun nahezu der Gefriertemperatur des reinen freien Wassers  $T_0$  entspricht. Bei Temperaturen von nur wenigen Grad unter Null ist zudem das Temperaturverhältnis  $T/T_0$  nahezu 1. Hierdurch kann Gl. 4.13 vereinfacht werden und es ergibt sich so aus

$$\pi_{z,m}(T) = \frac{(T_s - T)}{T_0} \cdot \frac{T}{T_0} \cdot L \cdot \rho_w \quad \text{Gl. 4.14}$$

$$\text{mit: } T_s \rightarrow T_0 \quad \Rightarrow \quad \frac{T}{T_0} \rightarrow 1$$

$$\text{und: } \rho_w = \frac{1}{V_w}$$

$$\pi_{z,m}(T) = \frac{(T_0 - T) \cdot L}{T_0 \cdot V_w} \quad \text{Gl. 4.14}$$

Gl. 4.14 entspricht damit für die oben genannten Bedingungen gerade Gl. 3.18 zur Berechnung des Gefriersoges nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers.

Mit sinkender Temperatur führt das Verhältnis  $T/T_0$  zu einer immer stärkeren Verminderung des osmotischen Drucks. Nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes nimmt jedoch der Gefriersog mit sinkender Temperatur linear zu. Hierdurch wird die Abweichung

zwischen den beiden Berechnungsansätzen mit sinkender Temperatur immer größer und beträgt bei einer Temperatur von  $-30\text{ °C}$  bereits mehr als 10 % (Abb. 4.24).

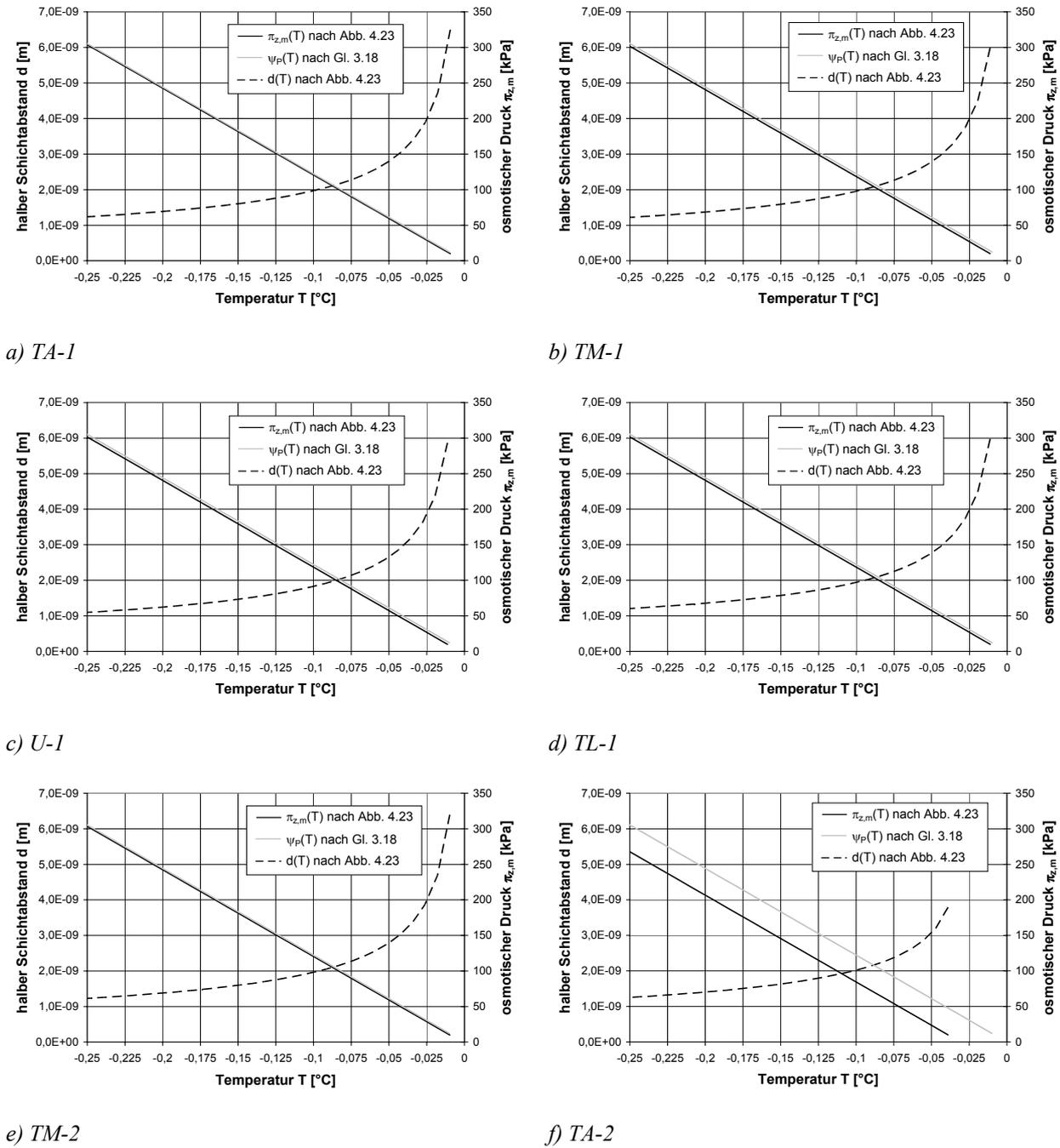


Abb. 4.25: Berechnungsergebnisse: Beziehung zwischen osmotischem Druck und Temperatur für die untersuchten Materialien

Für die realen Verhältnisse im gefrierenden Boden ist jedoch bei derart geringen Temperaturen und einem damit verbundenen geringen Oberabstand nicht mehr mit einer osmotischen Abstoßung zwischen Eis- und Mineraloberfläche zu rechnen, da ab einem bestimmten, materialspezifischen Grenzabstand (in Abhängigkeit der Ionenkonzentration des freien Porenwasser sowie der elektrischen Ladungsdichte der Partikeloberfläche) interpartikuläre Anzie-

hungskräfte (van der Waalssche Anziehung) überwiegen (vergl. Abschnitt 2.5.3). Im Boden wird es daher bei einem bestimmten materialspezifischen Oberflächenabstand  $D^*$ , der sich bei der Temperatur  $T^*$  einstellt nicht mehr zu einer Zunahme des osmotischen Drucks und damit auch nicht mehr zu einer Zunahme des Gefriersoges kommen (vergl. Abschnitt 4.5.6).

Abb. 4.25 zeigt die Berechnungsergebnisse der Beziehung zwischen der Temperatur und dem osmotischen Druck sowie der Temperatur und dem halben Oberflächenabstand für einen Temperaturbereich bis wenige Zehntel Grad unter  $0\text{ °C}$  für alle untersuchten Materialien.

Auch bei Abb. 4.25 wurde zum Vergleich der Gefriersog nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers gemäß Gl. 3.18 in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  dargestellt. Wie zuvor so kann auch hier ein Vergleich nur unter der Annahme erfolgen, dass die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks  $A_{os}(\sigma_z)$  genau so groß ist wie die horizontale Querschnittsfläche  $A_\theta$ .

Wie Abb. 4.25 verdeutlicht, stimmen für den dargestellten Temperaturbereich die Berechnungsergebnisse des Gefriersoges nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers bei den meisten Materialien in etwa mit den Ergebnissen nach dem hier vorgestellten Ansatz zur Bestimmung des osmotischen Drucks überein. Eine Ausnahme bildet Material TA-2 (Abb. 4.25, f). Auch hier stimmt zwar die Steigung der  $T-\pi_{z,m}(T)$ -Kurve mit denen der anderen Materialien überein, jedoch zeigt sich eine deutliche Verschiebung des Null-Durchgangs. Für eine gegebene Temperatur ergibt sich daher im direkten Vergleich für dieses Material ein geringerer osmotischer Druck. Der Unterschied beträgt hierbei knapp 50 kPa.

Die Ursachen für den deutlichen Unterschied bei den Berechnungsergebnissen lassen sich auf die spezifischen Eigenschaften von Material TA-2 zurückführen. Bei Material TA-2 ist die Konzentration der Ionen des freien Wassers um das  $10 \div 25$ fache höher als bei den übrigen untersuchten Materialien. Zudem ist die elektrische Ladungsdichte der Mineraloberfläche bei Material TA-2 mit Abstand am höchsten. Dies bedeutet, dass bei diesem Material an der Mineraloberfläche mehr Ionen zum Ladungsausgleich erforderlich sind. Die Ionenkonzentration in der Nähe der Mineraloberfläche ist daher höher. Durch die erhöhte Ionenkonzentration wird die Gefriertemperatur  $T_S$  des freien Wassers herabgesetzt, so dass es bei Material TA-2, im Vergleich zu den anderen Materialien, erst bei einer deutlich geringeren Temperatur zum Phasenwechsel des Bodenwassers kommt. Im Fall von Material TA-2 beträgt die Gefrierpunktverminderung ca. 0,04 K. Die osmotische Abstoßung von Eis- und Mineraloberfläche setzt jedoch die Existenz einer Eisoberfläche und damit Temperaturen voraus die geringer sind als die Gefriertemperatur des freien Porenwassers ( $T < T_S$ ). Gl. 4.13 ist daher nur für Temperatur  $T < T_S$  definiert. Durch die Vernachlässigung der materialspezifischen Ionenkonzentration wird dadurch nach Gl. 3.18 für Material TA-2 bei einer Temperatur von 0,04 K unter dem Gefrierpunkt des reinen freien Wassers ein Gefriersog von ca. 50 kPa prognostiziert, der sich jedoch infolge der fehlenden Phasengrenzfläche nicht einstellt.

Die Steigung der  $T-\pi_{z,m}(T)$ -Kurve für Material TA-2 ist mit der der anderen Materialien identisch, da die Verminderung des Gefrierpunktes nur dazu führt, dass sich der Startpunkt (die Temperatur  $T = T_S$ ), ab der die Gleichung definiert ist, verschiebt.

Dieses Ergebnis verdeutlicht, dass die elektrische Ladungsdichte der Mineraloberfläche und die Ionenkonzentration des Bodenwassers erheblichen Einfluss auf die Höhe des osmotischen Drucks und damit nach Gl. 4.4 auf die Höhe des Gefriersoges haben. Durch die Vernachlässigung dieser materialspezifischen Größen kann der osmotische Druck und damit der Gefriersog unter Umständen zu hoch abgeschätzt werden.

Zusammenfassend können folgende grundlegenden Unterschiede zwischen dem Ansatz zur Berechnung des Gefriersoges auf der Grundlage der Betrachtung des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers und dem hier vorgestellten Ansatz zur Berechnung des Gefriersoges über die osmotische Abstoßung zwischen Eis- und Mineraloberfläche festgestellt werden:

- Die beiden Ansätze liefern für Temperaturen von wenigen Grad unter 0 °C ähnliche Berechnungsergebnisse. Für den Vergleich muss jedoch unterstellt werden, dass sich die Wirkung des osmotischen Drucks  $A_{os}(\sigma_z)$  über die gesamte horizontale Wirkungsfläche  $A_0$  erstreckt. Für reale Bedingungen ist diese Annahme jedoch unrealistisch, da die Fläche  $A_{os}(\sigma_z)$  in der Regel wesentlich kleiner sein wird als  $A_0$ . Daher wird der Gefriersog nach dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes zu hoch abgeschätzt.
- Der Ansatz zur Berechnung des Gefriersoges auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers berücksichtigt nicht das Temperaturverhältnis  $T/T_0$ . Hierdurch wird bei tiefen Temperaturen der Gefriersog deutlich höher abgeschätzt als nach dem hier vorgestellten Ansatz.
- Bei dem Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers wird die Verminderung des Gefrierpunktes des Porenwassers nicht berücksichtigt. Materialspezifische Eigenschaften wie die Ionenkonzentration des freien Porenwassers sowie die elektrische Ladungsdichte der Partikeloberfläche gehen nicht in die Berechnung ein. Hierdurch wird das Auftreten des Gefriersoges für eine Temperatur prognostiziert, bei der es noch nicht zum Phasenübergang des Wassers im Boden gekommen sein kann. Dieses Ergebnis ist unrealistisch und führt zu Fehlinterpretationen bei der Prognose der Höhe des Gefriersoges in Abhängigkeit der Temperatur. Im Gegensatz hierzu erlaubt der hier vorgestellte Ansatz zur Berechnung des osmotischen Drucks die Berücksichtigung materialspezifischer Eigenschaften, was zu einer realistischeren Einschätzung über das Auftreten des Gefriersoges führt.
- Der Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers unterstellt eine lineare Zunahme des Gefriersoges mit sinkender Temperatur (theoretisch bis zum Erreichen des absoluten Nullpunktes). Auch dieses Ergebnis ist unrealistisch und kann nicht durch entsprechende Messergebnisse belegt werden. Der osmotische Ansatz liefert dagegen, über die Betrachtung der Wechselwirkung interpartikulare Abstoßungs- und Anziehungskräfte, Maximalwerte des osmotischen Drucks und damit des Gefriersoges. Das Auftreten solcher Maximalwerte ist anschaulich nachvollziehbar und konnte in Versuchen nachgewiesen werden.

#### 4.5.6. Bestimmung der bezogenen Wirkungsfläche des osmotischen Drucks $A_{os}(\sigma_z)/A_0$

Die Bestimmung des Flächenverhältnisses  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  in Abhängigkeit der Auflast  $\sigma_z$  erfolgt mit Hilfe von Gl. 4.4 durch Zurückrechnen aus den Versuchsergebnissen. Unter der Annahme, dass die Größe der Wirkungsfläche des osmotischen Drucks nur von den granulometrischen Eigenschaften des Bodens abhängt, können die so gewonnenen Ergebnisse auf Böden, deren Feststoffpartikel ähnliche Form und Größe aufweisen, jedoch unterschiedliche elektrische Oberflächenladung besitzen, bzw. auf Böden mit abweichenden Ionenkonzentrationen im freien Wasser übertragen werden.

Durch Umformung liefert Gl. 4.4 das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$ :

$$\frac{A_{os}(\sigma_z)}{A_0} = \frac{\psi(T, \sigma_z) - \sigma_z}{\pi_{z,m}(T)} \quad \text{Gl. 4.4}$$

Für die durchgeführten Versuche ist die Auflast  $\sigma_z$  bekannt. Der Gefriersog  $\psi(T, \sigma_z)$  ist das Versuchsergebnis. Hierbei ist die zugehörige Temperatur jedoch zunächst noch unbekannt. Der osmotische Druck  $\pi_{z,m}(T)$  ist nach Gl. 2.51 und Gl. 2.52 vom halben Abstand  $d = D/2$  zwischen Eis- und Mineraloberfläche abhängig. Da bei der Versuchsdurchführung die Temperatur der Probe solange vermindert wurde, bis keine Zunahme des Gefriersoges mehr festzustellen war, kann davon ausgegangen werden, dass für die jeweilige Auflast der Maximalwert des osmotischen Drucks  $\pi_{z,m}^*$  erreicht wurde. Dies bedeutet, dass im Interaktionsbereich eine Frostung des Bodenwassers bis zu dem Abstand  $D^*$  zwischen Eis- und Mineraloberfläche erfolgte, ab dem die Überlagerung von interpartikularen Abstoßungs- und Anziehungskräften zu einer Anziehung von Eis- und Mineraloberfläche führt.

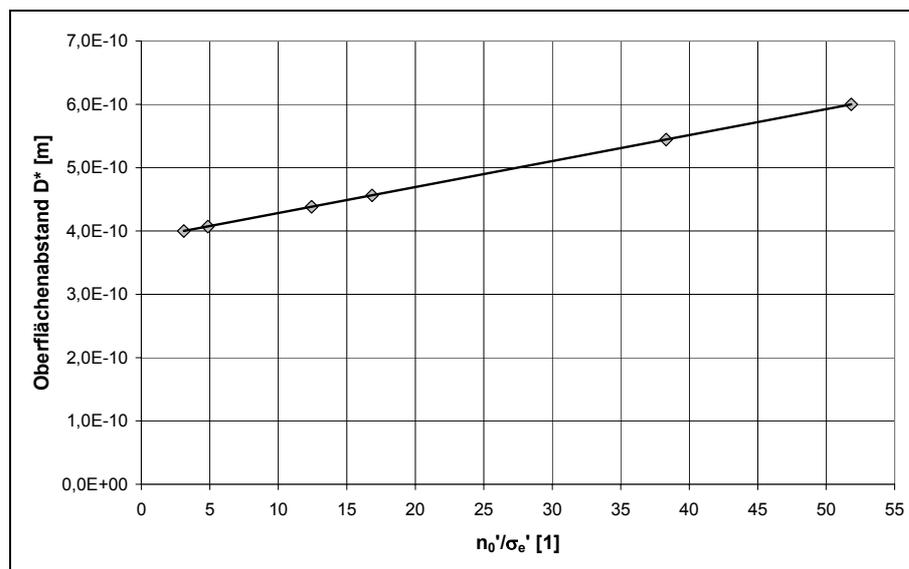


Abb. 4.26: Angenommene Beziehung zwischen dem Grenzabstand  $D^*$  und der Ionenkonzentration im freien Wasser  $n_0$  sowie der elektrischen Ladungsdichte der Oberflächen  $\sigma_e$ ;  $n_0' = n_0 / 1 \cdot 10^{23} [1/m^3]$ ;  $\sigma_e' = \sigma_e / 1 [C/m^2]$

Der Grenzwert  $D^*$  ist materialabhängig und nimmt mit zunehmender Ionenkonzentration im freien Wasser  $n_0$  bzw. abnehmender elektrischer Ladungsdichte  $\sigma_e$  zu. Auf der Basis von Untersuchungen über die Wirkung von interpartikularen Kräften ist die Annahme eines Wertes für  $D^*$  von um die 5 Å realistisch (Isrealachvili 1991, vergleiche auch Abschnitt 2.5). Zur Bestimmung des osmotischen Drucks wurden daher, in Abhängigkeit von  $\sigma_e$  und  $n_0$  des jeweiligen Materials, Werte zwischen  $D^* = 4 \div 6$  Å angenommen (Abb. 4.26).

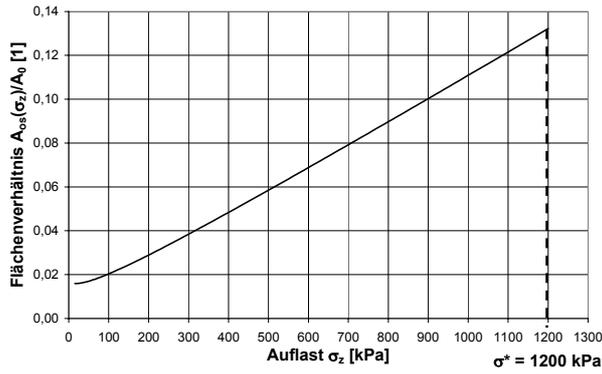
Ist der Grenzwert des Abstandes zwischen Eis- und Mineraloberfläche  $D^*$  bekannt, so können der maximale osmotische Druck  $\pi^*_{z,m}$  sowie die zugehörige Temperatur  $T^*$  mit Hilfe von Gl. 2.51, Gl. 2.52 sowie Gl. 2.56 numerisch berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Berechnung können Tab. 4.7 entnommen werden.

Tab. 4.7: Maximaler osmotischer Druck  $\pi^*_{z,m}$  und zugehörige Temperatur  $T^*$  für alle untersuchten Materialien

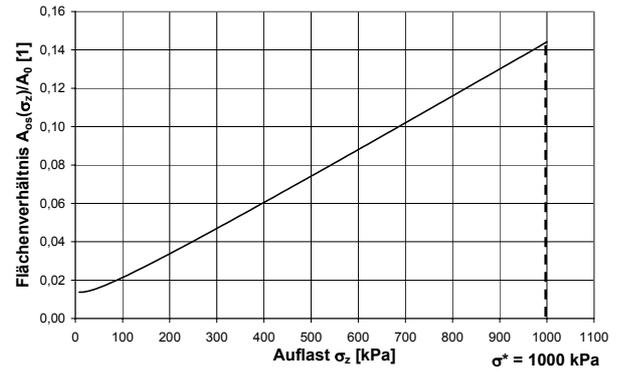
Material	Abstand $D^*$ [m]	osmotischer Druck $\pi^*_{z,m}$ [kPa]	Temperatur $T^*$ [°C]
U-1	$6,00 \cdot 10^{-10}$	2359	-1,95
TL-1	$4,56 \cdot 10^{-10}$	5931	-4,94
TM-1	$4,38 \cdot 10^{-10}$	6939	-5,80
TM-2	$4,07 \cdot 10^{-10}$	8369	-7,03
TA-1	$4,00 \cdot 10^{-10}$	9077	-7,64
TA-2	$5,45 \cdot 10^{-10}$	5764	-4,83

Da die Temperatur am Ende der Versuchsdurchführung zumindest in Teilen der Probe deutlich geringer war als die Grenztemperaturen  $T^*$  nach Tab. 4.7, für die sich der maximale osmotische Druck ergibt, ist damit bestätigt, dass es sich bei dem im Versuch ermittelten Gefriersog um den für die jeweilige Auflast  $\sigma_z$  maximal möglichen Gefriersog handelt. Das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  kann nun mit Hilfe von Gl. 4.4 in Abhängigkeit der Auflast zurückgerechnet werden. Abb. 4.27 zeigt die Berechnungsergebnisse für alle untersuchten Materialien.

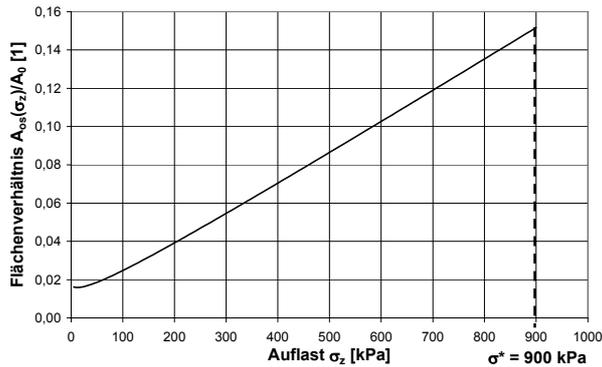
Die Wirkungsfläche  $A_{os}(\sigma_z)$  für eine Auflast von  $\sigma_z = 0$  kPa ist für den Schluff (Material U-1) am größten und nimmt mit abnehmender Korngröße bzw. zunehmendem Anteil an Smektit ab. Bei geringen Auflasten bieten die gedrungenen Feststoffpartikel des Schluffs dabei offensichtlich eine größere Interaktionsfläche als die plättchenförmigen Tonmineralpartikel, die bei geringen Auflasten ungeordnet vorliegen.



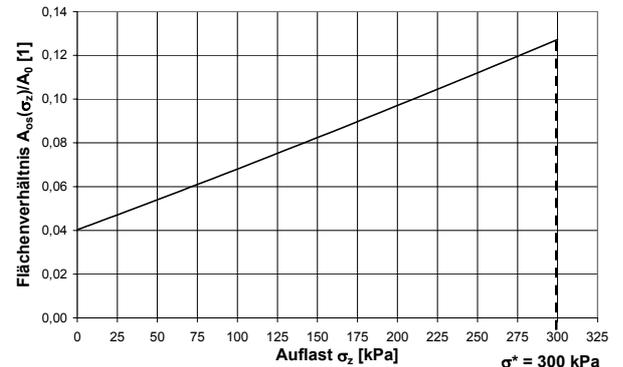
a) TA-1



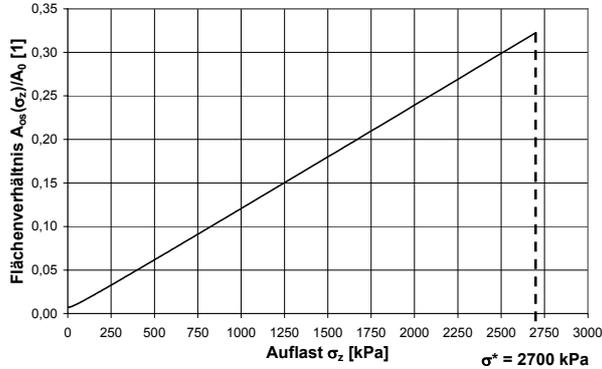
b) TM-1



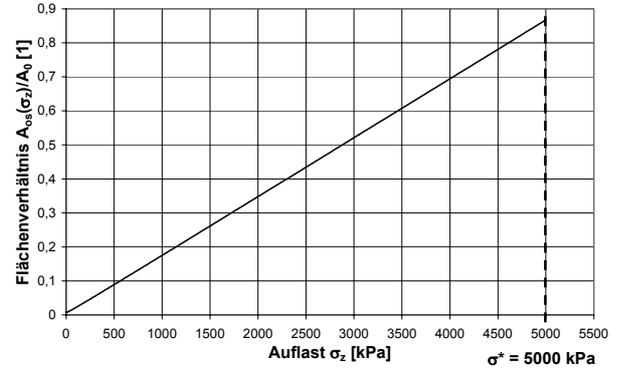
c) TL-1



d) U-1



e) TM-2



f) TA-2

Abb. 4.27: Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  in Abhängigkeit der Auflast für die untersuchten Materialien

Mit zunehmender Auflast steigt  $A_{os}(\sigma_z)$  und damit das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  für alle untersuchte Materialien an. Der Maximalwert von  $A_{os}(\sigma_z)$  ist erreicht, wenn die Auflast  $\sigma_z$  dem äquivalenten Eisdruck  $\sigma^*$  entspricht. Die Fläche  $A_{os}(\sigma_z = \sigma^*)$  des Schluffs ist dabei kleiner als die der untersuchten Tone, bei denen  $A_{os}(\sigma_z = \sigma^*)$  zum Teil deutlich höhere Werte aufweist. So beträgt das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  für den untersuchten hochplastischen Ton mit hohem Smektitanteil (Material TA-2) bei  $\sigma_z = \sigma^*$  nahezu 90 %, d.h., die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks erstreckt sich bei diesem Material bei einer Auflast, die dem äquivalenten Eisdruck  $\sigma^*$  entspricht, nahezu über die gesamte horizontale Querschnittsfläche  $A_0$ .

Der Maximalwert von  $A_{os}(\sigma_z = \sigma^*)/A_0$  des Schluffs liegt unter 13 %. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die kleineren Tonmineralplättchen durch Horizontalausrichtung mit zunehmender Belastung ein höheres Potential zur Bildung horizontaler Interaktionsflächen besitzen. Außerdem ist der äquivalente Eisdruck  $\sigma^*$  bei Schluff wesentlich geringer als bei den übrigen untersuchten Materialien.

Die Ausbildung horizontaler Interaktionsflächen ist umso besser möglich, je höher der Anteil der Tonminerale mit kleinem Partikeldurchmesser ist. Aus diesem Grund ist unter den untersuchten Tönen das Flächenverhältnis  $A_{os}(\sigma_z = \sigma^*)/A_0$  beim Kaolinit (Material TA-1) am kleinsten und steigt von den leicht- über die mittelplastischen Tone, die nur über einen geringen Anteil an Smektit bzw. Chlorit verfügen, bis hin zu den hochplastischen Tönen mit hohem Smektitanteil an.

Bei den Materialien TL-1 und TM-1 handelt es sich um leicht- bis mittelplastische Tone, die hinsichtlich ihrer Kornverteilung sehr ähnlich sind. Abb. 4.27 b und c zeigen die Flächenverhältnisse  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  dieser Materialien in Abhängigkeit der Auflast. Deutlich ist zu erkennen, dass für diese beiden Böden, deren Feststoffpartikel ähnliche Form und Größe aufweisen, die Flächenverhältnisse  $A_{os}(\sigma_z)/A_0$  nahezu identisch sind. Dies spricht dafür, dass eine Übertragung der gewonnenen Ergebnisse auf Böden mit ähnlichen granulometrischen Eigenschaften möglich ist. Damit könnten die berechneten Flächenverhältnisse nach Abb. 4.27 zur Bestimmung des auflastabhängigen, materialspezifischen Maximalwertes des Gefriersoges dienen, wenn die Höhe der Oberflächenladung sowie die Art und Konzentration der Ionen des Bodenwassers für ein Material bekannt sind.

Um zu bestätigen, ob die gewonnenen Ergebnisse tatsächlich als Ausgangswerte für eine zuverlässige Prognose dienen können, ist es im Rahmen weiterführender Untersuchungen erforderlich, den Ansatz an einer größeren Zahl von Böden zu testen.

#### **4.6. Zusammenfassung und Bewertung des Modells zur Beschreibung des Gefriersoges**

Es wurde ein Versuchsstand zur direkten Messung des Gefriersoges bei der Bodenfrostdung konzipiert. Für insgesamt 6 feinkörnige Böden mit unterschiedlichen tonmineralogischen Zusammensetzungen und granulometrischen Eigenschaften wurde der Gefriersog in Abhängigkeit der Auflast gemessen. Mit Hilfe der Ergebnisse der durchgeführten Laborversuche konnte der Einfluss der Materialeigenschaften sowie der Auflast auf die Höhe des Gefriersoges bei der Bodenfrostdung ermittelt werden. Es zeigte sich außerdem, dass es materialspezifische Maximalwerte des Gefriersoges gibt. Diese Maximalwerte sind im Versuch genau dann aufgetreten, wenn auch die Frosthebung ihr Maximum erreicht hatte. Dieses Ergebnis ist ein Hinweis darauf, dass der Gefriersog nicht direkt von der Temperatur, sondern von dem temperaturabhängigen Anteil an ungefrorenem Wasser im gefrorenen Boden abhängt.

Unter Berücksichtigung der aus den Versuchsergebnissen gewonnenen Erkenntnisse wurde ein theoretisches Modell zur Beschreibung des Gefriersoges in Abhängigkeit der Bodeneigenschaften sowie der Auflast für feinkörnige Materialien entwickelt. Das Modell basiert auf der Annahme, dass es durch die Wechselwirkung von Eis- und Mineraloberfläche zur osmotischen Abstoßung der Oberflächen kommt. Die Konzentration der Ionen nimmt mit abnehmendem Abstand zur elektrisch geladenen Mineraloberfläche zu. Durch die Temperaturverminderung kann Wasser mit immer höherer Ionenkonzentration gefrieren, wodurch sich die Eisoberfläche der Mineraloberfläche immer stärker annähert. Durch den Ionenkonzentrationsunterschied zwischen dem freien Wasser und dem Wasser zwischen den interagierenden Oberflächen kommt es zur Abstoßung infolge des osmotischen Drucks. Der osmotische Druck nimmt mit abnehmender Temperatur zu, da hierdurch die Ionenkonzentration zwischen Eis- und Mineraloberfläche zunimmt. Ist bei einer bestimmten Temperatur der osmotische Druck groß genug, um eine Vergrößerung des Oberflächenabstandes zu bewirken, können Wassermoleküle in den Zwischenraum eindringen. Da hierdurch die Ionenkonzentration abnimmt, steigt die Gefriertemperatur, so dass sofort wieder ein Teil des Wassers gefriert. Das Wechselspiel aus Zuströmen und Phasenwechsel führt zur Ausbildung eines Massestroms, da ständig neue Wassermoleküle nachrücken müssen. Können die Wassermoleküle nicht bzw. nicht ausreichend schnell nachrücken, baut sich ein Porenwasserunterdruck auf, der bei der Bodenfröschung als Gefriersog bezeichnet wird.

Der vorgestellte Berechnungsansatz erlaubt die quantitative Bestimmung des Gefriersoges in Abhängigkeit der Temperatur aus dem osmotischen Druck, der Folge der Interaktion von Eis- und Mineraloberfläche bei der Bodenfröschung ist. Hierbei erfolgt die Berechnung der maßgebenden Ionenkonzentration im Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche mit Hilfe der Doppelschichttheorie unter der Annahme, dass Eis- und Mineraloberfläche die gleiche elektrische Ladungsdichte besitzen.

Die Beschreibung des Gefriersoges über den osmotischen Druck führt zu drei wesentlichen Feststellungen:

1. Der osmotische Druck ist materialabhängig, da er unter anderem stark von der Höhe der Oberflächenladung sowie der Ionenkonzentration des freien Wassers abhängt. Ebenso ist die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks materialabhängig, da Form und Größe der Feststoffpartikel Einfluss auf die Größe der Interaktionsfläche von Eis- und Mineraloberfläche haben. Dies bedeutet, dass auch der Gefriersog, der sich aus dem osmotischen Druck sowie dessen Wirkungsfläche berechnet, materialabhängig ist.
2. Die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks hängt von der Auflast ab. Dabei vergrößert sich insbesondere bei Tonmineralen durch die Horizontalausrichtung der Tonpartikel die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks. Die Auflast führt zudem zu einer Reduzierung des Potentialunterschiedes zwischen dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche und dem freien Porenwasser, der die Ursache der Massebewegung bei der Bodenfröschung ist. Der Gefriersog ist daher auch von der Auflast abhängig.
3. Der osmotische Druck nimmt mit abnehmendem Oberflächenabstand zu, da mit abnehmendem Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche eine Erhöhung der Ionenkon-

zentration zwischen den Oberflächen verbunden ist. Ab einem bestimmten Grenzabstand  $D^*$  führt jedoch die Überlagerung von osmotischer Abstoßung und van der Waalsschen Anziehung zur Anziehung der Oberflächen. Durch die Aufhebung des osmotischen Drucks in Teilbereichen seiner Wirkungsfläche erreicht der Gefriersog für diesen Zustand seinen Maximalwert. Es existiert demnach für jede Auflast ein materialspezifischer Maximalwert des Gefriersoges  $\psi^*(\sigma_z)$ .

Der vorgestellte theoretische Ansatz zur Beschreibung des Gefriersoges steht im Einklang mit den Versuchsergebnissen.

Ansätze zur Berechnung des Gefriersoges auf der Basis der Betrachtung des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers liefern keine anschaulichen Erklärungen für die Mechanismen, die zur Ausbildung des Gefriersoges führen. Sie lassen zudem keine Aussage über materialspezifische Maximalwerte des Gefriersoges zu, da die Formeln von anderen Einflussgrößen außer der Temperatur unabhängig sind. Es wird damit eine stetige Zunahme des Gefriersoges mit abnehmender Temperatur unterstellt. Dies erscheint jedoch unrealistisch und ist messtechnisch nicht nachweisbar. Zudem führt die Vernachlässigung der Verminderung der Gefriertemperatur infolge erhöhter Ionenkonzentration nach dem Ansatz auf der Basis der Betrachtung des Phasengleichgewichtes des reinen Wassers teilweise zu Fehleinschätzungen des zu erwartenden Gefriersoges. Der Ansatz auf der Basis des Phasengleichgewichtes gilt zudem nur unter der Annahme, dass sich die Phasengrenzfläche Eis-Wasser-Mineraloberfläche über die gesamte horizontale Querschnittsfläche  $A_0$  erstreckt.

Im Vergleich hierzu bietet das hier vorgestellte Modell folgende Vorteile:

1. Die Mechanismen, die zur Ausbildung des Gefriersoges führen, werden anschaulich beschrieben. Die hierbei getroffenen Annahmen sind physikalisch begründet und werden durch die Versuchsergebnisse bestätigt. Es konnte insbesondere gezeigt werden, dass materialabhängige Maximalwerte des Gefriersoges existieren.
2. Die Bestimmung der Beziehung zwischen dem osmotischem Druck – aus dem sich der Gefriersog ergibt – und der Temperatur ist mit Hilfe des Modells möglich. Hierbei werden ebenfalls die spezifischen Bodeneigenschaften, wie elektrische Oberflächenladung sowie Art und Konzentration der Ionen des Bodenwassers, berücksichtigt.
3. Die Beziehungen zwischen der Wirkungsfläche des osmotischen Drucks und der Auflast, die für die untersuchten Materialien mit Hilfe des theoretischen Ansatzes bestimmt wurden, können auf Materialien, deren Feststoffpartikel ähnliche Form und Größe aufweisen, übertragen werden. Dadurch ist die Bestimmung des maximalen, lastabhängigen Gefriersoges auch für Böden möglich, deren Feststoffpartikel andere elektrische Oberflächenladungen aufweisen bzw. deren Bodenwasser andere Ionenkonzentrationen besitzt.

Zu den wichtigsten Einschränkungen des Modells zählt, dass es nur auf den eindimensionalen Verformungszustand anwendbar ist. Das Modell konnte zudem bisher nur an Böden getestet werden, bei denen sowohl die Gegenionen der Oberflächen als auch die Ionen des freien Wassers zum überwiegenden Teil zweiwertig waren. Die Anwendbarkeit des Modells bei Böden,

bei denen Ionen anderer Wertigkeiten bzw. Mischionensysteme vorliegen, muss überprüft bzw. das Modell entsprechend erweitert werden. Einen möglichen Ansatzpunkt hierfür stellt die Untersuchung des Einflusses des Grenzabstandes  $D^*$  von der Wertigkeit der Ionen des Bodenwassers dar.

Die Berechnung der maßgebenden Ionenkonzentration basiert auf der Annahme, dass die Eisoberfläche die gleiche elektrische Ladungsdichte ausweist wie die Mineraloberfläche. Diese Annahme stellt im besten Fall eine grobe Näherung der wirklichen Verhältnisse in der Phasengrenzfläche dar. Ziel weiterer Untersuchungen muss es unter anderem sein, zu zeigen, inwieweit diese Annahme den wirklichen Verhältnissen im Bereich der Phasengrenzfläche des gefrierenden Bodens gerecht wird.

## 5. Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens

### 5.1. Einleitung

Durch Frosteinwirkung werden die Kompressionseigenschaften feinkörniger, wassergesättigter Böden auch im wieder aufgetauten Zustand beeinflusst. In der Regel kommt es unter drainierten Bedingungen, insbesondere bei Böden, die zum ersten mal gefroren werden, nach dem Auftauen – auch bei einer gegenüber dem ungefrorenen Zustand unveränderten Auflast – zu einer deutlichen Verringerung der Porenzahl. In diesem Zusammenhang wird häufig der Begriff der Tausetzung verwendet. Hierbei handelt es sich jedoch nicht um die Setzungsdifferenz zwischen dem Zustand vor Frostung und nach dem Auftauen, sondern um den Höhenunterschied zwischen gefrorenem und wieder aufgetautem Zustand der betreffenden Schicht (Abb. 5.1). Der Betrag, um den sich ein Boden infolge Frosteinwirkung hebt, ist jedoch stark von den spezifischen Randbedingungen während der Frostung abhängig. So haben z.B. Temperaturgradient und Wasserverfügbarkeit entscheidenden Einfluss auf die Dicke der Eislinsen und damit auf das Ausmaß der Frosthebung. Daher kann die Frosthebung und mit ihr die Tausetzung für den gleichen Boden in Abhängigkeit der Randbedingungen starken Schwankungen unterworfen sein.

Die Frosthebung wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht untersucht. Aus diesem Grund kann der Begriff der Tausetzung hier nicht verwendet werden. Die Setzung, die sich bei eindimensionaler Betrachtung aus der Differenz zwischen der Schichtdicke vor Frostung und der Schichtdicke nach dem Auftauen sowie abgeschlossener Konsolidierung ergibt, wird daher als Netto-Tausetzung  $s_T$  bezeichnet (Abb. 5.1).

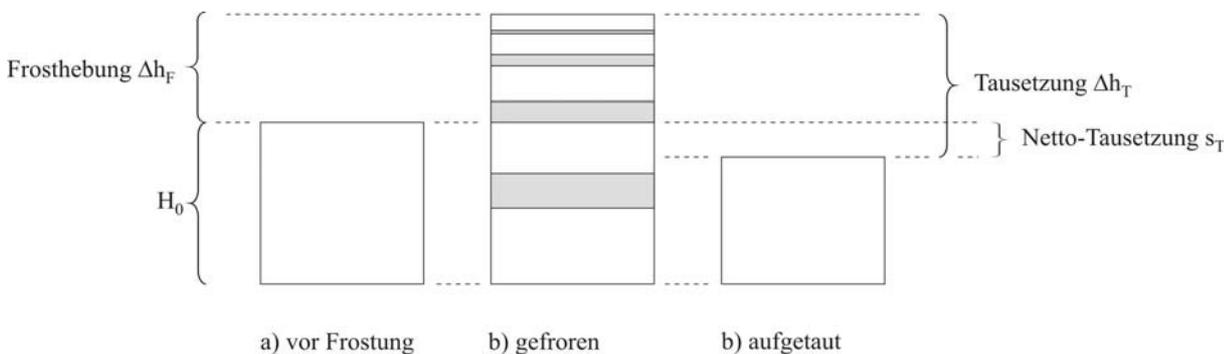


Abb. 5.1: Frosthebung, Tausetzung und Netto-Tausetzung

Im Folgenden wird ein Modell vorgestellt, welches die quantitative Bestimmung der Porenzahl nach dem Auftauen und abgeschlossener Konsolidierung und damit der Netto-Tausetzung für beliebige feinkörnige wassergesättigte Böden erlaubt. Außerdem ist die Prognose des Last-Verformungsverhaltens bei Weiterbelastung nach dem Auftauen möglich.

## 5.2. Probenmaterial

Die Auswirkungen der Frostung auf die Kompressionseigenschaften wurden bei vier, hinsichtlich ihrer Eigenschaften sehr unterschiedlichen, Materialien untersucht. Hierbei handelte es sich um einen hochplastischen Ton (TA-2), dessen Eigenschaften von seinem hohen Smektit-Anteil geprägt sind, einen mittel- bis leichtplastischen Ton (TM-1) mit hohem Chlorit-Anteil, einen Schluff (U-1) sowie einen reinen Kaolinit-Ton (TA-1). Eine ausführliche Beschreibung dieser Materialien erfolgte bereits in Abschnitt 4.2, weshalb an dieser Stelle auf eine erneute Darstellung der Materialeigenschaften verzichtet wird.

## 5.3. Versuche zur Bestimmung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens

### 5.3.1. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Zur Bestimmung der Auswirkungen der Bodenfrostdung auf das Kompressionsverhalten wieder aufgetauter Böden wurden Ödometerversuche im Klimaraum durchgeführt. Für die Versuche wurde ein konventioneller Ödometertopf mit schwebendem Ring verwendet (Abb. 5.2). Durch Kopfplatte und obere Filterplatte wurde zusätzlich ein Temperatursensor (TKAL-K) in die Probe geführt. Die Bestimmung der Probenhöhe erfolgte mit Hilfe eines induktiven Wegaufnehmers (HBM W50). Die Sensordaten der Temperatursonde sowie des Wegaufnehmers wurden kontinuierlich von einem Messverstärker (HBM MGC/MGC+) erfasst und direkt am Computer ausgewertet.

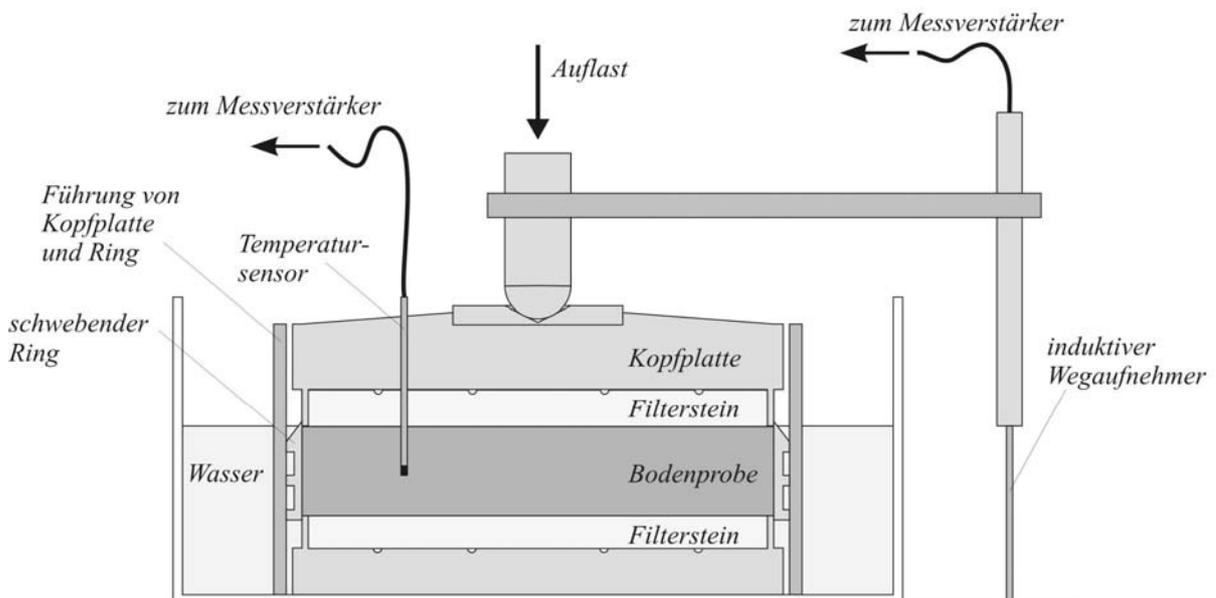


Abb. 5.2: Kompressionsgerät zur Bestimmung der Tausetzung, die Frostung erfolgte im Klimaraum

Messbereich und Genauigkeit der verwendeten Sensoren sowie des Messverstärkers sind in Abschnitt 4.3.1, Tab. 4.4 aufgeführt.

Das Gerät erlaubte den Einbau von Proben mit einem Durchmesser von 8,0 cm, die Einbauhöhe betrug einheitlich 2,4 cm. Alle Proben wurden mit einem Wassergehalt an der Fließgrenze  $w_L$  eingebaut, um vollständige Wassersättigung zu gewährleisten.

Die Belastung auf die Probe wurde bei allen Versuchen, beginnend bei 16 kPa, stufenweise durch Verdopplung auf 256 kPa erhöht. Danach wurde stufenweise auf 32 kPa entlastet und anschließend auf bis zu 512 ÷ 2048 kPa weiterbelastet. Bei normaler Belastung herrschte im Klimaraum eine Temperatur von konstant +20 °C. Bei jedem Versuch wurde die Probe bei einer ausgewählten Laststufe gefroren. Hierfür vorgesehene Laststufen waren 32, 64, 128 oder 256 kPa im Erstbelastungszustand sowie 32 kPa im Entlastungszustand. Nach vollständiger Konsolidierung unter entsprechender Auflast wurde die Temperatur im Klimaraum für 24 Stunden auf -20 °C vermindert. Anschließend wurde die Probe bei +20 °C wieder aufgetaut. Die Auflast blieb hierbei bis zum Abschluss der Konsolidierung nach dem Auftauen unverändert. Während der Phase der Temperaturverminderung betrug der Temperaturgradient in der Probe zwischen 0,08 ÷ 0,09 K/min.

Zusätzlich zu den Kompressionsversuchen im Frostraum wurden mit den Materialien TA-2, TA-1, TM-1 sowie U-1 zum Vergleich auch normale Kompressionsversuche durchgeführt.

### 5.3.2. Versuchsergebnisse

Durch die kontinuierliche Aufzeichnung der Sensordaten ist die Darstellung der Temperaturänderung sowie der Änderung der Probenhöhe während des Gefrier- und Auftauvorgangs möglich. Abb. 5.3 zeigt exemplarisch für Material TA-2 die Messergebnisse. Während des gesamten Vorgangs war die Auflast  $\sigma_z$  auf die gefrierende bzw. tauende Probe konstant.

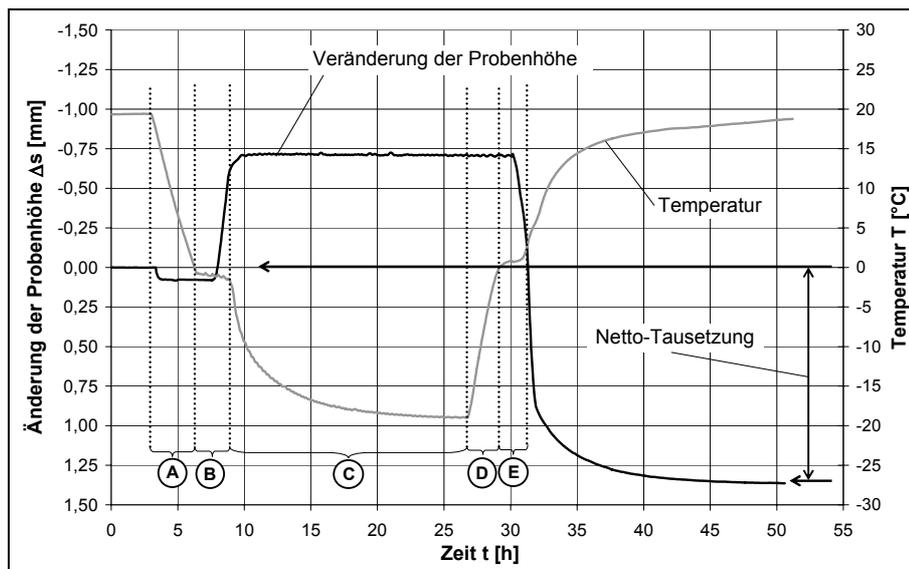


Abb. 5.3: Veränderung der Probenhöhe während Frost- und Auftauphase bei konstanter Auflast, exemplarisch für Material TA-2 bei einer Auflast von  $\sigma_z = 32 \text{ kPa}$

Durch die Verminderung der Temperatur im Klimaraum auf  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  kommt es zur Abkühlung der Bodenprobe. Die Rate der Temperaturänderung ist dabei anfangs sehr hoch, d.h. der Temperaturgradient ist sehr steil (Abb. 5.3, Bereich A). Die Probenhöhe bleibt hierbei nahezu unverändert. Sinkt die Temperatur der Probe einige Zehntel Grad unter  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ , ist eine deutliche Abnahme der Rate der Temperaturänderung festzustellen (Abb. 5.3, Bereich B). Der Temperaturgradient in Bereich B ist nahezu Null. Während dieser Phase nimmt die Probenhöhe stark zu. In etwa zu dem Zeitpunkt, wenn die Probenhöhe ihren Maximalwert erreicht, nimmt die Rate der Frosteindringung wieder zu. Die Probenhöhe bleibt nun nahezu unverändert (Abb. 5.3, Bereich C).

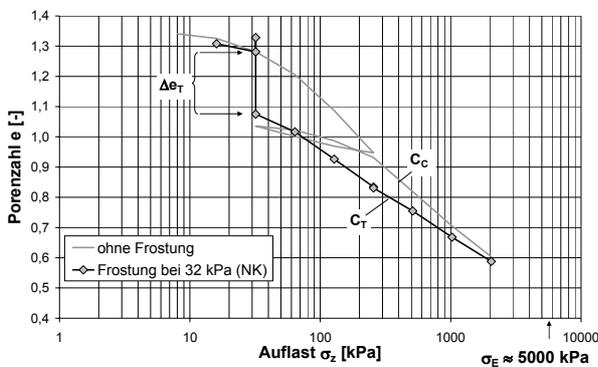
Nach Abschluss der Frostphase nach 24 Stunden wird die Temperatur im Klimaraum wieder auf  $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$  erhöht. Hierdurch steigt die Temperatur in der Probe zunächst schnell an. Die Probenhöhe bleibt hierbei noch konstant (Abb. 5.3, Bereich D). Erreicht die Temperatur in der Probe in etwa  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ , vermindert sich die Rate der Temperaturänderung deutlich. Gleichzeitig beginnt sich die Probe wieder zu setzen (Abb. 5.3, Bereich E). Nach einiger Zeit nimmt die Temperatur wieder schneller zu. Die Verminderung der Probenhöhe setzt sich auch jetzt noch fort. Nach Abschluss der Konsolidierung nach dem Auftauen ist die Probenhöhe deutlich geringer als vor Beginn der Frostung. Der Betrag, um den sich die Probenhöhe gegenüber dem Ausgangszustand vor Frostung vermindert, ist die Netto-Tausetzung  $s_T$ .

Die Versuchsergebnisse zeigen, dass es weder bei der Abkühlung, noch bei der Erwärmung der Probe zu einer gleichmäßigen Veränderung der Temperatur mit der Zeit kommt. Die Ursache hierfür hängt mit dem Phasenübergang des Wassers der Probe zusammen. Unterschreitet die Temperatur der Probe die Gefriertemperatur des Bodenwassers, so erfolgt die Phasenumwandlung des flüssigen Wassers zu Eis. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Temperatur in der Probe verringert, nimmt deshalb ab, weil die freiwerdende Umwandlungswärme des gefrierenden Wassers einer weiteren Abkühlung der Probe entgegenwirkt. Gleichzeitig kommt es zu einer Volumenzunahme, da Eis eine geringere Dichte als Wasser besitzt.

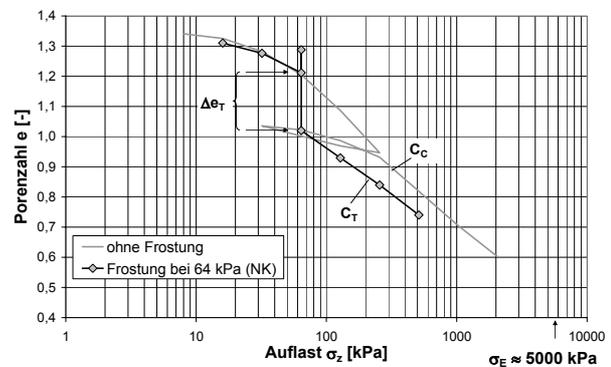
Die Phase, während der es aufgrund freiwerdender Umwandlungswärme (exothermer Vorgang) kaum zu einer weiteren Abkühlung der Probe kommt und währenddessen sich das Volumen der Probe stetig erhöht, dauert solange an, bis der größte Teil des vorhandenen Bodenwasser die Phase gewechselt hat und nur noch eine dünne Schicht ungefrorenen, stark gebundenen Wassers sehr hoher Ionenkonzentration in geringer Entfernung zur Partikeloberfläche vorhanden ist. Da nun nahezu kein Wasser mehr die Phase wechselt, erfolgt die Temperaturverminderung der Probe nun wieder mit höherer Geschwindigkeit, wobei eine weitere Zunahme des Probenvolumens jedoch ausbleibt.

Auch bei der Erwärmung der Probe vermindert sich ab einer bestimmten Temperatur die Rate der Temperaturänderung deutlich, da beim Erreichen der Schmelztemperatur durch die Phasenumwandlung von Eis in flüssiges Wasser Umwandlungswärme benötigt wird (endothermer Vorgang). Hierdurch wird die weitere Erwärmung der Bodenprobe solange verzögert, bis das gesamte Bodenwasser die Phase gewechselt hat.

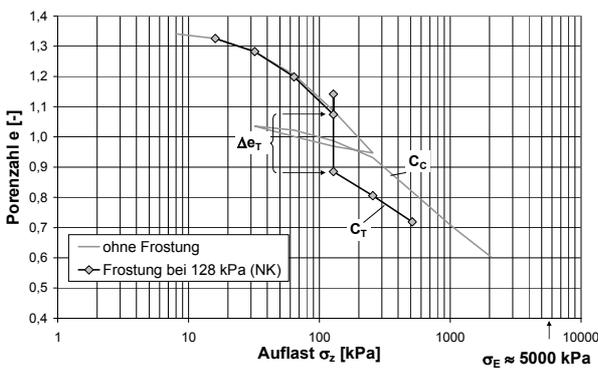
Abb. 5.4 zeigt für Material TA-2 die Abnahme der Porenzahl  $\Delta e_T$  zwischen dem Zustand vor Frostung  $e_A$  und dem Zustand nach dem Auftauen  $e_T$ , welche die Ursache der Netto-Tausetzung  $s_T$  ist. Die Porenzahlabnahme ist dabei umso kleiner, je höher die Auflast  $\sigma_F$  auf der Probe während der Frostung ist. Dieses Ergebnis kann bei allen untersuchten Materialien bei allen Laststufen, bei welchen gefrostet wurde, beobachtet werden. Der Betrag der Porenzahlabnahme ist neben der Auflast auch stark von den Materialeigenschaften abhängig. Im direkten Vergleich, d.h. bei gleicher Auflast, ist  $\Delta e_T$  bei Material TA-2 stets am größten. Eine Zunahme der Auflast hat bei diesem Material die geringsten Auswirkungen auf die Höhe von  $\Delta e_T$ . Bei dem ebenfalls ausgeprägt plastischen Ton TA-1 (Kaolinit) sowie dem mittel- bis leichtplastischen Ton TM-1 ergeben sich bei geringen Auflasten ähnlich hohe Porenzahlabnahmen wie bei Material TA-2, jedoch führt bei den Materialien TA-1 und TM-1 eine Erhöhung der Auflast zu einer stärkeren Reduzierung von  $\Delta e_T$  (vergleiche hierzu Anhang 1 und Anhang 2, Seite 168 und 169).



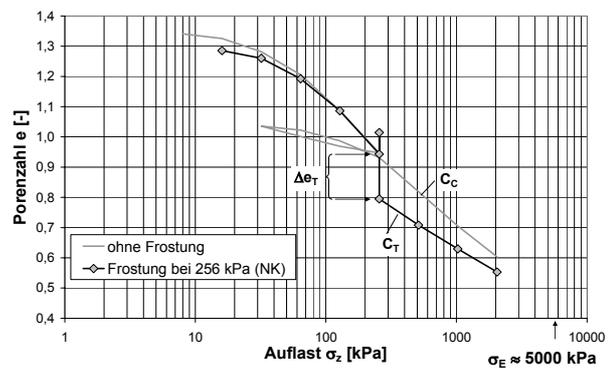
a) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 32$  kPa



b) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 64$  kPa



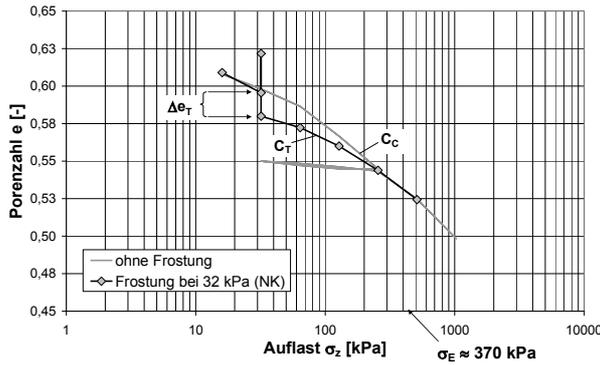
c) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 128$  kPa



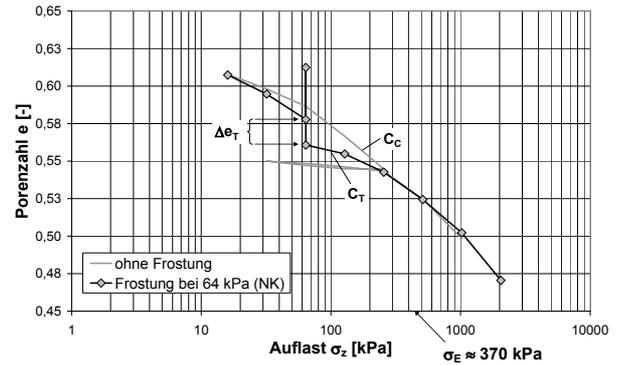
d) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 256$  kPa

Abb. 5.4: Druck-Porenzahl-Beziehung von Material TA-2 bei Weiterbelastung nach dem Auftauen, die Proben waren vor Frostung normalkonsolidiert

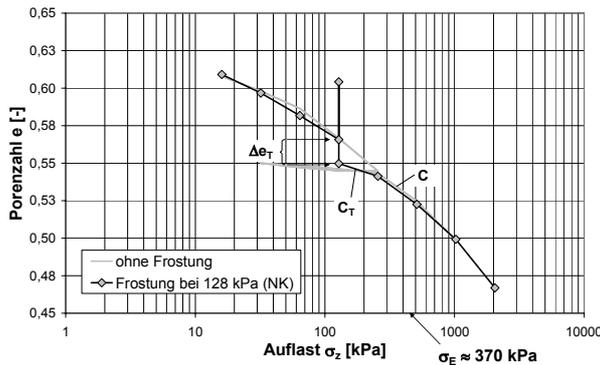
Am geringsten vermindert sich die Porenzahl infolge Frosteinwirkung bei Material U-1 (Schluff). Bei diesem Material hat eine Erhöhung der Auflast gleichzeitig die stärksten Auswirkungen auf die Höhe von  $\Delta e_T$ . Bei einer Auflast von  $\sigma_F = 512$  kPa ist die Porenzahlabnahme  $\Delta e_T$  bereits nahezu Null (Abb. 5.5, d).



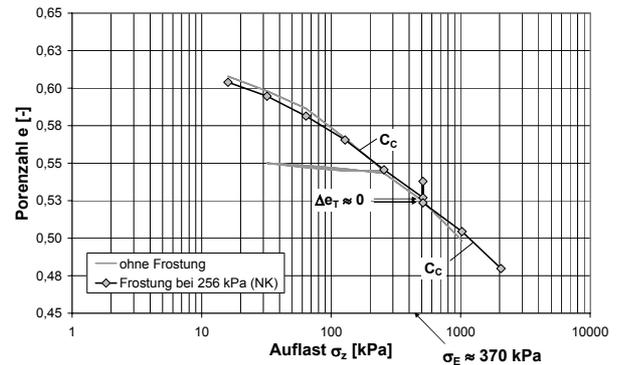
a) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 32 \text{ kPa}$



b) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 64 \text{ kPa}$



c) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 128 \text{ kPa}$



d) Frostung bei einer Auflast von  $\sigma_z = 512 \text{ kPa}$

Abb. 5.5: Druck-Porenzahl-Beziehung von Material U-1 bei Weiterbelastung nach dem Auftauen, die Proben waren vor Frostung normalkonsolidiert

Nach Abschluss der Konsolidierung nach der Tauphase wurden die Proben weiter belastet. In der Regel verhalten sich die Proben, die im normalkonsolidierten Zustand gefroren werden, bei Weiterbelastung nach Abschluss der Konsolidierung nach der Tauphase hinsichtlich ihrer Kompressionseigenschaften deutlich steifer. Abb. 5.4 zeigt exemplarisch die Druck-Porenzahl-Beziehung von Material TA-2 bei Weiterbelastung nach dem Auftauen. Eine Ausnahme bildet das Material U-1 (Schluff). Nach der Frostung und Abschluss der Tauphase bei Auflasten  $\sigma_z > 256 \text{ kPa}$  entsprechen die Kompressionseigenschaften des Materials bei Weiterbelastung denen des Erstbelastungszustandes (Abb. 5.5, d). Für Auflasten  $\sigma_z < 256 \text{ kPa}$  verhält sich jedoch auch der Schluff wie alle anderen untersuchten Materialien, d.h. er zeigt eine deutliche zusätzliche Setzung nach dem Auftauen und verhält sich, bei Weiterbelastung hinsichtlich seiner Kompressionseigenschaften, steifer als im Erstbelastungszustand.

Die bei der Weiterbelastung ermittelten Wertepaare aus Auflast  $\sigma_z$  und Porenzahl  $e$  für Proben, welche sich vor Frostung im normalkonsolidierten Zustand befinden, liegen bei halblogarithmischer Darstellung auf einer Gerade. Die Steigung dieser Gerade, die im Folgenden als Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$  bezeichnet werden soll, ist kleiner als der Kompressionsbeiwert  $C_C$ , jedoch größer als der Schwellbeiwert  $C_S$  des jeweiligen Materials. Dieses Versuchsergebnis lässt darauf schließen, dass es durch die Frostung im Boden zu einer inhomogenen

Veränderung des Gefüges kommt, so dass der Boden nach dem Auftauen keinen einheitlichen Konsolidierungszustand mehr besitzt.

Die Gerade mit der Steigung  $C_T$  trifft bei einer Auflast  $\sigma_z = \sigma_E$  auf die Erstbelastungsgerade mit der Steigung  $C_C$ . Bei einem Boden, der im normalkonsolidierten Zustand gefrostet wird, nimmt der Unterschied zwischen der Porenzahl vor Frostung  $e_A$  und der Porenzahl nach dem Auftauen  $e_T$  mit zunehmender Auflast  $\sigma_F$  (Auflast während der Frostung) ab. Auch die Steigung  $C_T$  wird mit zunehmender Auflast kleiner und nähert sich immer mehr der Größe des Schwellbeiwertes  $C_S$ . Die Spannung  $\sigma_E$ , bei der die Gerade mit der Neigung  $C_T$  auf die Erstbelastungsgerade trifft ist dabei in etwa konstant, d.h. unabhängig von der Auflast, bei der gefrostet wird (Abb. 5.6).

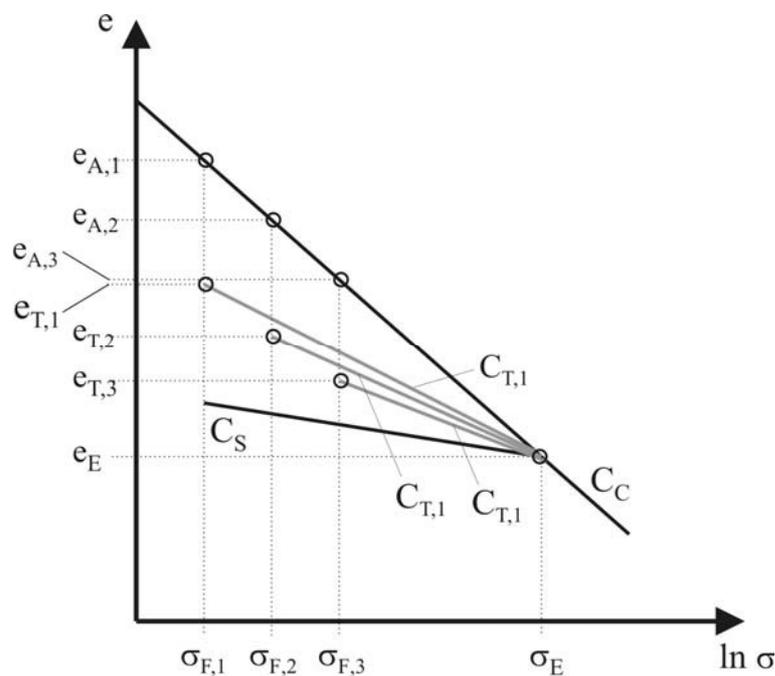


Abb. 5.6: Kompressionsverhalten gefrosteten und wieder aufgetauten Bodens

Die Größe von  $\sigma_E$  ist materialabhängig und stimmt in etwa mit dem Betrag des äquivalenten Eisdrucks  $\sigma^*$  überein, der im Rahmen der Bestimmung des Gefriersoges aus den Versuchsergebnissen gewonnen werden konnte. Auf die physikalische Bedeutung des Zusammenhangs zwischen  $\sigma_E$  und dem äquivalenten Eisdruck  $\sigma^*$  wird später in Verbindung mit der Beschreibung der Ursachen der erhöhten Setzungen infolge Frosteinwirkung eingegangen.

Aus dem Wassergehalt an der Schrumpfgrenze  $w_S$  kann für jedes Material aus den Ergebnissen eines normalen Kompressionsversuches die zu diesem Wassergehalt gehörende äquivalente Auflast  $\sigma_{wS}$  berechnet werden, für die sich bei eindimensionaler Kompression der gleiche Wassergehalt einstellt. Trägt man die Spannung  $\sigma_E$ , bei der die Gerade mit der Steigung  $C_T$  die Erstbelastungsgerade trifft, über der äquivalenten Auflast an der Schrumpfgrenze  $\sigma_{wS}$  auf, so zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen (Abb. 5.7). Auf die Ursache dieser Beziehung soll ebenfalls später eingegangen werden (vergl. Abschnitt 5.4.).

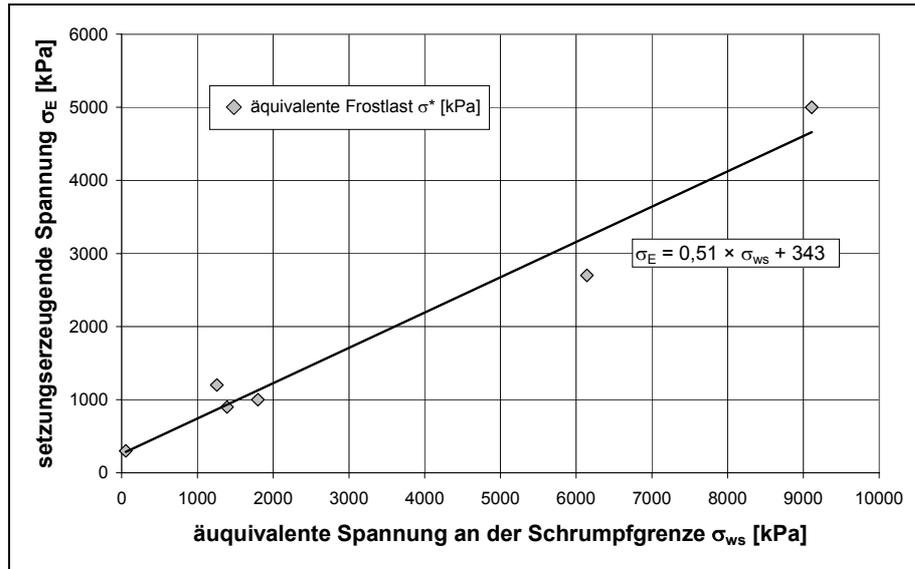
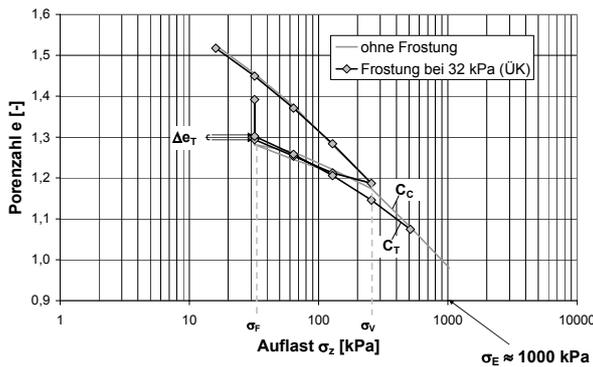
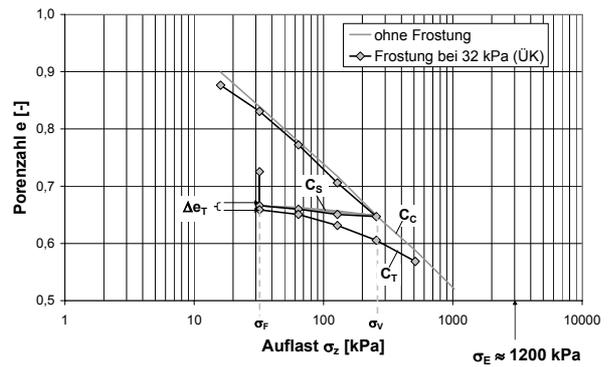


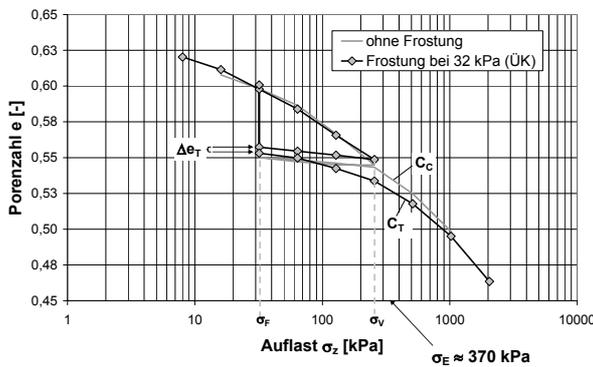
Abb. 5.7: Beziehung zwischen der Spannung  $\sigma_E$  und der äquivalenten Spannung an der Schrumpfgrenze  $\sigma_{ws}$



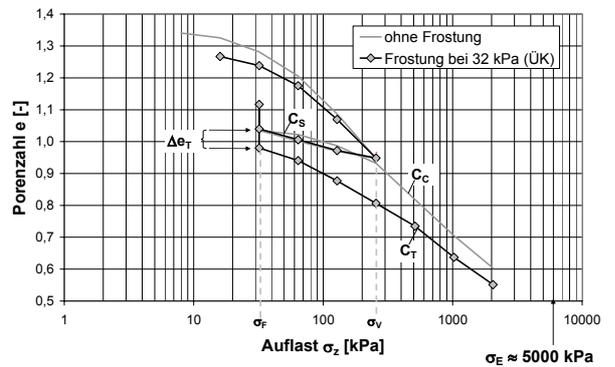
a) TA-1,  $\sigma_V = 256 \text{ kPa}$ ,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$



b) TM-1,  $\sigma_V = 256 \text{ kPa}$ ,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$



c) U-1,  $\sigma_V = 256 \text{ kPa}$ ,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$



f) TA-2,  $\sigma_V = 256 \text{ kPa}$ ,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$

Abb. 5.8: Druck-Porenzahl-Beziehung aller untersuchten Materialien bei Weiterbelastung nach dem Auftauen, die Proben waren vor Frostung überkonsolidiert

Auch bei Böden, die vor Frostung überkonsolidiert sind, kommt es nach dem Auftauen zu einer Verminderung der Porenzahl gegenüber dem Zustand vor Frostung. Abb. 5.8 zeigt die Druck-Porenzahl-Diagramme aller untersuchten Böden, die im überkonsolidierten Zustand gefrostet wurden. Die Spannung  $\sigma_F$  bezeichnet die Auflast bei Frostung,  $\sigma_V$  ist die Vorlast der Probe.

Auch hier kommt es bei Material TA-2 zur deutlichsten Abnahme der Porenzahl in Bezug auf den Ausgangszustand vor Frostung (Abb. 5.8, d). Bei allen anderen Materialien ist die Porenzahlabnahme  $\Delta e_T$  vergleichsweise gering. Bei Wiederbelastung nach dem Auftauen besitzt die Beziehung zwischen Auflast  $\sigma_z$  und Porenzahl  $e$  jedoch bei Proben, die im überkonsolidierten Zustand gefrostet wurden, keine einheitliche Steigung. Erst ab einer Auflast  $\sigma_z$ , die so groß wie die Vorlast  $\sigma_V$  der überkonsolidierten Probe ist, geht die Beziehung zwischen  $\sigma_z$  und  $e$  wieder in die Gerade mit der Steigung  $C_T$  über. Die Versuchsergebnisse lassen damit darauf schließen, dass die Spannung  $\sigma_E$  vom Konsolidierungsverhältnis unabhängig ist, d.h.  $\sigma_E$  ist für einen Boden konstant.

#### 5.4. Inhomogene Veränderung des Gefüges infolge Frosteinwirkung

Die Bodenfrostung führt zu einer Verminderung der Porenzahl und damit zur Verdichtung bzw. Kompression des Bodens im aufgetauten und konsolidierten Zustand. Dies ist insbesondere auch dann der Fall, wenn die äußere Auflast  $\sigma_z$  vor, während und nach der Frostung unverändert bleibt. Die Ursache hierfür ist in einer frostbedingten Veränderung des Bodengefüges zu suchen.

Als Ursachen, die bei konstanter äußerer Auflast  $\sigma_z$  zu einer Verdichtung des Bodens infolge Frostung führen können, kommen in Frage:

##### a) Eiskristallwachstum

Die wachsenden Eiskristalle im Porenraum des Bodens können zum einen bei behinderter Volumendehnung zu einer Komprimierung der angrenzenden ungefrorenen Bodenbereiche beitragen. Zum anderen ist durch das Eiskristallwachstum im Porenraum des Bodens eine Zerstörung eventuell vorhandener interpartikularer Zementierung möglich, so dass sich während des Tauvorgangs die Feststoffpartikel leichter gegeneinander ausrichten können, was auch unter konstanter Auflast zu einer Verminderung des Porenraums gegenüber dem Ausgangszustand vor Frostung führt.

##### b) Lokale Suspensierung während des Auftauvorgangs

Ist während der Tauphase eine ungehinderte Drainage des Tauwassers der Eislinsen nicht möglich, z.B. weil angrenzende Bodenbereiche noch gefroren sind, so können Porenwasserüberdrücke auftreten. Die effektive Spannung reduziert sich drastisch und der tauende Boden kann lokal suspensieren. Ist der Boden nach einiger Zeit wieder vollständig aufgetaut und damit eine Drainage des Porenwasser möglich, so ist während der anschließenden Konsolidierung eine leichtere Einregelung der Feststoffpartikel der Suspension senkrecht zur Lastrich-

tung möglich, als dies im nicht suspendierten Zustand der Fall wäre. Auch hieraus können zusätzliche Setzungen bei gleicher Auflast resultieren.

c) Kompression durch Umlagerung der Wassermoleküle

Während der Phase der Frosteindringung bewirkt die Temperaturverminderung, dass Wasser mit immer höherer Ionenkonzentration gefrieren kann. Dadurch vermindert sich der Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche mit fallender Temperatur, was zu einem Anstieg der Ionenkonzentration  $n_{EM}$  im verbleibenden Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche führt. Da angenommen wird, dass sich das System vor Beginn der Frosteindringung im Gleichgewicht befindet, hat dies zur Folge, dass die Ionenkonzentration  $n_{EM}$  größer ist als die Ionenkonzentration zwischen den Oberflächen der Bodenpartikel  $n_{MM}$ . Um den Konzentrationsunterschied auszugleichen, kommt es zu einer Umlagerung der Wassermoleküle, die sich vom Wasser zwischen den Oberflächen der Bodenpartikel zum Wasser zwischen Eis- und Mineraloberflächen bewegen. Da hierdurch die Gefriertemperatur des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche ansteigt, wechselt sofort wieder ein Teil des Wassers die Phase (Abb. 5.9).

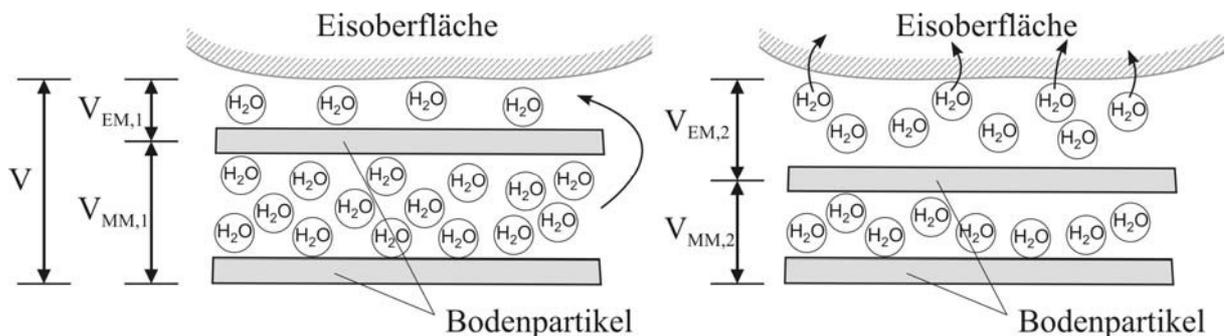


Abb. 5.9: Verdichtung des Bodens durch Wasserumlagerung

Die Umlagerung der Wassermoleküle führt dabei zu einer Verminderung des Abstandes zwischen den Bodenpartikeln und damit zu einer Kompression ähnlich dem Schrumpfen. Solange hiermit keine Veränderung des Gesamtvolumens verbunden ist, ist dieser Vorgang von der Auflast unabhängig. Die mit der Umlagerung des in situ Wassers einhergehende Verdichtung des ungefrorenen Bodens stellt sich während der Frosteindringung in jeder Isotherme entsprechend der dort vorhandenen tiefsten Temperatur ein. Aufgrund der geringen Wasserdurchlässigkeit der feinkörnigen Böden beschränkt sich dieser Effekt der Kompression auf einen mehr oder weniger großen Bereich in der Nähe der Phasengrenzfläche Eis-Wasser-Mineraloberfläche.

Bei ungehinderter Volumenausdehnung während der Frostphase sowie freier Drainagemöglichkeit während der Tauphase kann der Einfluss von Eiskristallwachstum sowie lokaler Suspensierung auf die Verdichtung des Bodens als gering angesehen werden. Unter den genannten Verdichtungsmechanismen wäre damit die Umlagerung der Wassermoleküle während der Phase der Frosteindringung die Hauptursache der Porenzahlabnahme des Bodens im aufgetauten Zustand.

Durch die Bodenfrostdung kommt es jedoch nicht überall zu einer Verminderung der Porenzahl. Lokal führt das Eiskristallwachstum bzw. die Eislinsenbildung auch zu einer Auflockerung des Bodens. In dem Porenraum, welchen die Eislinsen ausfüllen, befinden sich dabei nahezu keine Feststoffpartikel (Abb. 5.10). Nach dem Auftauen können diese Bereiche daher leicht, auch bei konstanter Auflast, überdrückt werden. Die verdichtende Wirkung während der Phase der Frostung ist jedoch nach dem Auftauen nicht ohne weiteres rückgängig zu machen. D.h., die Auflockerung ist auch bei konstant bleibender Auflast nach dem Auftauen zum Teil reversibel, die Verdichtung jedoch irreversibel. Daher befindet sich ein Boden, insbesondere ein ursprünglich normalkonsolidierter Boden, nach dem Auftauen in der Regel in einem dichteren Zustand.

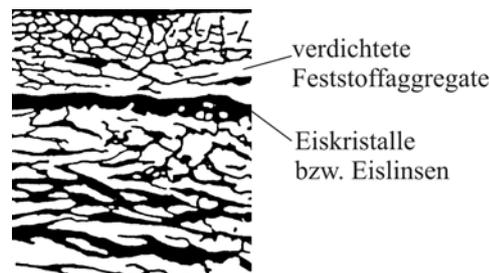


Abb. 5.10: Frostgefüge, Wechsellagen aus Eiskristallen bzw. Eislinsen und verdichteten Feststoffaggregaten

Die Veränderungen der Porenraumgeometrie, die während der Bodenfrostdung infolge unterschiedlicher Ursachen ablaufen, führen also lokal zu einer Abnahme der Porenzahl. In anderen Bereichen ergeben sich Zunahmen des Volumens, wieder andere Bereiche bleiben eventuell vollkommen unbeeinflusst. Für die Betrachtung eines größeren Bereichs ergibt sich jedoch in der Summe eine Abnahme der Porenzahl. Die Bodenfrostdung führt also zu einer inhomogenen Veränderung der Porenraumgeometrie. Dies wird auch durch die Versuchsergebnisse bestätigt. Für einen ursprünglich normalkonsolidierten Boden, der gefrostdet wird, liegen die Wertepaare von Auflast  $\sigma_z$  und Porenzahl  $e$  bei Weiterbelastung nach dem Auftauen bei halblogarithmischer Darstellung auf einer Geraden. Die Steigung  $C_T$  dieser Geraden ist dabei kleiner als der Kompressionsbeiwert  $C_C$ , jedoch größer als der Schwellbeiwert  $C_S$  (Abb. 5.6). Die Verdichtung des Bodens ist also inhomogen, denn bei homogener Verdichtung müsste die Beziehung zwischen Auflast und Porenzahl bei Weiterbelastung – bei halblogarithmischer Darstellung – auf einer Geraden mit der Steigung  $C_S$  liegen.

Abb. 5.11 zeigt rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Material TA-1 (Kaolinit) bei 5000facher Vergrößerung. Links ist die Gefügestruktur einer nicht gefrostdeten Probe zu sehen, die mit einer Auflast von  $\sigma_z = 1000$  kPa belastet wurde. Diese Auflast entspricht der Spannung  $\sigma_E$ , ab der die Druck-Porenzahl Beziehung des gefrostdeten Bodens bei Weiterbelastung nach dem Auftauen den Erstbelastungszustand erreicht. Sowohl die Horizontalausrichtung der Mineralplättchen als auch die Homogenität der Verdichtung sind deutlich zu erkennen. Auf der rechten Seite sieht man die Aufnahme eines Bodens, der bei einer Auflast von  $\sigma_z = 32$  kPa im normalkonsolidierten Zustand gefrostdet wurde. Auch hier sind Bereiche zu erkennen, die eine ähnlich dichte Lagerung aufweisen, wie sie durch Kompression bei einer

Auflast von  $\sigma_z = \sigma_E = 1000$  kPa entstehen würde. Zwischen diesen komprimierten Feststoffaggregaten befinden sich jedoch auch Bereiche mit geringerer Dichte. Diese Bilder sind ein weiterer Beweis dafür, dass es durch die Frosteinwirkung zu einer inhomogenen Veränderung des Gefüges kommt.

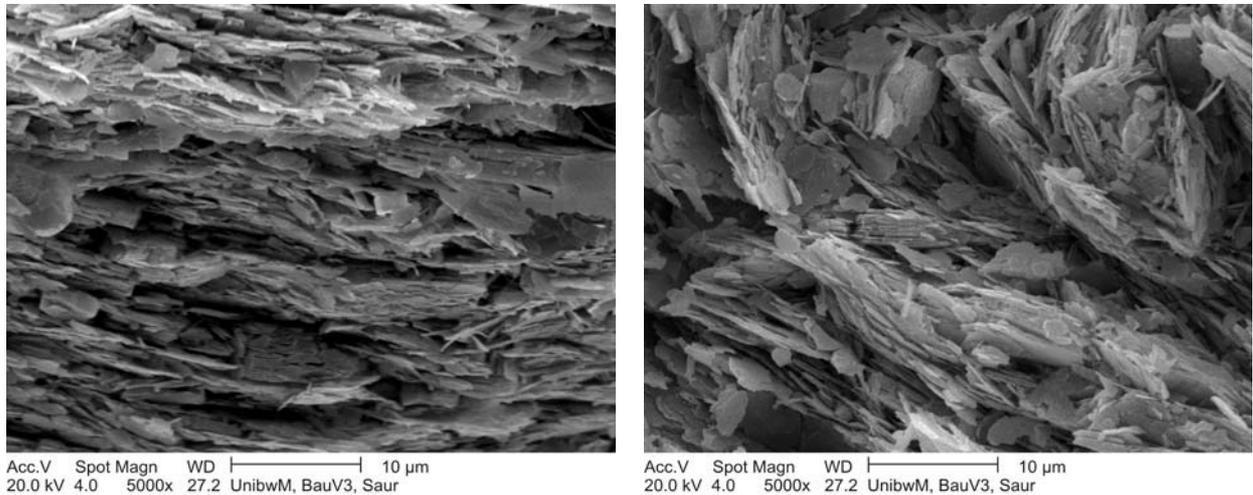


Abb. 5.11: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Material TA-1, links: nach Kompression unter  $\sigma_z = 1000$  kPa, rechts: nach Frostung bei  $\sigma_z = 32$  kPa

## 5.5. Theoretisches Modell zur Abschätzung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens

### 5.5.1. Modellansatz und Modellparameter

Bei der Ermittlung der Netto-Tausetzung sowie der Kompressionseigenschaften bei Weiterbelastung im aufgetauten Zustand muss die Inhomogenität der Veränderung des Gefüges infolge der Frosteinwirkung berücksichtigt werden. Der Boden wird hierzu vereinfachend in nur zwei Bereiche unterteilt. In einem Bereich, mit dem Anteil  $\xi$  am Gesamtbodenvolumen, wird angenommen, dass der Boden mit der Auflast  $\sigma_E$  komprimiert wird. Im übrigen Bereich  $1-\xi$  wird die Belastung des Bodens als – gegenüber dem Ausgangszustand vor Frostung – unverändert angenommen, d.h., die Porenzahl bleibt dort gleich (Abb. 5.12).

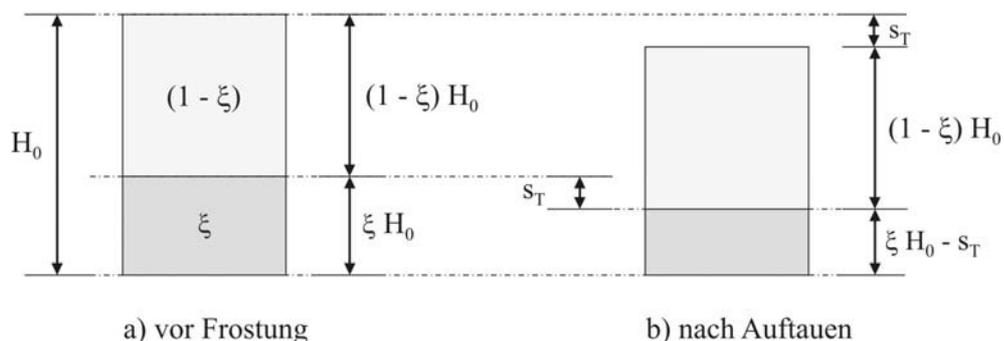


Abb. 5.12: Anteil  $\xi$  des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird

Für die hier zugrunde gelegten eindimensionalen Verformungsbedingungen gemäß Abb. 5.12 vermindert sich, durch die Kompression des Anteils  $\xi$  des Bodens mit der Spannung  $\sigma_E$ , die Ausgangshöhe  $H_0$  um den Betrag der Netto-Tausetzung  $s_T$ . D.h., die Spannung  $\sigma_E$  entspricht der rechnerischen Auflast, die erforderlich wäre, um im Anteil  $\xi$  des Bodens eine Verminderung der Porenzahl um den Betrag zu bewirken, der der Netto-Tausetzung  $s_T$  des gesamten Bodens entspricht. Sie ist damit der Summe der Wirkungen der verschiedenen Vorgänge, die während der Frostung durch die Veränderung des Gefüges zu einer Verdichtung des Bodens führen, äquivalent.

Zur Bestimmung der Netto-Tausetzung sowie der Kompressionseigenschaften bei Weiterbelastung nach dem Auftauen muss die Höhe der Auflast  $\sigma_E$ , die die Ursache der Kompression ist, sowie der Anteil  $\xi$  des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird, ermittelt werden.

Die Höhe der Belastung  $\sigma_E$  entspricht der Spannung, bei der die Gerade mit der Steigung  $C_T$  die Erstbelastungsgerade trifft. Denn genau ab dieser Auflast befindet sich der gesamte Boden wieder im Erstbelastungszustand. Gemäß den Versuchsergebnissen wird angenommen, dass die Spannung  $\sigma_E$  für einen Boden konstant, d.h. von Auflast sowie Konsolidierungsverhältnis unabhängig ist.

Aus dem Vergleich mit den Versuchsergebnissen zur Bestimmung des Gefriersoges geht hervor, dass die Spannung  $\sigma_E$  in etwa mit der äquivalenten Frostlast  $\sigma^*$  übereinstimmt. In Abschnitt 4.5.2 wurde gezeigt, dass durch die Wirkung der Konzentrationsunterschiede der Ionen des Bodenwassers, bei der Interaktion von Eis- und Mineraloberfläche im Boden eine Belastung verursacht wird, die maximal einen Wert annehmen kann, der der äquivalenten Frostlast  $\sigma^*$  entspricht. D.h. die äquivalente Frostlast  $\sigma^*$  entspricht einer rechnerischen Auflast, die infolge Frostung durch die Konzentrationsunterschiede der Ionen des Bodenwassers, in einem Boden maximal auftreten kann. Da im vorliegenden Fall unterstellt wird, dass diese Konzentrationsunterschiede die Hauptursache der Kompression bei der Bodenfrostung sind, kann für die rechnerische setzungserzeugende Auflast  $\sigma_E$  näherungsweise der Betrag der äquivalenten Frostlast  $\sigma^*$  angesetzt werden:

$$\sigma_E \approx \sigma^* \qquad \text{Gl. 5.1}$$

In der Regel wird jedoch  $\sigma^*$  für einen Boden nicht bekannt sein, da die entsprechenden Versuche zur Bestimmung von  $\sigma^*$  kompliziert sind und eine spezielle Versuchseinrichtung erforderlich machen. Es wird daher vorgeschlagen, für den Fall, dass die äquivalente Frostlast  $\sigma^*$  eines Bodens nicht bekannt ist, den Zusammenhang zwischen  $\sigma_E$  und der äquivalenten Spannung an der Schrumpfgrenze  $\sigma_{ws}$  zu verwenden (vergleiche Abschnitt 5.3.2).

Zwischen der setzungserzeugenden Auflast  $\sigma_E$  und der äquivalenten Spannung an der Schrumpfgrenze  $\sigma_{ws}$  kann die empirische Formel

$$\sigma_E = 0,51 \cdot \sigma_{ws} + 343 [kPa] \qquad \text{Gl. 5.2}$$

verwendet werden (vergleiche Abb. 5.7). Zur Bestimmung von  $\sigma_E$  nach Gl. 5.2 muss die äquivalente Spannung an der Schrumpfgrenze  $\sigma_{ws}$  in kPa eingesetzt werden.

Beim Schrumpfvorgang wandern Wassermoleküle aus dem Schichtzwischenraum zwischen den Feststoffpartikeln des Bodens zur Phasengrenzfläche, wo sie in den gasförmigen Aggregatzustand übergehen. Der Vorgang ist mit der Verlagerung der Wassermoleküle bei der Frostung vergleichbar, bei der ebenfalls Wassermoleküle zur Phasengrenzfläche wandern, um dort die Phase zu wechseln (vergl. Abschnitt 5.4.). In beiden Fällen führt die Verminderung des Wassergehaltes zwischen den Feststoffpartikeln zu einer Verminderung der Porezahl und damit zu einer Kompression des Bodens. Der Wassergehalt an der Schrumpfgrenze  $w_S$  hängt sowohl von der Form und Größe der Feststoffpartikel als auch von der Oberflächenladung und der Ionenkonzentration des freien Porenwassers ab. Dies sind die gleichen Einflussfaktoren, die auch für die Mechanismen bei der Bodenfrostdung entscheidend sind. Auf dieser Basis lässt sich die Verwendung der empirisch gefundenen Beziehung zwischen der rechnerischen Auflast  $\sigma_E$  und der äquivalenten Spannung an der Schrumpfgrenze  $\sigma_{ws}$  rechtfertigen.

Vom Anteil  $\xi$  des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird, wird angenommen, dass er mit der Auflast  $\sigma_z$  zunimmt, da bei eindimensionalen Verformungsbedingungen durch die Ausrichtung der Feststoffpartikel die Interaktionsfläche zwischen Eis- und Mineraloberfläche vergrößert wird. Hierdurch erfolgt die Verlagerung der Wassermoleküle in einem größeren Bereich des Bodens. Es wird dabei ein linearer Zusammenhang zwischen  $\xi(\sigma_z)$  und der Auflast unterstellt. Erreicht die Auflast einen Wert von  $\sigma_z = \sigma_E$ , so wird der gesamte Boden mit der Spannung  $\sigma_E$  komprimiert und es ergibt sich entsprechend  $\xi(\sigma_z = \sigma^*) = 1$ .

Zur Bestimmung von  $\xi(\sigma_z)$  ist, unter Annahme einer linearen Veränderung mit der Auflast  $\sigma_z$ , neben  $\xi(\sigma_z = \sigma^*) = 1$  eine weitere Randbedingung erforderlich. Hierzu soll zunächst der Wert für  $\xi(\sigma_z = 0)$  als bekannt vorausgesetzt werden. Die Ermittlung von  $\xi(\sigma_z = 0)$  erfolgt in Abschnitt 5.5.3 durch Vergleich zwischen Theorie und den Versuchsergebnissen. Mit Hilfe der beiden Randbedingungen  $\xi(\sigma_z = 0)$  und  $\xi(\sigma_z = \sigma^*) = 1$  kann der Anteil  $\xi(\sigma_z)$  für beliebige Auflasten, bei denen gefrosten wird, berechnet werden:

$$\xi(\sigma_z) = \frac{1 - \xi(\sigma_z = 0)}{\sigma_E} \cdot \sigma_z + \xi(\sigma_z = 0) \quad \text{Gl. 5.3}$$

### 5.5.2. Mathematischer Ansatz zur Berechnung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens

Ist die Höhe der rechnerischen Auflast  $\sigma_E$  sowie der Anteil  $\xi$  des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird, bekannt, so können die Netto-Tausetzung  $s_T$  sowie die Kompressionseigenschaften bei Weiterbelastung nach dem Auftauen, welche durch den Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$  charakterisiert sind, aus den Ergebnissen eines normalen Kompressionsversuches ermittelt werden. Der im Folgenden vorgestellte Ansatz ermöglicht hierbei die

Unterscheidung, ob sich der Boden vor Frostung in normal- oder im überkonsolidierten Zustand befindet.

Boden ist vor Frostung normalkonsolidiert:

Für einen normalkonsolidierten Boden ergibt sich die Porenzahl vor Frostung  $e_A$  bei der Auflast  $\sigma_F$  nach:

$$e_A = e_0 - C_C \cdot \ln\left(\frac{\sigma_F}{\sigma_0}\right) \quad \text{Gl. 5.4}$$

In Gl. 5.4 bezeichnet  $e_0$  die Bezugsporenzahl bei der Auflast  $\sigma_0$ ,  $C_C$  ist der Kompressionsbeiwert gemäß Abb. 5.13. Es wird vorausgesetzt, dass der Boden vor Frostung unter der Auflast  $\sigma_F$  vollständig konsolidiert ist und dass die Auflast während der Frostphase und bis zum Abschluss der Konsolidierung nach dem Auftauen konstant bleibt.

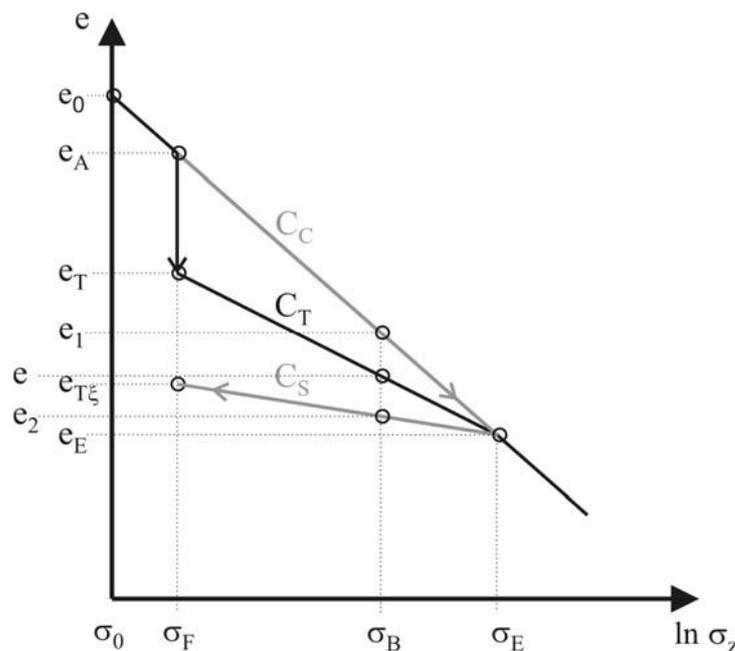


Abb. 5.13: Druck-Porenzahl-Diagramm eines ursprünglich normalkonsolidierten Bodens, der gefrostet und wieder aufgetaut wird

Das Bodengefüge sei für den Ausgangszustand vor Frostung homogen, d.h. die Porenzahl  $e_A$  einheitlich (Abb. 5.14, a). Durch die Frostung vermindert sich die Porenzahl des gesamten Bodens nach Abschluss der Konsolidierung nach dem Auftauen von  $e_A$  auf  $e_T$  (Abb. 5.13 a und b). Die Verminderung der Porenzahl erfolgt jedoch nach der Modellvorstellung nur in dem Anteil  $\xi$  des Bodens. Dieser Volumenanteil wird durch eine Spannung, die einer Auflast von der Höhe  $\sigma_E$  entspricht, komprimiert, so dass sich hier die Porenzahl von  $e_A$  auf  $e_{T\xi}$  vermindert. Im übrigen Boden  $(1-\xi) \cdot H_0$  bleibt die Porenzahl unverändert (Abb. 5.14, b).  $H_0$  ist hierbei die Ausgangshöhe des gesamten Bodens vor Frostung gemäß Abb. 5.14 a. Nach der

Modellvorstellung wird nach dem Auftauen der mit  $\sigma_E$  belastete Anteil  $\xi$  des Bodens wieder auf  $\sigma_F$  entlastet.

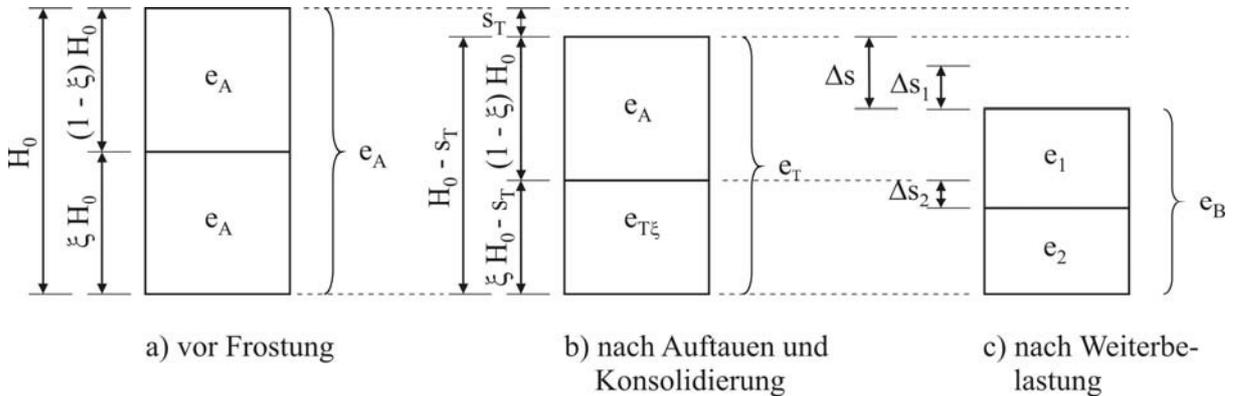


Abb. 5.14: Inhomogene Veränderung der Porenzahl durch Frosteinwirkung

Die Porenzahl  $e_{T\xi}$  des Anteils  $\xi$  des Bodens ergibt sich damit entsprechend Abb. 5.13 durch Belastung bis auf  $\sigma_E$  und anschließende Entlastung auf  $\sigma_F$ :

$$e_E = e_A - C_C \cdot \ln\left(\frac{\sigma_E}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.5}$$

$$e_{T\xi} = e_E + C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_E}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.6}$$

$$e_{T\xi} = e_A + (C_C - C_S) \cdot \ln\left(\frac{\sigma_E}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.7}$$

Bei eindimensionaler Kompression hat die Verminderung der Porenzahl von  $e_A$  auf  $e_T$  (bei Betrachtung des gesamten Bodens  $H_0$ ) bzw. von  $e_A$  auf  $e_{T\xi}$  (bei Betrachtung des Anteils  $\xi \cdot H_0$ ) die Netto-Tausetzung  $s_T$  zur Folge. Abb. 5.15 zeigt die Aufteilung von Feststoff  $H_s$  und Porenraum  $H_p$  in den beiden Bereichen  $\xi$  und  $(1-\xi)$  des Bodens für die Situation nach dem Auftauen.

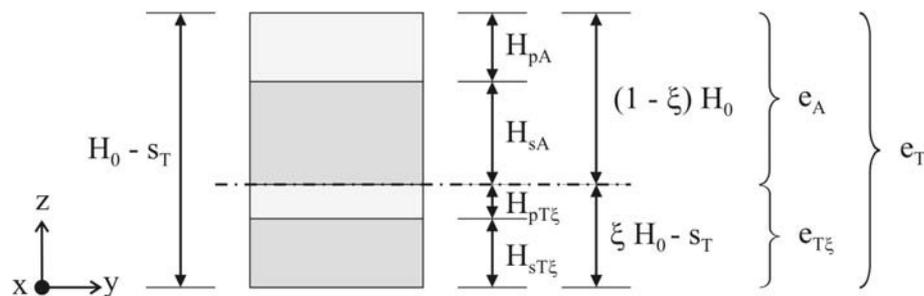


Abb. 5.15: Porenanteil  $H_p$  und Feststoffanteil  $H_s$  nach dem Auftauen

Nach Abb. 5.15 besteht im Teilbereich  $(1-\xi) H_0$  folgende Beziehung zwischen der Ausgangshöhe des Bodens  $H_0$  und dem Poren- sowie Feststoffanteil  $H_{pA}$  und  $H_{sA}$ :

$$H_0 = \frac{H_{pA} + H_{sA}}{(1-\xi)} \quad \text{Gl. 5.8}$$

Nach dem Auftauen besitzt der Teilbereich  $(1-\xi) H_0$  immer noch die Porenzahl  $e_A$  und es gilt:

$$H_{pA} = e_A \cdot H_{sA} \quad \text{Gl. 5.9}$$

Die Beziehung zwischen der Ausgangshöhe des Bodens  $H_0$  und dem Poren- sowie Feststoffanteil  $H_{pT\xi}$  und  $H_{sT\xi}$  im Teilbereich  $\xi H_0 - s_T$  des Bodens ist gegeben durch:

$$H_0 = \frac{H_{pT\xi} + H_{sT\xi} + s_T}{\xi} \quad \text{Gl. 5.10}$$

Der Teilbereich  $\xi H_0 - s_T$  des Bodens besitzt nach dem Auftauen die Porenzahl  $e_{T\xi}$  und es gilt:

$$H_{pT\xi} = e_{T\xi} \cdot H_{sT\xi} \quad \text{Gl. 5.11}$$

Schließlich ergibt sich die Ausgangshöhe  $H_0$  gemäß Abb. 5.15 durch die Betrachtung des gesamten Bodenkörpers:

$$H_0 = H_{pA} + H_{sA} + H_{pT\xi} + H_{sT\xi} + s_T \quad \text{Gl. 5.12}$$

Die Netto-Tausetzung in Gl. 5.10 und Gl. 5.12 kann gemäß Abb. 5.13 a und b aus der Veränderung der Porenzahl im Anteil  $\xi$  des Bodens ermittelt werden:

$$e_{T\xi} = e_A - \varepsilon (1 + e_A) \quad \text{Gl. 5.13}$$

Für die hier vorliegenden eindimensionalen Bedingungen gilt gemäß Abb. 5.15 für die Dehnungen in  $x$  und  $y$ -Richtung  $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0$ , die Dehnung  $\varepsilon_z$  des Anteils  $\xi$  ergibt sich zu:

$$\varepsilon_z = \frac{s_T}{\xi H_0} \quad \text{Gl. 5.14}$$

Durch Einsetzen von Gl. 5.14 in Gl. 5.13 ergibt sich so die Netto-Tausetzung  $s_T$ :

$$s_T = \frac{e_A - e_{T\xi}}{1 + e_A} \cdot \xi H_0 \quad \text{Gl. 5.15}$$

Die Porenzahl  $e_T$  nach dem Auftauen ist gemäß Abb. 5.15 gegeben durch:

$$e_T = \frac{H_{pA} + H_{pT\xi}}{H_{sA} + H_{sT\xi}} \quad \text{Gl. 5.16}$$

Durch gegenseitiges Einsetzen und Umformen erhält man so mit Hilfe Gl. 5.8, Gl. 5.9, Gl. 5.10, Gl. 5.11, Gl. 5.12, Gl. 5.15 und Gl. 5.16 die Porenzahl  $e_T$  des gesamten Bodenvolumens  $H_0 - s_T$  nach dem Auftauen, als Funktion der Ausgangsporenzahl  $e_A$  und der Porenzahl  $e_{T\xi}$  des unter  $\sigma_E$  überkonsolidierten Anteils  $\xi$  des Bodens:

$$e_T = (1 - \xi) \cdot e_A + \xi \cdot e_{T\xi} \quad \text{Gl. 5.17}$$

Unter Kenntnis der Ausgangsporenzahl vor Frostung  $e_A$  bei der Auflast  $\sigma_F$ , bei der gefrostet wird, dem Kompressionsbeiwert  $C_C$ , dem Schwellbeiwert  $C_S$ , dem Anteil  $\xi$  des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird und der setzungserzeugenden Spannung  $\sigma_E$  kann für einen ursprünglich normalkonsolidierten Boden so mit Hilfe von Gl. 5.7 und Gl. 5.17 die Porenzahl  $e_T$  des aufgetauten Bodens berechnet werden.

Bei Weiterbelastung des gefrosteten und wieder aufgetauten Bodens ist das Verformungsverhalten durch die teilweise Überkonsolidierung beeinflusst. Der Anteil  $(1 - \xi)$  des Bodens ist auch nach der Frostung noch normalkonsolidiert. Die Porenzahl ändert sich hier mit zunehmender Auflast entsprechend dem Verlauf der Erstbelastungsgeraden mit der Steigung  $C_C$ . Der Anteil  $\xi$  des Bodens ist überkonsolidiert, die Druck-Porenzahl-Beziehung liegt bei Weiterbelastung bis zum Erreichen der Spannung  $\sigma_E$  auf der Schwellgeraden.

Für eine beliebige Auflast  $\sigma_B$  mit  $\sigma_F < \sigma_B < \sigma_E$  ergeben sich nach Abb. 5.14 c die Porenzahlen  $e_1$  und  $e_2$  der Teilbereiche.

Für den Teilbereich  $(1 - \xi) H_0$  ergibt sich nach Abb. 5.14 die Porenzahl  $e_1$  zu:

$$e_1 = e_A - C_C \cdot \ln\left(\frac{\sigma_B}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.18}$$

$$e_1 = e_A - \frac{\Delta s_1}{(1 - \xi) H_0} (1 + e_A) \quad \text{Gl. 5.19}$$

Für den Teilbereich  $\xi H_0 - s_T$  ergibt sich nach Abb. 5.14 die Porenzahl  $e_2$  zu:

$$e_2 = e_{T\xi} - C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_B}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.20}$$

$$e_2 = e_{T\xi} - \frac{\Delta s_2}{\xi H_0 - s_T} (1 + e_{T\xi}) \quad \text{Gl. 5.21}$$

Nach Weiterbelastung des Bodens mit der Höhe  $H_0 - s_T$  von  $\sigma_F$  auf  $\sigma_B$  ergibt sich die Gesamtporenzahl  $e$  gemäß Abb. 5.14 zu:

$$e = e_T - C_T \cdot \ln\left(\frac{\sigma_B}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.22}$$

$$e = e_T - \frac{\Delta s}{H_0 - s_T} (1 + e_T) \quad \text{Gl. 5.23}$$

Die Gesamtsetzung  $\Delta s$  nach Weiterbelastung, bezogen auf die Probenhöhe nach dem Auftauen, ergibt sich aus der Summe der Teilsetzungen  $\Delta s_1$  und  $\Delta s_2$  der Teilbereiche  $(1-\xi)H_0$  und  $\xi H_0 - s_T$  des Bodens:

$$\Delta s = \Delta s_1 + \Delta s_2 \quad \text{Gl. 5.24}$$

Durch Einsetzen von Gl. 5.19, Gl. 5.21 und Gl. 5.23 in Gl. 5.18, Gl. 5.20 und Gl. 5.22 und anschließendem Einsetzen in Gl. 5.24 erhält man:

$$\frac{C_T}{1 + e_T} (H_0 - s_T) = \frac{C_C}{1 + e_A} (1 - \xi) H_0 + \frac{C_S}{1 + e_{T\xi}} (\xi H_0 - s_T) \quad \text{Gl. 5.25}$$

Unter Verwendung der Beziehung für die Netto-Tausetzung  $s_T$  nach Gl. 5.15 folgt aus Gl. 5.25 nach Umformung für den Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$ :

$$C_T = \frac{(1 - \xi) C_C + \xi C_S}{1 + (1 - \xi) e_A + \xi e_{T\xi}} (1 + e_T) \quad \text{Gl. 5.26}$$

Gl. 5.26 beschreibt den Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$  als Funktion von Kompressionsbeiwert  $C_C$  und Schwellbeiwert  $C_S$  in Abhängigkeit des Anteils  $\xi$  des Bodens, der durch die rechnerische Auflast  $\sigma_E$  komprimiert wird. Die zur Lösung der Gleichung erforderliche Porenzahl  $e_{T\xi}$  ergibt sich nach Gl. 5.7, die Porenzahl  $e_T$  berechnet sich nach Gl. 5.17. Die Porenzahl  $e$  für eine beliebige Auflast  $\sigma_z$  nach dem Auftauen bei Weiterbelastung kann nun gemäß Abb. 5.13 berechnet werden:

$$e = e_T - C_T \cdot \ln\left(\frac{\sigma_z}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.27}$$

Gl. 5.27 gilt dabei nur für Auflasten  $\sigma_z$ , die größer sind als die Auflast  $\sigma_F$ , unter der der Boden gefroren wird, und kleiner als die rechnerische Auflast  $\sigma_E$ . Für  $\sigma_F < \sigma_z < \sigma_E$  ist damit mit Hilfe von Gl. 5.27 die Angabe der Druck-Porenzahl-Beziehung von wieder aufgetauten Böden bei Weiterbelastung möglich, wenn sich diese Böden vor der Frostung im normalkonsolidierten Zustand befinden.

Boden ist vor Frostung überkonsolidiert:

Für Böden, die vor der Frostung bis zur Auflast  $\sigma_V$  belastet und dann wieder auf  $\sigma_F$  entlastet werden, ergibt sich die Porenzahl vor Frostung  $e_A$  mit:

$$e_A = e_0 - C_C \cdot \ln\left(\frac{\sigma_V}{\sigma_0}\right) + C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_V}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.28}$$

In Gl. 5.28 bezeichnet  $e_0$  die Bezugsporenzahl bei der Auflast  $\sigma_0$ ,  $C_C$  ist der Kompressionsbeiwert und  $C_S$  der Schwellbeiwert gemäß Abb. 5.16. Auch hier wird vorausgesetzt, dass die Auflast  $\sigma_F$  während der Frostphase und bis zum Abschluss der Konsolidierung nach dem Auftauen konstant bleibt.

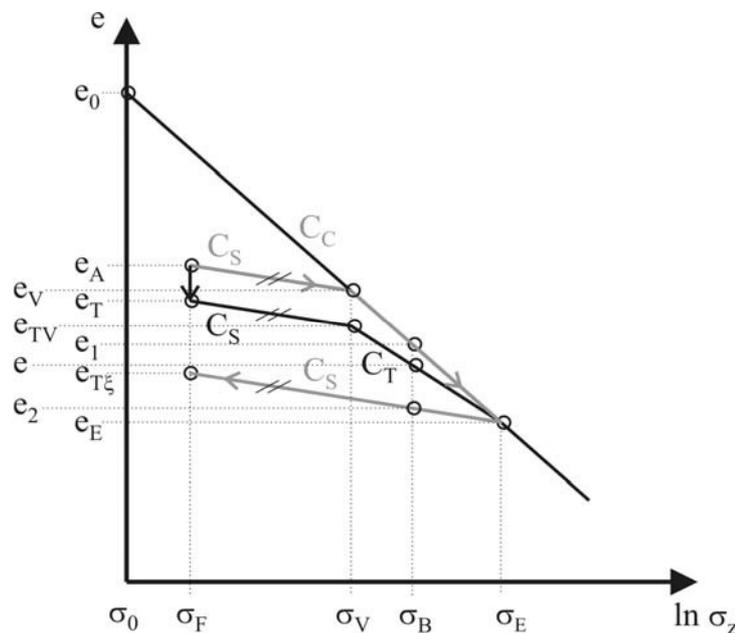


Abb. 5.16: Druck-Porenzahl-Diagramm eines überkonsolidierten Bodens, der gefrosten und wieder aufgetaut wird

Es wird außerdem, analog zum normalkonsolidierten Zustand, vorausgesetzt, dass das Bodengefüge im Ausgangszustand vor Frostung homogen ist, d.h. die Porenzahl  $e_A$  ist vor Frostung einheitlich (Abb. 5.14, a).

Durch die Frostung kommt es nach dem Auftauen nur im Anteil  $\xi$  des Bodens zu einer Verminderung der Porenzahl von  $e_A$  auf  $e_{T\xi}$ . Im Anteil  $(1-\xi)$  bleibt die Porenzahl  $e_A$  unverändert. Gemäß Abb. 5.16 wird durch die Frosteinwirkung die Porenzahl im Anteil  $\xi$  des Bodens von  $e_A$  entlang der Schwellgerade mit der Steigung  $C_S$  auf  $e_V$  reduziert. Nun befindet sich dieser Anteil des Bodens wieder im Erstbelastungszustand. Die weitere Verminderung der Porenzahl von  $e_V$  auf  $e_E$  erfolgt daher entlang der Erstbelastungsgerade mit der Steigung  $C_C$ . Nach dem Auftauen wird der Anteil des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wurde, von  $\sigma_E$  auf  $\sigma_F$  entlastet und die Porenzahl nimmt von  $e_E$  auf  $e_{T\xi}$  entsprechend dem Verlauf der Schwellgerade wieder zu.

$$e_V = e_A - C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_V}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.29}$$

$$e_E = e_V - C_C \cdot \ln\left(\frac{\sigma_E}{\sigma_V}\right) \quad \text{Gl. 5.30}$$

$$e_{T\xi} = e_E + C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_E}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.31}$$

Die Porenzahl  $e_{T\xi}$  im durch die Frosteinwirkung verdichteten Anteil des Bodens berechnet sich damit entsprechend Abb. 5.16 zu:

$$e_{T\xi} = e_A - C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_V}{\sigma_F}\right) - C_C \cdot \ln\left(\frac{\sigma_E}{\sigma_V}\right) + C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_E}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.32}$$

Die Netto-Tausetzung  $s_T$  kann nun nach Gl. 5.15 berechnet werden. Hierbei ist für die Porenzahl  $e_A$  die Porenzahl des überkonsolidierten Bodens nach Gl. 5.28 einzusetzen.  $H_0$  ist die Ausgangshöhe des überkonsolidierten Bodens:

$$s_T = \frac{e_A - e_{T\xi}}{1 + e_A} \cdot \xi H_0 \quad \text{Gl. 5.15}$$

Die Berechnung der Porenzahl  $e_T$  des gesamten Bodens aus den Porenzahlen  $e_A$  und  $e_{T\xi}$  der Teilbereiche kann nach Gl. 5.17 erfolgen:

$$e_T = (1 - \xi) \cdot e_A + \xi \cdot e_{T\xi} \quad \text{Gl. 5.17}$$

Bei Weiterbelastung nach dem Auftauen folgt die Druck-Porenzahl-Beziehung bis zu einer Auflast von  $\sigma_z = \sigma_V$  der Schwellgeraden, da das gesamte Bodenvolumen überkonsolidiert ist. Die Vorlast des Teilbereiches  $(1 - \xi) H_0$  gemäß Abb. 5.15 beträgt weiterhin – wie vor der Frostung –  $\sigma_V$ , die Vorlast des Teilbereiches  $\xi H_0 - s_T$  beträgt nun  $\sigma_E$ . Die Porenzahl  $e_{TV}$  gemäß Abb. 5.16 bei einer Auflast von  $\sigma_z = \sigma_V$  ergibt sich unter dieser Bedingung zu:

$$e_{TV} = e_T - C_S \cdot \ln\left(\frac{\sigma_V}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.33}$$

Für Auflasten  $\sigma_z > \sigma_V$  befindet sich der Teilbereich  $(1 - \xi) H_0$  wieder im normalkonsolidierten Zustand. Die Druck-Porenzahl-Beziehung beschreibt, bei halblogarithmischer Darstellung, bis zum Erreichen der Auflast  $\sigma_z = \sigma_E$  eine Gerade mit der Neigung  $C_T$ . Die Berechnung des Frost-Kompressionsbeiwertes  $C_T$  kann mit Hilfe von Gl. 5.26 erfolgen. Hierbei muss jedoch statt der Porenzahl  $e_T$  die Porenzahl  $e_{TV}$  gemäß Gl. 5.33 eingesetzt werden. Die Beziehung zur Bestimmung von  $C_T$  für Böden, die vor Frostung überkonsolidiert sind, lautet damit:

$$C_T = \frac{(1-\xi)C_C + \xi C_S}{1 + (1-\xi)e_A + \xi e_{T\xi}} (1 + e_{TV}) \quad \text{Gl. 5.34}$$

Die Ausgangsporenzahl vor Frostung  $e_A$  in Gl. 5.34 ergibt sich für den mit der Spannung  $\sigma_V$  überkonsolidierten und auf  $\sigma_F$  entlasteten Boden gemäß Gl. 5.28. Die Porenzahl  $e_{T\xi}$  kann mit Hilfe von Gl. 5.32 berechnet werden. Damit ist die Bestimmung der Porenzahl  $e$  für eine beliebige Auflast  $\sigma_z$  möglich und es gilt:

$$e = e_{TV} - C_T \cdot \ln\left(\frac{\sigma_z}{\sigma_V}\right) \quad \text{Gl. 5.35}$$

Gl. 5.35 gilt dabei nur in dem Spannungsbereich  $\sigma_V < \sigma_z < \sigma_E$ .

### 5.5.3. Berechnung der Netto-Tausetzung sowie des Frost-Kompressionsbeiwertes und Vergleich mit den Versuchsergebnissen

Zur Bestimmung der Netto-Tausetzung  $s_T$  sowie des Frost-Kompressionsbeiwertes  $C_T$  werden die bodenspezifische, rechnerische Auflast  $\sigma_E$ , der Anteil  $\xi$  des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird, der Kompressionsbeiwert  $C_C$ , der Schwellbeiwert  $C_S$ , die Auflast bei Frostung  $\sigma_F$  sowie, falls sich der Boden vor Frostung im überkonsolidierten Zustand befand, die Vorlast  $\sigma_V$  benötigt.

Kompressions- und Schwellbeiwert, die Auflast bei Frostung  $\sigma_F$  sowie die Vorlast  $\sigma_V$  sind bekannt. Für die Spannung  $\sigma_E$  kann für die untersuchten Böden näherungsweise der Betrag der äquivalenten Frostlast  $\sigma^*$  angesetzt werden (Tab. 4.5). Eine weitere Möglichkeit, bzw. falls  $\sigma^*$  nicht bekannt ist, bietet die Berechnung von  $\sigma_E$  nach Gl. 5.2. Hierzu muss der Wassergehalt an der Schrumpfgrenze  $w_S$  für das entsprechende Material bekannt sein.

Der Anteil  $\xi(\sigma_z=0)$  des Bodens, der bei einer Auflast von  $\sigma_z = 0$  kPa durch Frosteinwirkung komprimiert wird, ist zunächst noch unbekannt und muss geschätzt werden. Für den Schätzwert von  $\xi(\sigma_z=0)$  kann mit Hilfe von Gl. 5.3 der Anteil  $\xi(\sigma_z)$  für jede beliebige Auflast berechnet werden.

Zur Bestimmung von  $\xi(\sigma_z=0)$  erfolgte zunächst die Berechnung der Netto-Tausetzung  $s_T$  sowie des Frost-Kompressionsbeiwertes  $C_T$  für die Materialien TA-1, TM-1, U-1 und TA-2. Der Einfluss von  $\xi(\sigma_z=0)$  auf das Berechnungsergebnis ist dabei groß. Es zeigte sich jedoch, dass durch Verwendung eines einheitlichen Wertes von  $\xi(\sigma_z=0) = 0,40$  für alle Böden eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischem Modell und den Versuchsergebnissen zu erzielen ist. Es wird also angenommen, dass unabhängig von den Bodeneigenschaften bei einer Auflast von  $\sigma_z = 0$  ein Anteil von 40 % des Bodenvolumens durch Frosteinwirkung mit der rechnerischen Auflast  $\sigma_E$  komprimiert wird. Diese Annahme stellt eine Vereinfachung dar. Die aus den Versuchsergebnissen zurückgerechneten Werte von  $\xi(\sigma_z=0)$  bewegen sich für die untersuchten Böden zwischen 0,35 und 0,48.

Die Netto-Tausetzung konnte auch für die Materialien TL-1 sowie TM-2 im Rahmen der Gefriersogmessung für unterschiedliche Auflasten mit Hilfe der Versuchsanordnung gemäß Abb. 4.3 gewonnen werden, so dass auch ein Vergleich dieser Versuchsergebnisse mit dem theoretischen Ansatz möglich war.

Außerdem wurden verfügbare Angaben zur Größe der Netto-Tausetzung aus der Literatur in die Untersuchung mit einbezogen. Hierbei konnten jedoch nur solche Quellen berücksichtigt werden, für die die erforderlichen Eingangswerte der Berechnung ebenfalls gegeben waren.

Tab. 5.1 enthält die Eingangswerte der Berechnung für alle Materialien, die bei der Untersuchung berücksichtigt wurden.

Tab. 5.1: Eingangswerte für die Berechnung der Netto-Tausetzung  $s_T$  sowie des Frost-Kompressionsbeiwertes  $C_T$

Materialbezeichnung	Kompressionsbeiwert $C_c$ [1]	Schwellbeiwert $C_s$ [1]	Spannung an der Schrumpfgrenze $\sigma_{ws}$ [kPa]	Setzungserzeugende Auflast $\sigma_E(\sigma_{ws}) / \sigma^*$ [kPa]	Vorlast $\sigma_v$ [kPa]	$\xi(\sigma_z=0)$ für $\sigma_z = 0$ kPa [1]
TA-1	0,1518	0,0500	1256	984 / 1200	32	0,40
TM-1	0,0911	0,0129	1798	1260 / 1000		
U-1	0,0320	0,0052	54	371 / 300		
TA-2	0,1759	0,0462	9110	4989 / 5000		
TL-1	0,0897	0,0097	1391	1052 / 900	-	
TM-2	0,0989	0,0104	6142	3475 / 2700		
Ellsworth Clay <sup>1)</sup>	0,1852	0,0232	1997	1362 / -		
Morin Clay <sup>1)</sup>	0,1598	0,0200	789	745 / -		
CRRL Clay <sup>1)</sup>	0,0950	0,0119	1940	1332 / -		
Toledo Island Clay <sup>2)</sup>	0,4097	0,0512	403 <sup>3)</sup>	549 / -		

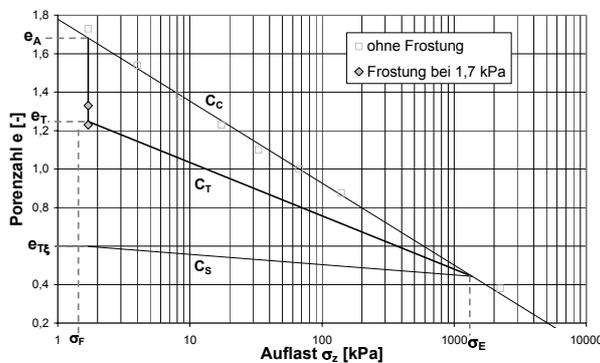
<sup>1)</sup> Chamberlain und Gow (1979)

<sup>2)</sup> Chamberlain und Blouin (1977)

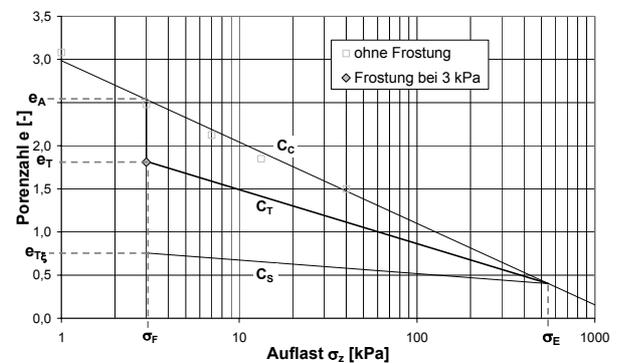
<sup>3)</sup> Berechnung von  $w_s$  nach Krabbe (1958)

Boden ist vor Frostung normalkonsolidiert:

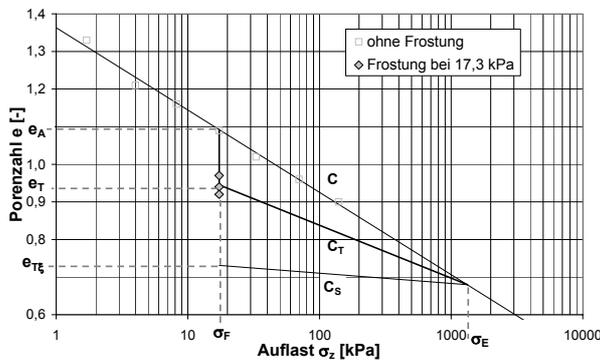
Für Böden, die vor Frostung normalkonsolidiert sind, befinden sich die mit Hilfe des theoretischen Ansatzes prognostizierten Werte der Porenzahl  $e_T$  für alle in Tab. 5.1 aufgeführten Materialien in sehr guter Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen. Dies trifft auch für die Versuchsergebnisse anderer Autoren selbst dann zu, wenn bei sehr geringer Auflast (z.B.  $\sigma_z = 1$  kPa) gefrostet wurde (Abb. 5.17). Die Versuche zur Bestimmung der Porenzahländerung zwischen dem Zustand vor Frostung und dem Zustand nach dem Auftauen von Chamberlain und Blouin (1977) sowie Chamberlain und Gow (1979), die in Abb. 5.17 dargestellt sind, erfolgten unter vergleichbaren Bedingungen wie nach dem hier vorgestellten Versuchsaufbau gemäß Abb. 4.3 (d.h. eindimensionale Verformungsbedingungen und eindimensionale Frosteindringung). Weitere Vergleichsrechnungen für die verschiedenen Böden aus Abb. 5.17 sind in Anhang 6 bis Anhang 9 ab Seite 173 dargestellt.



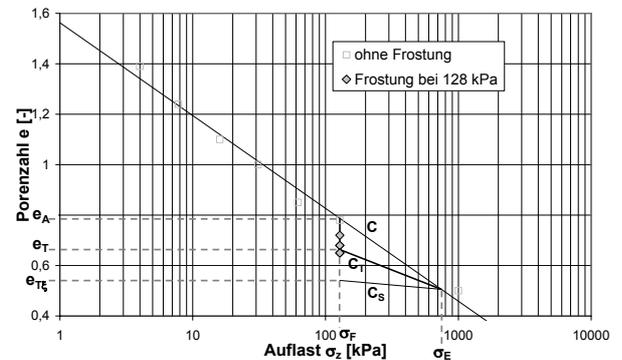
a) Ellsworth Clay,  $\sigma_F = 1,7$  kPa



c) Toledo Island Clay,  $\sigma_F = 3$  kPa



c) CRRL Clay,  $\sigma_F = 17,3$  kPa



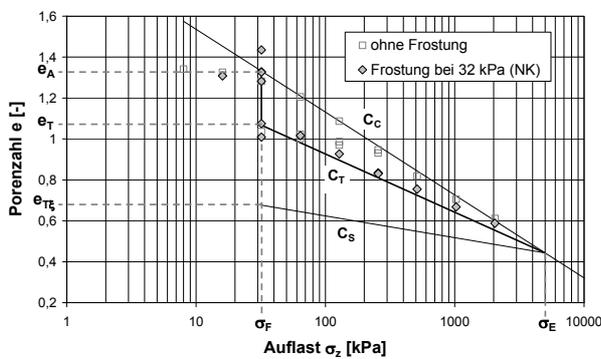
d) Morin Clay,  $\sigma_F = 128$  kPa

Abb. 5.17: Vergleich zwischen den Berechnungsergebnissen und den Versuchsergebnissen anderer Autoren, a)-c) Chamberlain und Gow (1979); d) Chamberlain und Blouin (1978)

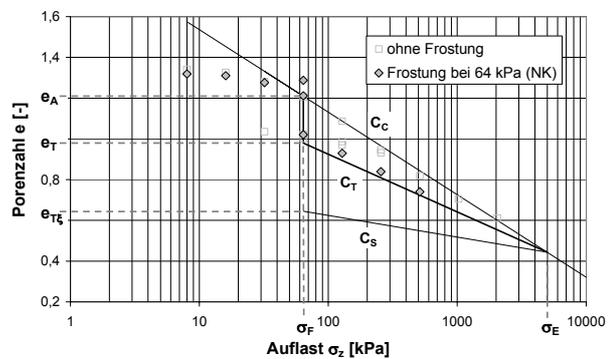
Da mit Hilfe der Porenzahl  $e_T$  die Bestimmung der Netto-Tausetzung  $s_T$  in Abhängigkeit der Schichtdicke möglich ist, erlaubt damit das Modell eine zuverlässige Prognose der Netto-Tausetzung feinkörniger wassergesättigter Böden, die sich vor Frostung im normalkonsolidierten Zustand befinden.

Aus der guten Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch bei der Bestimmung von  $e_T$  folgt gleichzeitig, dass mit Hilfe des Modells auch die Kompressionseigenschaften des Bodens bei Weiterbelastung mit hoher Genauigkeit abgeschätzt werden können, da es zwischen der Porenzahl und dem Logarithmus der Auflast einen linearen Zusammenhang gibt. Das Modell erlaubt daher die zuverlässige Prognose des Frost-Kompressionsbeiwertes  $C_T$ , der die Steigung der Druck-Porenzahl-Beziehung bei Weiterbelastung nach dem Auftauen beschreibt.

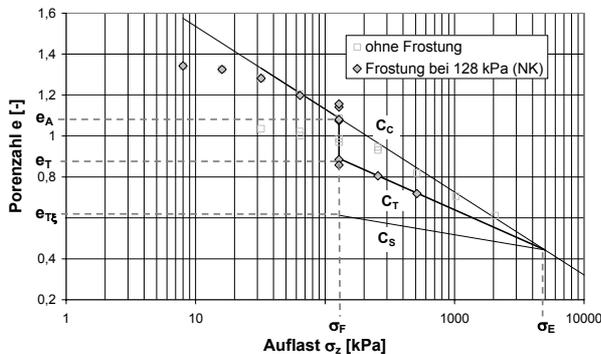
Abb. 5.18 zeigt exemplarisch für Material TA-2 die Berechnungsergebnisse von  $e_T$  und  $C_T$  im Vergleich mit den Versuchsergebnissen für alle Laststufen  $\sigma_F$ , bei denen im normalkonsolidierten Zustand (NK) gefrostet wurde. Die Berechnungsergebnisse für die Materialien U-1, TL-1, TM-1, TM-2 und TA-1 sind im Anhang zusammengestellt (Anhang 1 bis Anhang 5, Seite 168 - 172).



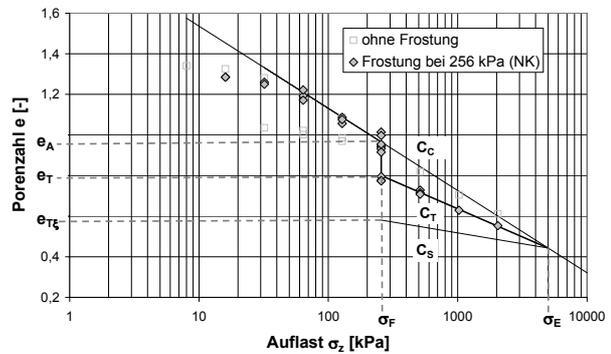
a) TA-2,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$  (normalkonsolidiert)



b) TA-2,  $\sigma_F = 64 \text{ kPa}$  (normalkonsolidiert)



c) TA-2,  $\sigma_F = 128 \text{ kPa}$  (normalkonsolidiert)



d) TA-2,  $\sigma_F = 256 \text{ kPa}$  (normalkonsolidiert)

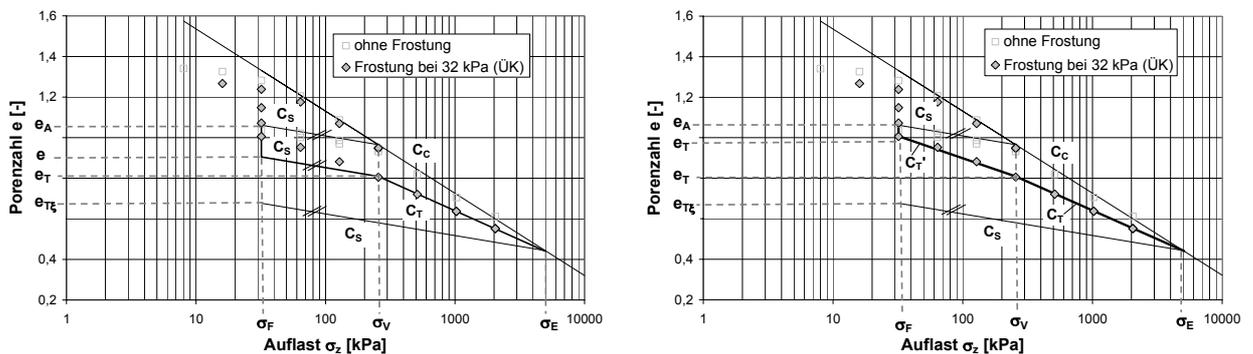
Abb. 5.18: Vergleich zwischen den Berechnungsergebnissen und den Versuchsergebnissen für Material TA-2, die Proben waren vor Frostung normalkonsolidiert (NK)

Boden ist vor Frostung überkonsolidiert:

Ist ein Boden vor der Frostung überkonsolidiert, so kann für die Weiterbelastung ab einer Auflast, die der Vorlast entspricht ( $\sigma_z = \sigma_V$ ), die Druck-Porenzahl-Beziehung mit Hilfe des theoretischen Ansatzes in sehr guter Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen ermittelt

werden. D.h., die Porenzahl  $e_{TV}$  sowie der Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$  werden richtig abgeschätzt.

Für die Porenzahl  $e_T$  nach dem Auftauen ergeben sich jedoch nach dem Modell etwas zu geringe Werte (Abb. 5.19, a) und damit eine zu große Netto-Tausetzung. Eine mögliche Ursache hierfür ist mit der Inhomogenität der Veränderung der Gefügestruktur des Bodens infolge der Frosteinwirkung verbunden. Denn wie in Abschnitt 5.4 gezeigt wurde, wird der Boden durch den Vorgang der Frostung nicht ausschließlich verdichtet. Lokal kommt es zu einer Zunahme der Porenzahl, d.h. zu einer Auflockerung des Bodens, die auf das Eiskristallwachstum bzw. die Eislinsenbildung zurückzuführen ist. Es ist denkbar, dass derartige Porenräume nach dem Auftauen, eventuell infolge eines erhöhten Widerstandes gegen Verdichtung der überkonsolidierten Feststoffaggregate, bei  $\sigma_z = \text{konst.}$  nicht sofort vollständig überdrückt werden können und sich erst mit zunehmender Auflast wieder verkleinern. Für diese Annahme spricht auch, dass bei Wiederbelastung bei allen Materialien beim Erreichen der Vorlast  $\sigma_V$  die Porenzahl  $e_{TV}$  nach dem theoretischen Ansatz mit den Versuchsergebnissen übereinstimmt. Der Einfluss der lokalen Auflockerung des Bodens ist also direkt nach dem Auftauen bei  $\sigma_z = \sigma_F$  am größten und nimmt mit zunehmender Auflast ab, um ab  $\sigma_z = \sigma_V$  vollständig zu verschwinden. D.h., die Kompressionswirkung während des Vorgangs der Frostung im Anteil  $\xi$  des Bodens wird mit Hilfe des Modells richtig abgeschätzt.



a)  $\xi(\sigma_z = \sigma_F)$  nicht abgemindert

b)  $\xi(\sigma_z = \sigma_F)$  abgemindert

Abb. 5.19: Material TA-2, Abminderung von  $\xi(\sigma_z = \sigma_F)$  zur Bestimmung von  $e_T$  und  $C_T$  für überkonsolidierte Böden (ÜK)

Im Hinblick auf die Bestimmung der Netto-Tausetzung eines im überkonsolidierten Zustand gefrosten Bodens bedeutet dies, dass der rechnerische Wert der frostbedingten Porenzahländerung  $\Delta e_T$  abgemindert werden muss. Für den abgeminderten Wert  $\Delta e_T'$  gilt:

$$\Delta e_T' = \chi \cdot (e_A - e_T) \tag{Gl. 5.36}$$

In Gl. 5.36 ist  $\chi$  ein Abminderungsfaktor zur Bestimmung der Porenzahlabnahme  $\Delta e_T'$  aus der rechnerischen Porenzahlabnahme  $\Delta e_T$ ,  $e_A$  ist die Ausgangsporenzahl des überkonsolidierten Bodens vor Frostung nach Gl. 5.28 und  $e_T$  die rechnerische Porenzahl nach Frostung bei un-

veränderter Auflast gemäß Gl. 5.17. Hieraus ergibt sich die Porenzahl  $e_T'$  nach dem Auftauen unter Berücksichtigung der Überkonsolidierung:

$$e_T' = e_A - \Delta e_T' = e_A - \chi \cdot (e_A - e_T) \quad \text{Gl. 5.37}$$

Durch einen einheitlichen Abminderungsfaktor von  $\chi = 0,35$  kann die Porenzahl  $e_T'$  für alle Böden, die im überkonsolidierten Zustand gefrostet wurden, in guter Näherung zu den Versuchsergebnissen berechnet werden (Abb. 5.19, b). Die Abminderung erfolgt dabei ausschließlich zur Bestimmung von  $e_T'$ . Die Berechnung der Porenzahl  $e_{TV}$  sowie des Frost-Kompressionsbeiwertes  $C_T$  muss mit dem nicht abgeminderten Wert  $e_T$  erfolgen, da der Zustand geringerer Verdichtungsfähigkeit infolge erhöhten Widerstandes gegen Verdichtung nur bis zu einer Auflast, die der Vorlast entspricht ( $\sigma_z = \sigma_V$ ) gegeben ist.

Für Auflasten  $\sigma_z$ , die größer sind als die Auflast bei der Frostung  $\sigma_F$  und kleiner als die Vorlast  $\sigma_V$  der Probe ( $\sigma_F < \sigma_z < \sigma_V$ ), ergibt sich die Steigung der Druck-Porenzahl-Beziehung  $C_T'$  zu:

$$C_T' = \frac{e_T' - e_{TV}}{\ln\left(\frac{\sigma_V}{\sigma_F}\right)} \quad \text{Gl. 5.38}$$

Die Porenzahl  $e$  ergibt sich damit in Abhängigkeit der Auflast  $\sigma_z$  für  $\sigma_F < \sigma_z < \sigma_V$  zu:

$$e = e_T' - C_T' \ln\left(\frac{\sigma_z}{\sigma_F}\right) \quad \text{Gl. 5.39}$$

## 5.6. Zusammenfassung und Bewertung des Modells zur Bestimmung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens

Zur Bestimmung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens wurden Frost-Kompressionsversuche durchgeführt. Hierdurch konnte der Einfluss der Materialeigenschaften, der Auflast sowie des Konsolidierungszustandes auf die Höhe der Netto-Tausetzung sowie auf die Druck-Porenzahl-Beziehung bei Weiterbelastung ermittelt werden. Anhand der Versuchsergebnisse konnte ebenfalls gezeigt werden, dass es durch die Frostung zu einer inhomogenen Veränderung des Bodengefüges kommt, d.h. durch die Frostung wird der Boden in Teilbereichen komprimiert, andere Bereiche werden aufgelockert bzw. bleiben von der Frosteinwirkung unbeeinflusst.

Unter Berücksichtigung der aus den Versuchen gewonnenen Erkenntnisse wurde ein theoretisches Modell entwickelt, mit welchem die Druck-Porenzahl-Beziehung eines feinkörnigen und wassergesättigten Bodens, der gefrostet wurde, im wieder aufgetauten Zustand beschrieben werden kann. Bei dem Modell wird der Boden vereinfachend in zwei Bereiche unterteilt.

Durch diese Zweiteilung wird der Inhomogenität der Gefügeänderung infolge Frosteinwirkung Rechnung getragen. In einem Bereich mit dem Anteil  $\xi$  am Gesamtvolumen wird der Boden durch eine Spannung  $\sigma_E$ , die unter anderem auf Gefügeänderungen des gefrierenden Bodens infolge frostbedingter Konzentrationsunterschiede der Ionen des Bodenwassers zurückgeführt wird, komprimiert. Es wird außerdem angenommen, dass es im restlichen Volumen mit dem Anteil  $(1-\xi)$  durch die Frostung nicht zu einer Veränderung des Gefüges kommt.

Die frostbedingte Verminderung der Porenzahl, die nach dem Auftauen zur Netto-Tausetzung führt, erfolgt damit nur in dem Anteil  $\xi$  des Bodens. Die sich hieraus ergebende Inhomogenität des Gefüges hat Einfluss auf die Druck-Porenzahl-Beziehung bei Weiterbelastung. Ein Boden, der vor Frostung normalkonsolidiert war, besitzt nach dem Auftauen rechnerisch einen unveränderten normalkonsolidierten Volumenanteil und einen mit der Spannung  $\sigma_E$  überkonsolidierten Anteil. Der Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$ , der das Kompressionsverhalten des aufgetauten Bodens charakterisiert, ergibt sich daher als Funktion von Kompressionsbeiwert  $C_C$  und Schwellbeiwert  $C_S$  unter Berücksichtigung des Anteils  $\xi$ , der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird.

Bei einem Boden, der im überkonsolidierten Zustand gefrosten wird, wird das gesamte Volumen bei Weiterbelastung nach dem Auftauen bis zum Erreichen der Vorlast  $\sigma_V$  als überkonsolidiert angenommen. Für Auflasten, die größer sind als die Vorlast, kann das Kompressionsverhalten ebenfalls durch den Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$  beschrieben werden, da sich für diesen Zustand der Boden rechnerisch wieder teilweise im normal- und teilweise im überkonsolidierten Zustand befindet.

Das hier vorgestellte Modell erlaubt für die untersuchten Böden sowohl eine zuverlässige Prognose der Porenzahl direkt nach dem Auftauen und damit die Vorhersage des Betrags der Netto-Tausetzung bei unveränderter Auflast, als auch die Berechnung der zu erwartenden Porenzahländerung bei Weiterbelastung.

Ein weiteres Ergebnis der Untersuchung ist die Beschreibung der Wirkung lokaler Konzentrationsunterschiede der Ionen des Bodenwassers. Danach bewirkt der Konzentrationsunterschied zwischen dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche und dem Wasser zwischen den Oberflächen der geladenen Bodenpartikeln eine Umlagerung der Wassermoleküle und damit eine Verdichtung des Bodens. Solange diese Umlagerung des Wassers nicht zu einer Volumenänderung führt, ist dieser Vorgang unabgänglich von der Auflast.

Gegenüber anderen Herangehensweisen hat das hier vorgestellte Verfahren folgende wesentlichen Vorteile:

1. Die physikalischen Vorgänge während der Phase der Frosteinwirkung, die zur Veränderung des Kompressionsverhaltens des Bodens im aufgetauten Zustand führen, werden anschaulich beschrieben.
2. Der Berechnungsansatz liefert für feinkörnige Materialien unterschiedlichster plastischer Eigenschaften und tonmineralogischer Zusammensetzungen gute bis sehr gute Überein-

stimmungen mit den Versuchsergebnissen. Das bedeutet, die Prognose des Kompressionsverhaltens feinkörniger wassergesättigter Böden nach dem Auftauen erfolgt mit hoher Genauigkeit. Dies schließt die zuverlässige Vorhersage der Netto-Tausetzung mit ein.

3. Es wird berücksichtigt, ob sich ein Boden vor der Frostung im normal- oder im überkonsolidierten Zustand befindet.
4. Die Anwendung des Berechnungsverfahrens setzt nicht die Ergebnisse vorher durchgeführter Frostversuche voraus, wie dies bei anderen Modellen die Regel ist. Durch die Verwendung der Beziehung zwischen der rechnerischen Auflast  $\sigma_E$  und der äquivalenten Spannung an der Schrumpfgrenze  $\sigma_{ws}$  sind für die Berechnung nur der Wassergehalt an der Schrumpfgrenze  $w_S$  sowie Kompressionsbeiwert  $C_C$  und Schwellbeiwert  $C_S$  als Ergebnis eines normalen Kompressionsversuches erforderlich.

Trotz der sehr guten Ergebnisse, die mit Hilfe des hier vorgestellten Berechnungsansatzes erzielt werden können, ist zu berücksichtigen, dass die Zweiteilung des Bodens in einen Bereich, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird, und in einen von der Frostung unbeeinflussten Bereich eine Vereinfachung der realen Situation darstellt, bei der es neben der inhomogenen Verdichtung lokal auch zu einer Vergrößerung der Porenzahl kommen kann. Der Einfluss derartiger Auflockerungen scheint insbesondere bei Böden, die sich vor Frostung im überkonsolidierten Zustand befinden, von Bedeutung zu sein und bewirkt hier eine deutliche Verminderung der Netto-Tausetzung. Zwar wird dies bei dem hier vorgestellten theoretischen Ansatz durch einen Abminderungsfaktor berücksichtigt, jedoch wurden bisher nur überkonsolidierte Böden mit gleichem Konsolidierungsverhältnis und gleicher Vorlast in die Untersuchung mit einbezogen. Ziel weiterer Bemühungen sollte es daher sein, die Gültigkeit des Modells auch für überkonsolidierte Böden mit anderen Konsolidierungsverhältnissen zu bestätigen bzw. das Modell entsprechend zu erweitern.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

### 6.1. Zusammenfassung

Bei der Frostung wassergesättigter Böden mit hohem Feinkornanteil können im Bodenwasser hohe Saugspannungen auftreten, die als Gefriersog bezeichnet werden. Der Gefriersog bewirkt den Transport von Wasser aus ungefrorenen Bodenbereichen zur Ebene der Phasenumwandlung. Er stellt damit die entscheidende Verbindung zwischen Wärme- und Massetransport bei der Bodenfrostdung dar.

Die Mechanismen, die bei der Bodenfrostdung zur Ausbildung des Gefriersoges führen, werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit für eindimensionale Bedingungen untersucht. Anhand umfangreicher Laborversuche kann dabei der Einfluss der tonmineralogischen und granulometrischen Eigenschaften des Bodens sowie der Einfluss der Auflast auf die Höhe des Gefriersoges nachgewiesen werden.

Die Ursache des Gefriersoges wird auf die osmotische Abstoßung von Eis- und Mineraloberfläche zurückgeführt. Dieser Ansatz berücksichtigt, dass die Feststoffpartikel feinkörniger Böden in der Regel eine mehr oder weniger starke negative Oberflächenladung aufweisen und daher die Konzentration der Ionen des Bodenwassers in der Nähe der Mineraloberfläche höher ist als in größerer Entfernung dazu. Durch die Verminderung der Temperatur kann Wasser immer höherer Ionenkonzentration gefrieren. Dadurch verringert sich der Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche, wodurch es zur gegenseitigen Abstoßung infolge des Ionenkonzentrationsunterschiedes zwischen dem freien Wasser und dem Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche kommt. Ist der osmotische Druck groß genug, um eine Vergrößerung des Oberflächenabstandes zu bewirken, so können Wassermoleküle in den Raum zwischen den Oberflächen strömen, was dort zur Verminderung der Ionenkonzentration und damit zur Erhöhung der Gefriertemperatur führt. Hierdurch gefriert sofort wieder ein Anteil des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche. Das Wechselspiel aus Erhöhung des Oberflächenabstandes (infolge osmotischer Abstoßung), Wasserverlagerung und Phasenwechsel bewirkt einen Massestrom in Richtung der Phasengrenzfläche. Ist die freie Bewegung der Wassermoleküle z.B. infolge geringer Wasserdurchlässigkeit des Bodens behindert, stellt sich im Boden ein Porenwasserunterdruck ein, der bei der Bodenfrostdung als Gefriersog bezeichnet wird. Der osmotische Druck und damit der Gefriersog nehmen mit sinkender Temperatur zu, da hiermit eine Verminderung des Oberflächenabstandes  $D$  und damit eine Erhöhung der Ionenkonzentration des Wassers zwischen Eis- und Mineraloberfläche verbunden ist. Da ab einem bestimmten Abstand die van-der-Waalsschen Anziehungskräfte die osmotische Abstoßung aufheben, gibt es einen Grenzabstand  $D^*$ , der sich bei einer Temperatur  $T^*$  einstellt, für den der osmotische Druck und damit der Gefriersog ihren Maximalwert erreichen.

Aus der Beschreibung des Gefriersoges über die Konzentrationsunterschiede des Bodenwassers folgt, dass der Gefriersog materialabhängig ist. Denn die Höhe der Ionenkonzentration im Bereich der Phasengrenzfläche hängt von den spezifischen tonmineralogischen Eigenschaften, wie der Höhe der Oberflächenladung und der spezifischen Oberfläche, ab. Außerdem wirkt

der osmotische Druck nur dort, wo Eis- und Mineraloberfläche miteinander interagieren und die Größe dieser Interaktionsfläche und damit die Höhe der osmotischen Abstoßungskraft werden von der Form- und Größe der Feststoffpartikel des Bodens beeinflusst.

Eine Auflast auf dem gefrierenden Boden hat eine Verminderung des Potentialunterschiedes – der die Ursache der Massebewegung ist – d.h. eine Verminderung des Gefriersoges selbst zur Folge. Eine Auflast bewirkt jedoch auch, durch die Horizontalausrichtung der Feststoffpartikel, eine Vergrößerung der Wirkungsfläche des osmotischen Drucks und damit eine Vergrößerung des Gefriersoges.

Es wird ein theoretisches Modell zur quantitativen Bestimmung des Gefriersoges in Abhängigkeit der Temperatur vorgestellt, welches die Berücksichtigung der Bodeneigenschaften sowie der Auflast erlaubt. Der Berechnungsansatz basiert auf der quantitativen Bestimmung der osmotischen Abstoßung infolge der Interaktion von Eis- und Mineraloberfläche. Hierbei erfolgt die Berechnung der maßgebenden Ionenkonzentration im Wasser zwischen Eis- und Mineraloberfläche mit Hilfe der Doppelschichttheorie unter der Annahme, dass Eis- und Mineraloberfläche die gleiche elektrische Ladungsdichte besitzen. Das vorgestellte Modell ermöglicht damit die mathematische Beschreibung des Gefriersoges und basiert dabei auf den physikalischen Mechanismen, die für das Auftreten des Gefriersoges bei der Bodenfröschung verantwortlich gemacht werden. Es wird gleichzeitig deutlich, dass die bisher übliche Vernachlässigung von Art und Konzentration der Ionen des Bodenwassers zu Fehleinschätzungen bei der Bestimmung des Gefriersoges führen kann.

Werden feinkörnige wassergesättigte Böden gefroren, so treten in der Regel nach dem Auftauen – auch bei konstanter Auflast – zusätzliche Setzungen auf, d.h. die mittlere Porenzahl nach dem Auftauen und nach abgeschlossener Konsolidierung ist kleiner als vor der Fröschung. Zur Beschreibung dieses Phänomens wird der Begriff der Netto-Tausetzung, als Differenz der Schichtdicke vor Fröschung und nach dem Auftauen, eingeführt.

Die Ermittlung der Ursachen, die zur Netto-Tausetzung führen, sowie die Entwicklung eines Modells zur quantitativen Beschreibung der Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens stehen im Mittelpunkt des zweiten Untersuchungskomplexes der vorliegenden Arbeit. Hierzu wird zunächst die Netto-Tausetzung für unterschiedliche feinkörnige Materialien in Abhängigkeit von Auflast und Konsolidierungsgrad mit Hilfe von Frost-Kompressionsversuchen bestimmt. Es zeigt sich hierbei außerdem, dass durch die Frosteinwirkung auch die Kompressionseigenschaften des aufgetauten Bodens bei Weiterbelastung nachhaltig beeinflusst werden. Bei halblogarithmischer Darstellung liegen die Wertepaare von Porenzahl und Druck eines nach dem Auftauen weiterbelasteten Bodens auf einer Geraden. Die Steigung  $C_T$  dieser Geraden ist dabei geringer als der Kompressionsbeiwert  $C_C$ , jedoch größer als der Schwellbeiwert  $C_S$ . Aus den Versuchsergebnissen lässt sich ebenfalls erkennen, dass die Spannung  $\sigma_E$ , bei der die Gerade mit der Steigung  $C_T$  die Erstbelastungsgerade trifft, unabhängig von der Auflast bzw. dem Konsolidierungsgrad, bei dem gefroren wird, für einen Boden in etwa konstant ist.

Die Veränderung der Kompressionseigenschaften des aufgetauten Bodens, einschließlich der Netto-Tausetzung, wird auf die inhomogenen Veränderungen des Gefüges während der Phase der Frosteindringung zurückgeführt. Danach kommt es lokal in dem Bereich der wachsenden Eiskristalle zu einer Zunahme der Porenzahl, in anderen Bereichen werden die Feststoffaggregate durch die Frosteinwirkung komprimiert. Es wird angenommen, dass die frostbedingte Auflockerung auch bei konstant bleibender Auflast nach dem Auftauen zum Teil reversibel, die Verdichtung jedoch größten Teils irreversibel ist.

Unter den Effekten, die während der Frostphase zur Kompression von Teilbereichen des Bodens führen, wird der Umlagerung von Wassermolekülen die größte Bedeutung beigemessen. Hierbei führt die Erhöhung der Ionenkonzentration zwischen Eis- und Mineraloberfläche dazu, dass sich Wassermoleküle zum Konzentrationsausgleich vom Wasser zwischen den geladenen Partikeloberflächen zur Phasengrenzfläche bewegen. Die damit verbundene Verminderung des Wassergehaltes zwischen den Feststoffpartikeln führt zur Abnahme der Porenzahl. Dieser Vorgang ist mit der Volumenabnahme bei Schrumpfen vergleichbar. Die frostbedingte Kompression durch die Umlagerung von Wassermolekülen aufgrund lokaler Konzentrationsunterschiede der Ionen des Bodenwassers unterstreicht die Bedeutung der Ionen für die Vorgänge während der Bodenfröschung, die auch Auswirkungen auf die Eigenschaften des wieder aufgetauten Bodens hat.

Es wird ein Modell zur Prognose des Kompressionsverhaltens wieder aufgetauter Böden vorgestellt, welches die Inhomogenität der Gefügeänderung infolge Frosteinwirkung berücksichtigt. Hierbei wird der Boden vereinfachend in zwei Bereiche unterteilt. Der Anteil  $\xi$  am Gesamtvolumen des Bodens wird mit einer Auflast  $\sigma_E$ , die der Summe der komprimierenden Effekte bei der Fröschung äquivalent ist, verdichtet. Die Spannung  $\sigma_E$  ist für einen Boden, unabhängig von der Auflast oder dem Konsolidierungsgrad, bei dem gefroren wird, konstant. Die Größe von  $\sigma_E$  kann für ein Material aus dessen Wassergehalt an der Schrumpfgrenze  $w_S$  bestimmt werden. Für den Anteil  $(1-\xi)$  des Bodens wird angenommen, dass die Porenzahl durch die Fröschung unbeeinflusst bleibt. Der Anteil  $\xi$  nimmt mit der Auflast  $\sigma_z$  zu und hat für  $\sigma_z = \sigma_E$  den Wert  $\xi(\sigma_z = \sigma_E) = 1$ . Für eine Auflast von  $\sigma_z = 0$  wird einheitlich, d.h. für alle Böden, ein Wert von  $\xi(\sigma_z = 0) = 0,40$  angenommen. Für Auflasten  $\sigma_V < \sigma_z < \sigma_E$  wird eine lineare Änderung von  $\xi(\sigma_z)$  unterstellt. Mit Hilfe des Anteils  $\xi$  sowie den Porenzahlen der Teilbereiche kann die Gesamtporenzahl des Bodens nach dem Auftauen sowie – bei bekannter Schichtdicke – der Betrag der Netto-Tausetzung berechnet werden. Das Kompressionsverhalten des Bodens nach dem Auftauen wird durch die Kompressionseigenschaften der Teilbereiche bestimmt. Für Auflasten, die größer sind als die Vorlast des betreffenden Bodens vor Fröschung, beschreibt der Frost-Kompressionsbeiwert  $C_T$  als Funktion von  $C_C$  und  $C_S$  die Druck-Porenzahl-Beziehung des aufgetauten Bodens bei Weiterbelastung. Für im überkonsolidierten Zustand gefrorenen Böden zeigen sich im Versuch deutlich geringere Netto-Tausetzungen, als es der Kompression des Anteils  $\xi$  mit der Auflast  $\sigma_E$  entsprechen würde. Dies wird darauf zurückgeführt, dass die überkonsolidierten Feststoffaggregate einen höheren Widerstand gegen Verdichtung besitzen und dadurch die aufgelockerten Bodenbereiche erst mit zunehmender Auflast vollständig überdrückt werden können. Dieser Effekt wird bei dem

Modell durch einen Abminderungsfaktor bei der Bestimmung der Porenzahl nach dem Auftauen berücksichtigt.

Die Zuverlässigkeit des Modells kann durch Vergleich mit den eigenen Versuchsergebnissen sowie mit den Versuchsergebnissen anderer Autoren bestätigt werden. Ein großer Vorteil des vorgestellten Berechnungsansatzes gegenüber anderen Verfahren liegt darin, dass für eine zuverlässige Prognose der Netto-Tausetzung sowie des Kompressionsverhaltens des Bodens nach dem Auftauen bei Weiterbelastung als Eingangswerte für die Berechnung nur die Ergebnisse eines normalen Kompressionsversuches sowie der Wassergehalt an der Schrumpfgrenze benötigt werden.

## **6.2. Ergänzender Forschungsbedarf**

Bei dem Modell zur Beschreibung des Gefriersoges erfolgt die Bestimmung der maßgebenden Ionenkonzentration zwischen Eis- und Mineraloberfläche unter der Annahme, dass die Eisoberfläche die gleiche elektrische Ladungsdichte besitzt wie die Mineraloberfläche. Diese Annahme stellt im besten Fall eine grobe Näherung der wirklichen Situation dar. Über die tatsächlichen Ladungsverhältnisse an der Oberfläche von Bodeneis existieren jedoch bisher keinerlei Erkenntnisse. Im Rahmen weiterer Untersuchungen sollte überprüft werden, inwieweit die getroffene Annahme den wirklichen Verhältnissen im Bereich der Phasengrenzfläche des gefrierenden Bodens gerecht werden.

Das vorgestellte Modell ist in der jetzigen Form zudem nur anwendbar, wenn annähernd alle Ionen des Bodenwassers die gleiche Wertigkeit besitzen. Durch die Erweiterung des vorhandenen Modells könnte auch eine Berechnung für Mischionensysteme erfolgen.

Das Modell zur Beschreibung des Gefriersoges liefert unter anderem als Ergebnis für die untersuchten Böden die Größe der bezogenen Wirkungsfläche des osmotischen Drucks. Es muss überprüft werden, inwieweit die gewonnenen Ergebnisse auf Böden mit ähnlichen granulometrischen Eigenschaften übertragen werden können, um dadurch die Berechnung des Gefriersoges in Abhängigkeit der Auflast ohne zusätzliche Frostversuche zu ermöglichen.

Der Berechnungsansatz zur Bestimmung des Kompressionsverhaltens wieder aufgetauter Böden erlaubt nachweislich die zuverlässige Prognose der Netto-Tausetzung sowie der Druck-Porenzahl-Beziehung bei Weiterbelastung für den Fall, dass sich der Boden bei Frostung im normalkonsolidierten Zustand befindet. Auch für Böden, die im überkonsolidierten Zustand gefrostet werden, ergeben sich gute Übereinstimmungen mit den Versuchsergebnissen. Allerdings wurden die vier untersuchten überkonsolidierten Böden bei der gleichen Auflast vorkonsolidiert und bei der gleichen Entlastungsstufe gefrostet. Die Gültigkeit des Berechnungsansatzes muss für Böden mit anderen Vorbelastungen und Konsolidierungsverhältnissen nachgewiesen bzw. das Modell entsprechend erweitert werden. Eine Möglichkeit der Erweite-

ung bietet hierbei die Beschreibung des Anteils  $\xi$  des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird, in Abhängigkeit des Konsolidierungsverhältnisses OCR.

## 7. Literaturverzeichnis

- Adamcewicz, A.S., Muhunthan, B. und Masad, E. (1997): Soil Fabric Changes during Consolidation, American Society for Testing and Materials, pp. 347-356
- Aguirre-Puente, J. und Fremond, M. (1976): Frost and water propagation in porous media, Proc., 2nd Conf. on soil-water problems in cold regions, Can., S.137-154
- Alkire, B.D. (1980): A mechanism for predicting the effect of cyclic freeze-thaw on soil behavior, Proc. 2nd Int. Symp. On Ground Freezing, Norwegian Institute of Technology, Trondheim, pp. 285-296
- Alkire, B. A. und Morrison, J. M. (1983): Change in Soil Structure Due to Freeze-Thaw and Repeated Loading, Frost Action on Transportation Facilities; Transportation Research Record; National Research Council; S.15-22
- Aoyama, K., Ogawa, S. und Fukuda, M. (1985): Temperature dependencies of mechanical properties of soils subjected to freezing and thawing, Ground Freezing, pp. 217-222
- Anderson, D.M. und Tice, A.R. (1973): The Unfrozen Interfacial Phase in Frozen Soil-Water Systems, Ecological Studies, Springer Verlag, vol. 4, pp. 107-124
- Anderson, D.M. (1989): Frost heave properties of soils, Frost in Geotechnical Engineering, Vol. 1, pp. 105-125
- Atkins, P.W. (2001): Physikalische Chemie, 3. Auflage, Wiley-VCH Verlag
- Baehr, H. D. und Stephan, K. (1998): Wärme- und Stoffübertragung, 3.Auflage, Springer Verlag
- Baker, B., Baker, M.B., Jayaratne, E.R., Latham, J. und Saunders, C.P.R. (1987): The influence of different growth rate on the charge transfer accompanying rebounding collision between ice crystals and hailstorms, Q.J.R. Meteorol. Soc., 113, pp. 1193-1215
- Benoit, C.H. (1973): Effect of freeze-thaw cycles on aggregate stability and hydraulic conductivity of three soil aggregate sizes, Soil Science Society of America, Proc., Vol. 37, pp. 3-5
- Benson, C.H. und Othman, M.A. (1993): Hydraulic conductivity of compacted clay frozen and thawed in situ, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 119, No. 2, pp. 276-294

- Biermans, M.B.G.M., Dijema, K.M. und de Vries, D.A. (1978): Water movement in porous media towards an ice front, Laboratory of fluid dynamics and heat transfer, Department of Technical Physics, Eindhoven University of Technology, Eindhoven (The Netherlands), S.137-149
- Blanchard, D. und Fremond, M. (1982): Cryogenic Suction in Soils, 3rd Int. Symposium on Ground Freezing, pp. 233-238
- Blanchard, D. und Fremond, M. (1985): Soil frost heaving and thaw settlement, Proc. Int. Conf. on Ground Freezing, pp. 209-216
- Bondarenko, G.I. und Sadovsky, A.V. (1991): Water content effect of the thawing clay soils on shear strength, Ground Freezing, Vol. 1, pp. 123-127
- Bouyoucos, G.J. und McCool, M.M. (1916): Further studies of freezing point lowering of soils, Michigan Agricultural College Exper. Station, Technical Bulletin, No. 31
- Brandl, H. (1976): Ein Mineralkriterium zur Beurteilung der Frostgefährdung von Kies, Straße und Autobahn 27, Heft 9
- Broms, B.B. und Yao, L.Y.C. (1964): Shear strength of a soil after freezing and thawing, Journal of Soil Mechanics and Foundations Division, Proc. of the Am. Soc. Of Civil Engineering, Vol. 90, SM 4, pp. 1-25
- Burt, T.P. und Williams, P.J. (1976): Hydraulic Conductivity in Frozen Soils, Earth Surface Processes, vol. 1, pp. 349-360
- Caranti, J.M. und Illingworth, A.J. (1980): Surface potential of ice and thunderstorm charge separation, Nature, 284, pp 44-46
- Caranti, G.M., Avila, E.E. und Ré, M.A. (1991): Charge transfer during individual collisions in ice growing from vapour deposition, Journal of Geophysics Research, 96, pp. 15365-15375
- Cary, J.W. (1965): Water flux in moist soil, thermal versus suction gradients, United States Department of Agriculture, Soil Science Vol.100, no. 3, S.168-175
- Chamberlain, E. J. / Blouin, S.E. (1978): Densification by freezing and thawing of fine material dredged from waterways, Proc. 3rd Int. Conf. On Permafrost, US Army Cold regions research and Engineering Laboratory, Edmonton, S.622-629
- Chamberlain, E.J. / Gow, A.J. (1979): Effect of freezing and thawing on the permeability and structure of soils, Proc. 1st Int. Symp. On Ground Freezing, Ruhr-Univ. Bochum, S. 73-93

- Chamberlain, E.J. (1981): Frost susceptibility of soil, review of index tests, US Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, CRRL Report 81-2
- Chamberlain, E.J. (1989): Physical changes in clay due to frost action and their effect on engineering structures, *Frost in Geotechnical Engineering*, Vol. 2, S.863-893
- Chaplin, M. F. (2000): A proposal for the structuring of water, *Biophys. Chem.* 83, S. 211-221
- Chapman, D.L. (1913): A contribution to the theory of electrocapillarity, *Philosophical Magazine*, Vol. 25, No. 6, pp. 475-481
- Chen, X.B. / Wang, Y.Q. / He, P. (1988): A frost heave model of sandy gravel in open system, *Lanzhou Institute of Glaciology & Geocryology, Academia Sinica, Permafrost Proceedings Vol. 1*, S.304-307
- Chen, B., Ivanov, I., Klein, M. L. und Parrinello, M. (2003): Hydrogen bonding in water, *Phys. Rev. Lett.* 91
- Christen, H.R. (1968): *Grundlagen der Allgemeinen und Anorganischen Chemie*, Otto Salle Verlag / Verlag Sauerländer
- Chuvilin, Y.M. und Yazynin, O.M. (1988): Frozen soil macro- and microtexture formation, *Proc. 5th Int. Conf. On Permafrost, Trondheim, Norwegian*, Vol. 1, pp. 320-328
- Croory, F.E. (1973): Settlement Associated with the Thawing of Permafrost, *North Am. Contrib., 2nd Int. Permafrost Conf. Yakutsk, U.R.R.S, National Academy of Science, Washington*, pp. 599-607
- Czurda, K.A. und Schababerle, R. (1990): *Zur Frostempfindlichkeit von mineralischen Abdichtungen*, Neuzeitliche Deponietechnik, Rotterdam
- Datsko, P.S., Kouchukov, E.Z. und Akimov, Y.P. (1983): Mechanism and laws governing the transformation of unconsolidated rocks under the influence of repeated freeze-thaw, *Proc. 4th Int. Conf. On Permafrost, Fairbanks*, pp. 217-220
- Dash, J. G (1989): Thermo molecular Pressure in Surface Melting: Motivation for Frost Heave, *Science*, Volume 246, Issue 4937, pp. 1591-1593
- Davis, N. (2000): *Permafrost – A Guide to Frozen Ground in Transition*, University of Alaska Press, Fairbanks, USA
- Dash, J.G., Fu, H. und Wettlaufer, J.S. (1995): The premelting of ice and its environmental consequences, *Rep. Prog. Phys.*, S. 115-167

- Derjaguin, B.V. und Landau, L. (1941): Theory of the stability of strongly charged lyophobic soils and the adhesion of strongly charged particles in solutions of electrolyte, *Acta Physicochimica (URRS)*, Vol. 14, pp. 633-662
- Deschatres, M.H. / Cohen-Tenoudji, F. / Aguirre-Puente, J. / Khastou, B. (1988): Acoustics and unfrozen water content determination, *Proc. Int. Conf on Permafrost*, Vol. 1, pp.324-328
- Dirksen, C. (1964): Water movement and frost heaving in unsaturated soil without an external source of water, Ph.D. thesis, Cornell Univ.
- Droste-Hansen, W. (1967): The water-ice interface as seen from the liquid side, *Journal of Colloid and Interface Science*, 25, pp.131-160
- Duwayne, M. A. (1984): Chairman of the Ad Hoc Study Group on Ice Segregation and Frost Heaving Ice segregation and frost heaving, final report, U.S. Army Research Office / National Research Council, National Academy Press, Washington, D.C., S.1-72
- Edlefsen, N.E. und Anderson, A.B.C. (1943): Thermodynamics of soil moisture, *Hilgardia*, Vol. 15, No.2, S. 31-298
- Eigenbrod, K.D. / Knutsson, S. / Sheng, D. (1991): Measurement of the Pore Pressures in Freezing and Thawing Soft Fine-Grained Soils, *Proc. Of 44th Can. Geotec. Conf.*, Calgary, Alberta, S. 3-19
- Elbaum M., Lipson, S.G. und Dash, J.G. (1993): Optical study of surface melting on ice, *Journal of Crystal Growth*, 129, pp. 491-505
- Elbaum, M. und Wettlaufer, J.S. (1993): Relation of growth and equilibrium crystal shapes, *Phys. Rev. E* 48, pp. 3180-3183
- Elsner, N., Fischer, S., Huhn, J. (1993): *Grundlagen der Technischen Thermodynamik, Band 2: Wärmeübertragung*, 8. Auflage, Berlin
- Engemann, S., Reichert, H., Dosch, H., Bilgram, J., Honkima, V. und Snigirev, A. (2004): Interfacial Melting of Ice in Contact with SiO<sub>2</sub>, *Physical Review Letters*, Vol. 92, No. 20, 205701
- Endell, K., Loos, W., Meischeider, H. und Berg, V. (1938): Über zusammenhänge zwischen Wassergehalt der Tonminerale und bodenphysikalischen Eigenschaften bindiger Böden, *Veröff. Inst. Deutsche Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Tech. Hochschule Berlin*, H. 5, Verlag Julius Springer, Berlin

- Endell, K., Loos, W. und Breth, H. (1939): Zusammenhang zwischen kolloidchemischen sowie bodenmechanischen Kennziffern bindiger Böden und Frosteinwirkung, Forschungsarbeit aus dem Straßenwesen, Band 16
- Everett, D.H. (1961): The thermodynamics of frost damage to porous solids, Transactions Faraday Society, 57, pp.1541-1551
- Everett, D.H. und Haynes, J.M. (1965): Capillary properties of some model pore systems with special reference to frost damage, Bulletin Rilem, N0 27, pp.31-38
- Farouki, O.T. (1986): Thermal Properties of Soil, Trans Tech Publications, Series on Rock and Soil Mechanics Vol.11, Belfast
- Floss, R. (1997): Zusätzliche Technische Vertragsbedingungen und Richtlinien für Erdarbeiten im Straßenbau ZTVE-StB 94, Fassung 1997, Kommentare mit Kompendium Erd- und Felsbau, Kirschbaum Verlag Bonn
- Forland, K.S. / Forland, T. / Ratkje, S.K. (1988): Frost Heave, Proc. 4th Int. Conf on Permafrost, Vol.1, pp. 344-348
- Fowler, A.C. (2003): A mathematical model of differential frost heave, Mathematical Institute, Proc. Int. Conf. on Permafrost, Vol. 2, pp.249-252
- Franks, F. (1972): Water – A Comprehensive Treatise, Vol. 1 – The Physics and Physical Chemistry of Water, Plenum Press
- Fripiat, J.J., Letellier, M. und Levitz, P. (1984): Interaction of water with clay surfaces, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A311, pp. 287-299
- Frolov, A.D. (2003): A physical model of frozen ground considered as a complex macrosystem, Proc. Int. Conf. on Permafrost, Vol. 2, pp.259-264
- Gilpin, R.R. (1978): A model of the “liquid-like” layer between ice and a substrate with applications to wire regelation and particle migration, Journal of colloid and interface science, S.235-251
- Gilpin, R.R. (1980): A model for the prediction of ice lensing and frost heave in soils, Water Resources Research, Vol 15, No. 5, pp.918-930
- Gorelik, J.B. / Kolunin, V.S. (2000): Generalized model of heat and mass transfer for freezing and thawing soils under load, Proc. Int. Conf. on Ground Freezing – Frost Action in Soils, pp.37-42
- Gouy, G. (1910): Sur la constitution de la charge electrique a la surface d'um electrolyte, Annue Physique (Paris), Series 4, Vol. 9, pp. 457-468

- Gregory, J. K., Clary, D. C., Liu K., Brown, M. G. und Saykally R. J. (1997): The Water Dipole Moment in Water Clusters, *Science* 7, Vol. 275. no. 5301, S. 814 - 817
- Greiner, W., Neise, L., Stöcker, H. (1993): *Thermodynamik und Statistische Mechanik*, Verlag Harri Deutsch, 2. Auflage
- Grim, R.E. (1968): *Clay Mineralogy*, McGill Hill; Ney Yort; 2nd ed.
- Harlan, R.L. (1973): Analysis of coupled heat-fluid transport in partially frozen soil, *Water Resour. Res.*, Vol. 9, No. 5, pp. 1314-1323
- Häfner, F., Sames, D. und Voigt, H.-D. (1992): *Wärme- und Stofftransport – Mathematische Methoden*, Springer Verlag
- Haus, R. (1993): Mikrogefügeänderung toniger Böden nach Kohlenwasserstoffkontamination und Tensideinsatz, Porenverteilung, Durchlässigkeit und Sorption, *Schr. Angew. Geol., Karlsruhe* 25
- Henry, M. (2002): Thermodynamics of hydrogen bond patterns in supramolecular assemblies of water molecules, *ChemPhysChem* 3 (2002) 607-616.
- Hiltmann W. und Stribny, B. (1998): *Tonmineralogie und Bodenphysik*, Springer-Verlag
- Hoekstra, P. (1965): Conductance of frozen bentonite suspensions, *Soil Science Society of America*, pp. 519-522
- Hoekstra, P. (1966): Moisture movement in soils under temperature gradients with the cold-side temperature below freezing, *Water Resources Research*, 2
- Hölzel, G. (1992): *Einführung in die Chemie für Ingenieure*, Carl Hanser Verlag
- Ichikawa, K., Kameda, Y., Yamaguchi, T, Wakita, H. und Misawa, M. (1991): Neutron-diffraction investigation of the intermolecular structure of a water molecule in the liquid-phase at high-temperatures, *Mol. Phys.* 73, S. 79-86
- Isrealachvili, J. (1991): *Intermolecular & Surface Forces*, 2nd ed., Academic Press
- Jame, Y.W. und Norum, D.I. (1980): Heat and Mass Transfer in Freezing Unsaturated Porous Medium, *Water Resour. Res.*, vol. 16, pp. 811-819
- Jasmund, K. (1955): *Die silikatischen Tonminerale*, 2. Aufl., Verlag Chemie GmbH
- Jasmund, K. und Lagaly, G. (1993): *Tonminerale und Tone*, Steinkopff Verlag, Darmstadt
- Jayarathne, E.R. (1993): Temperature gradients in ice as a charge generation process in thunderstorms, *Atmospheric Research*, 29, pp. 247-260

- Jessberger, H.L. (1971): Bodenfrostsung, Zusammenhang und Auswertung des neueren Schrifttums über die Wirkung des Frostes auf den Boden, Bonn-Bad Godesberg, Straßenbau und Straßenverkehrstechnik, Bundesministerium für Verkehr, Abt. Straßenbau, Heft 125
- Jessberger, H.L. und Jagow, R. (1989): Determination of frost susceptibility of soils, in: Frost in Geotechnical Engineering, Vol. 2, S. 449-469
- Jessberger, H.L. (1990): Frost im Baugrund, Grundbautaschenbuch, teil 1, 4. Auflage, Ernst & Sohn, Berlin
- Jessberger, H.-L. und Jagow-Klaff, R. (2001): Bodenvereisung, in Grundbau-Taschenbuch, Teil 2: Geotechnische Verfahren, 6. Auflage, S. 121-166
- Johansen, O. (1977): Frost penetration and ice accumulation in soils, University of Trondheim, Norway; S. 102-111
- Kay, B.D. und Perfect, E. (1988): State of the art: Heat and mass transfer in freezing soils, Proc. Int. Conf. On Ground Freezing 1988, Vol. 1, pp. S. 3-21
- Keil, L.D., Nielsen, N.M. und Gupta, R.C. (1973): Thaw-Consolidation of Permafrost Dyke Foundations at the Long Spruce Generating Station, Proc. 26th Can. Geotech. Conf. Toronto, pp. 134-141
- Kézdi, Á. (1969): Handbuch der Bodenmechanik, Band I Bodenphysik, VEB Verlag für Bauwesen Berlin
- Khan, A. (2000): A liquid water model: Density variation from supercooled to superheated states, prediction of H-bonds, and temperature limits, J. Phys. Chem. 104, pp. 11268-11274
- Kim, W.-H. und Daniel, D.E. (1992): Effects of freezing on hydraulic conductivity of compacted clay, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 118, No. 7, pp. 1083-1097
- Kolunin, V.S. (2003): Water and ice transfer in porous media near the phase transition point, Proc. Int. Conf. on Permafrost, Vol. 2, pp.573-578
- Konrad, J.-M. und Morgenstern, N.R (1980): A mechanistic theory of ice lens formation in fine-grained soils, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 17, S. 473-486
- Konrad, J.-M. und Morgenstern, N.R. (1982): Effects of applied pressure on freezing soils, Canadian Geotechnical Journal, S. 494-507

- Konrad, J.-M. (1989): Pore water pressure at an ice lens, Its measurement and interpretation, Cold Reg. Sci. & Techn., S. 63-74
- Konrad, J.-M. (1999): Frost susceptibility related to soil index properties, Canadian Geotechnical Journal, S.403-417
- Konrad, J.-M. (2000): Assessment of subgrade frost susceptibility from soil index properties, Proc. Int. Conf. on Ground Freezing – Frost Action in Soils, pp. 89-94
- Konrad, J.-M und Samson, M. (2000): Hydraulic conductivity of kaolinite-silt mixtures subjected to closed-system freezing and thaw consolidation, Canadian Geotechnical Journal, S.857-869
- Kozlowski, T. (1989): New method of the unfrozen water content prediction in frozen soils, Frost in geotechnical engineering, International symposium, Technical University Kielce, Poland, S.283-291
- Kujala, K. und Laurinen, K. (1989): Freeze-thaw effects on thaw settlement and pore pressure, Frost in geotechnical engineering, International symposium, Academy of Finland / University of Oulu, S. 523-533
- Kujala, K. (1997): Estimation of frost heave and thaw weakening by statistical analyses and physical models, Proc. Int. Conf. On Ground Freezing – Frost Action in Soils, pp. 31-41
- Kumor, M.K. (1989): An increase in clays frost heave resulting from frost change in microstructure, Frost in Geotechnical Engineering, Vol. 2, pp. 535-545
- Kuroda, T. (1979): Kinetik des Eiswachstums aus der Gasphase und seine Wachstumsformen, Dissertation Technische University Braunschweig, 1979
- Laatsch, W. (1957): Dynamik der mitteleuropäischen Mineralböden, Dresden, zitiert in Langer (1964)
- Ladanyi, B. und Shen, M. (1989): Mechanics of freezing and thawing in soils, Frost in geotechnical engineering, Proc. International Symposium on Frost in Geotechnical Engineering, Vol. 1, Montreal, Canada, S.73-103
- Lagaly, G. und Fahn, R. (1983): Ton und Tonminerale, Ullmanns Enzyklopädie der technischen Chemie, Band 23, S.311-327
- Langer, M. (1964): Untersuchung zur Theorie der Wasseraufnahmefähigkeit von Tonen, Vortrag zur Baugrundtagung, S. 1-56

- Langmuir, I. (1938): The Role of Attractive and Repulsive Forces in the Formation of Tactoids, Thixotropic Gels, Protein Crystals and Coacervates, *Journal of Chemical Physics*, Vol. 6, pp. 873-896
- Lindner, E. und Hoinkis, J. (1997): *Chemie für Ingenieure*, 11. Auflage, Wiley-VCH
- Linnell, K.A. und Kaplar, C.W. (1959): The factor of soil and material type in highway pavement design in frost areas, a symposium – Part 1, Basic Considerations, *Highway Res. Board Bulletin* 225
- Loch, J.P.G und Kay, B.D. (1978): Water redistribution in partially frozen, saturated silt under several temperature gradients and overburden loads, *Proc. Soil Sci. Soc. Amer.* Vol. 42, pp.400-406
- Löwen, H. (1994): Melting, freezing and colloidal suspensions, *Physics Reports*, Volume 237, Issue 5, pp. 249-324
- Ludwig, S. (1993): Frostgefährdung toniger Deponiebarrieren - Gefrierverhalten, bodenmechanische Eigenschaften, Mikrogefüge, Lehrstuhl für angewandte Geologie der Universität Karlsruhe, *Schriftenreihe Angewandte Geologie Karlsruhe*
- Ludwig, R. (2002): The effect of hydrogen bonding on the thermodynamic and spectroscopic properties of molecular clusters and liquids, *Phys. Chem. Chem. Phys.* 4, S. 5481-5487
- Luscher, V. und Afifi, S.S. (1973): Thaw Consolidation of Alaskan Silts and Granular Soils, *North Am. Contrib., 2nd Int. Permafrost Conf., Yakutsk, U.S.S.R.; National Academy of Sciences Washington*, pp. 325-334
- Marshall, C.E. (1964): *The Physical Chemistry and Mineralogy of Soils*, Vol. 1: Soil Materials, Vol. 9
- Marshall, B.J.P., Latham, J., Saunders, C.P.R. (1978): A laboratory study of charge transfer accompanying a collision of ice crystal with a simulated hailstorm, *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 104, pp. 163-178
- Martin, R.T. (1959): Rhythmic ice banding in soil, *Soil Engineering Division, Massachusetts Institute of Technology*, S.11-23
- Martin, R.T. (1960): Adsorbed water on clay: A review, *Clays and Clay Minerals*, Vol. 9, pp. 28-70
- Matthes, S. (1996): *Mineralogie - Eine Einführung in die spezielle Mineralogie, Petrologie und Lagerstättenkunde*, Springer-Verlag, 5. überarbeitete Auflage

- McCabe, E.Y. und Kettle, R.J. (1985): Soil freezing response: Influence of test conditions, *Geotechnical Testing Journal*, 8, No. 2, pp. 49-58
- Merker, G.P. und Eiglmeier, C. (1999): *Fluid- und Wärmetransport – Wärmeübertragung*, Teubner Verlag
- Miller, R.D. (1972): Freezing and heaving of saturated and unsaturated soils, Cornell University, Highway Research, Frost Action in Soils, S.1-11
- Mitchell, J.K. (1993): *Fundamentals of soil behaviour*, Second edition, University of California, Berkeley
- Mitchell, J.K. und Soga, K. (2005): *Fundamentals of soil behaviour*, Second edition, University of California, Berkeley
- Miyata, Y. (1997): A macroscopic frost heave theory – Coupling equations and criteria for creation of new ice lens, *Proc. Int. Conf. on Ground Freezing 97*, pp.131-138
- Modig, K., Pfrommer, B. G. und Halle, B. (2003): Temperature-dependent hydrogen-bond geometry in liquid water, *Phys. Rev. Lett.* 90
- Nagasawa, T. und Umeda, Y. (1985): Effects of freeze-thaw process on soil structure, *Ground Freezing*, Vol. 2, pp. 219-224
- Nakano, Y. (1997): A mathematical Model called M1 and the Gilpin model of soil freezing, *Proc. Int. Conf. on Ground Freezing 97*, pp.139-146
- Nieminen, P. (1989): Porosity and related properties of frost susceptible tills, *Frost in Geotechnical Engineering*, Vol. 2, pp. 557-564
- Nixon, J.F. und Morgenstern, N.R. (1974): Thaw-Consolidation Test on Undisturbed Fine-Grained Permafrost, *Can. Geotech. J.*, 11(19), pp. 202-214
- Nixon, J.F. und Landanyi, B. (1978): Thaw Consolidation, *Geotechnical Engineering for Cold Regions*, in: *Geotechnical Engineering for Cold Regions*, Hersg. Andersland und Anderson, S.164-215
- Ogata, N., Kataoka, T. und Komiya, A. (1985): Effect of freezing-Thawing on the mechanical properties of soil, *Ground Freezing*, Vol. 1, pp. 201-207
- van Olpen, H. (1977): *Clay Colloid Chemistry, For Clay Technologists, Geologists and Soil Scientists*, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons
- O'Neill, K. und Miller, R.D. (1985): Exploration of a rigid ice model of frost heave, U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, New Hampshire / Cornell University, Ithaca, New York, S.281-296

- Othman, M.A., Benson, C.H., Chamberlain, E.J. und Zimmie, T.F. (1993): Laboratory testing to evaluate changes in hydraulic conductivity of compacted clays caused by freeze-thaw: State-of-the-art, Hydraulic conductivity and waste containment transport in soils, American Society for Testing and Materials, ASTM STP 1142, Philadelphia
- Overbeek, J.G. (1952): Interaction between Colloidal Particles, Colloid Science, Vol. I, pp. 245-277
- Ozawa, H. und Kinoshita, S. (1989): Segregated ice growth on a micro porous filter, Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, Sapporo, Japan, S.113-124
- Padilla, H. und Villeneuve, J.P. (1990): Modelling the Movement of Water, heat and Solutes in Frost-Susceptible Soils, Proc. Of the 5th Canadian Permafrost Conf. (Nat. Research Council Can.), pp. 43-49
- Pauling, L. (1960): The Nature of the Chemical Bond and the Structure of Molecules and Crystals, Third Edition, Cornell University Press
- Penner, E. (1958): Pressures Developed in a Porous Granular System as a result of Ice Segregation, Highway Research Board, 40, S. 191- 199
- Penner, E. (1961): Ice-grain structure and crystal orientation in an ice lens from leda clay, Geol. Soc. Amer. Bull., 72
- Perfect, E. und Williams, P.J. (1980): Thermal induced water migration in frozen soils, Cold Regions Science and Technology, Vol. 3, S. 101-109
- Peterson, R.A., Walker, D.A., Romanovsky, V.E., Knudson, J.A., Reynolds, M.K. und Krantz, W.B. (2003): A differential frost heave model: cryoturbation-vegetation interactions, Proc. Int. Conf. on Permafrost IOCP, pp. 885-890
- Phukan, A. (1985): Frozen Ground Engineering, Prentice-Hall International Series in Civil Engineering and Engineering Mechanics, Englewood Cliffs, New Jersey
- Piper, D., Holden, J.T. und Jones, R.H. (1988): A mathematical model of frost heave in granular materials, W.S. Atkins Eng. Sciences, Epsom, Surrey, University of Nottingham, U.K., pp.370-376
- Rao C. N. R. (1972): Theory of hydrogen bonding in water, in Water A comprehensive treatise, Vol. 1, Ed. F. Franks, Plenum Press, New York, S. 93-114.
- Raznjevic, K. (1976): Handbook of thermodynamic tables and charts, Washington / London

- Ruckli, R. (1950): Der Frost im Baugrund, Wien
- Sage, J.D. und D'Andrea, R.A. (1982): Use of thermal inserts to reduce heaving on existing roudways, Frost in Geotechnical Engineering, Vol.2, pp. 821-830
- Schababerle, R. (1989): Stofftransport und Gefügeänderungen beim partiellen Gefrieren von Ton-Barrieren, Schriftenreihe Angewandte Geologie Karlsruhe, Lehrstuhl für Angewandte Geologie der Universität Karlsruhe
- Scheffer, F. und Schachtschabel, P. (2002): Lehrbuch der Bodenkunde, 15. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag
- Schick, P. (2005): Ein quantitatives Zwei-Komponenten-Modell der Porenwasser-Bindekräfte in teilgesättigten Böden
- Shang, J.Q., Lo, K.Y. und Quigley, R.M. (1994): Quantitative determination of potential distribution in Stern-Gouy double-layer model, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 31
- Sheng, D. und Knutsson, S. (1993): Sensitivity analysis of frost heave – A theoretical study, Frost in Geotechnical Engineering, Phukan, S. 3-11
- Shusherina, Y.P. (1959): Variation of phsyico-mechanical properties of soils under the action of cyclic freeze-thaw, 7th Int. Conf. On Permafrostology, Materials on Physics and Mechanics of Frozen Soils, Moscow, pp. 48-55
- Shuster, J.A. (1971): Laboratory Testing and Characterization of Permafrost for Foundation Uses, Proc. Symp. Cold Reg. Eng. Univ. Alaska, 1, pp. 73-118
- Silvestrelli, P. L. und Parrinello, M. (1999): Structural, electronic, and bonding properties of liquid water from first principles, J. Chem. Phys. 111, S. 3572-3580
- Skarzynska, K.M. (1985): Formation of soil structure under repeated freezing-thawing conditions, Proc. Int. Conf. on Ground Freezing, Vol. 2, pp. 213-218
- Smith, M.W. / Tice, A.R. (1988): Measurement of the unfrozen water content of soils: a comparison of NMR and TDR methods, Geotechnical Science Laboratories, Carleton University, Ottawa K1S 5B6, Canada / U.S. Cold Regions and Engineering Laboratory Hanover, NH 03755, U.S.A., S.473-477
- Sontheimer, H.; Spindler, P; Rohmann, U. (1980): Wasserchemie für Ingenieure, DVGW-Forschungsgesellschaft am Engler-Bunte-Institut der Universität Karlsruhe
- Sowers, G.F. (1993): Effects of freezing on hydraulic conductivity of compacted clay, Discussion, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 119, No. 11, pp. 1864-1865

- Speer, T.L., Watson, G.H und Rowley, R.K. (1973): Effects of Ground Ice Variability and Resulting Thaw Settlements on Buried Warm Oil Pipelines, North Am. Contrib. Proc. 2nd Int. Permafrost Conf. Yakutsk, U.R.R.S, National Academy of Science, Washington, pp. 746-751
- Sposito, G. (1989): The Chemistry of Soils, New York, Oxford University Press
- Stepkowska, E.T. und Skarzynska, K.M. (1989): Microstructural changes in clays due to freezing, Frost in Geotechnical Engineering (1989), Vol. 2, pp. 573-582
- Stern, O. (1924): Zur Theorie der Elektrolytischen Doppelschicht, Zeitschrift Elektrochem. Vol. 30, pp. 503-516
- Takagi, S. (1970): An Analysis of Ice Lens Formation, Water resources research, Vol 6, No. 3, S. 736-749
- Takahashi, T. (1969a): Electric Potential of a Rubbed Ice Surface, Journal of Atmospheric Science, Vol. 26, no. 6, pp. 1259-1265
- Takahashi, T. (1969b): Electric Potential of Liquid Water on an Ice Surface, Journal of Atmospheric Science, no. 6, pp. 1253-1258
- Takahashi, T. (1970): Electric Surface Potential of Growing Ice Crystals, Journal of Atmospheric Science, Vol. 27, pp. 453-462
- Taylor, G. S. und Luthin, J. N. (1978): A model for coupled heat and moisture transfer during soil freezing, Canadian Geotechnical Journal, 15, 548–555
- Thomson, S. und Lobacz, E.F. (1973): Shear strength at a thaw interface, Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Conf. On Permafrost, Yakutsk, U.S.S.R., pp. 419-426
- Tsyтович, N.A. (1958): Bases and Foundations on Frozen Soil, NAS NRS Publ. 804, Highw. Res. Board Spec. Rep., 58
- Unold, F. (2004): Modellversuche zur Untersuchung der mineralischen Dichtung von Wasserstrassen bei Frost-Tau-Wechsel, 4. Kolloquium Bauen in Boden und Fels, Technische Akademie Esslingen, Tagungshandbuch, S. 91-98
- Vahäaho, I., Lappalainen, V. und Ryhänen, H. (1989): Thaw consolidation of frozen clays of post-glacial origin in Helsinki, Frost in Geotechnical Engineering, Vol. 2, pp. 583-600
- van der Veen, J., Pluis, B. und Denier van der Gon, A.W. (1988): Chemistry and Physics of soil surfaces, vol. 7, pp. 455-467

- Verwey, S. und Overbeek, J.Th.G. (1948): Theory of the Stability of Lyophobic Colloids, Elsevier, Amsterdam
- Vignes, M. und Dijkema, K. (1974): A Model for the Freezing of Water in a Dispersed Medium, Journal of Colloid and Interface Science, Vol.49, S.165-172
- Viklander, P. (1998): Permeability and volume changes in till due to cyclic freeze/thaw, Canadian Geotechnical Journal, Canada, S.471-477
- van Vliet-Lanoë, B. und Dupas, A. (1991): Development of soil fabric by freeze/thaw cycles – Its effect on frost heave, Ground Freezing, Vol. 1, pp. 189-195
- Voigt, T. (1994): Frosteinwirkung auf mineralische Deponieabdichtungen, Mitteilung des Instituts für Grundbau und Bodenmechanik der Technischen Universität Braunschweig, Heft 47
- Watanabe, K., Muto, Y. und Mizoguchi, M. (2000): A model for the formation of ice lenses in an unconfined, water-saturated, porous medium consisting of spherical particles, Proc. Int. Conf. on Ground Freezing – Frost Action in Soils, Jean-Francois Thimus, S. 55-60
- Watson, G.H., Slusarchuk, W.A. und Rowley (1973a): Determination of Some Frozen and Thawed Properties of Permafrost Soils, Can. Geotech. Journal, 10(4), pp. 592-606
- Watson, G.H., Rowley, R.K. und Slusarchuk, W.A. (1973b): Performance of a Warm-Oil Pipeline Buried in Permafrost, North Am. Contrib. Proc. 2nd Int. Permafrost Conf. Yakutsk, U.R.R.S, National Academy of Science, Washington, pp. 759-766
- Wedler, G. (1997): Lehrbuch der Physikalischen Chemie, 4. erweiterte Auflage, Wiley-VCH Verlag
- Weiss, A. (1988): Über die Abdichtung von Mülldeponien mit Tonen unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses organischer Bestandteile im Sickerwasser, Mitt. Inst. für Grundbau und Bodenmechanik ETH Zürich, 133, S. 77-90
- Wettlaufer, J.S. (1999): Ice Surfaces: macroscopic effects of microscopic structure, The Royal Society, Applied Physics Laboratory and Department of Physics, University of Washington, Seattle, S. 3403-3424
- Williams, P.J. (1966): Pore pressures at a penetration frost line and their prediction, Geotechnique, Vol. XVI, S.187-208

- Williams, P.J. (1967): Properties and Behaviour of Freezing Soils, Norwegian Geotechnical Institute, Oslo, S. 1-118
- Williams, P.J. und Smith, M.W. (1989): The Frozen Earth - Fundamentals of Geocryology, Studies in Polar Research, Cambridge
- Williams, P.J. (1999): The Freezing of Soil: ice in a Porous Medium an Its Environmental Significance, NATO ASI Series, Vol. I 56, Ice Physics and the Natural Environment, Springer-Verlag
- Wojtowicz, U.B. (1989): Changes in grain size distribution in loess soils submitted to freezing, Frost in Geotechnical Engineering, Vol. 2, pp. 601-610
- Worster, M.G. und Wettlaufer, J.S. (1999): The Fluid Mechanics of Premelted Liquid Films, Fluid Dynamics at Interfaces, University of Florida, Cambridge University Press, S. 339-351
- Xu, X., Deng, Y., Wang, J. und Liu, J. (1988): Water migration in saturated freezing soil, Lanzhou Institute of Glaciology and Geocryology, Academia Sinica, Lanzhou, Permafrost Proceedings Vol. 1, S. 516-521
- Yeoung, A.T. (1992): Diffuse double-layer equation in SI Unit, ASCE Journal of Geot. Eng., Vol. 118, No. 12
- Yong, R.N., Boonsinsuk, P und Murphy, D. (1982): Short-term cyclic freeze-thaw effect on strength properties of a sensitive caly, Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Symp. On Ground Freezing, Hanover, pp. 97-104
- Yong, R.N., Boosinsuk, P. und Yin, C.W.P. (1985): Alteration of soil behaviour after cyclic freezing and thawing, 4th Int. Symp. On Ground Freezing, Sapporo, Japan
- Zhan, C. und Rajani, B. (1997): Estimation of frost load in a trench: theory and experiment, Canadian Geotechnical Journal, Canada, S.568-579
- Zhang, Z.X. und Kushwaha, R.L. (1998): Modeling soil freeze-thaw and ice effect on canal bank, Canadian Geotechnical Journal, Canada, S. 655-665
- Zimmie, T.F. und La Plante, C. (1990): the effect of freeze/thaw cycles on the permeability of a fine-grained soil, Hazardous, and Industrial Waste, Proc. 22nd Mid-Atlantic Industrial Waste Conf. Philadelphia, Pennsylvania, pp. 580-593
- Zou, Y. (1998): Der Einfluss des gebundenen Wassers auf die Leitfähigkeit und die mechanischen Eigenschaften feinkörniger Böden, Veröffentlichungen des Institutes für Bodenmechanik und Felsmechanik der Universität Fridericiana in Karlsruhe, Heft 144

ZTVE-StB 94 (1994): Zusätzliche Technische Vertragsbedingungen und Richtlinien für Erdarbeiten im Straßenbau, Forschungsgesellschaft für Straßen- und Verkehrswesen, Arbeitsgruppe Erd- und Grundbau

Zunker, F. (1935): Oberflächenentwicklung des Bodens, Gravitation und Oberflächenkräfte, Bautechnik, Heft 24, zitiert in Langer (1964)

## 8. Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Bilanzierung am Scheibenvolumenelement (Merker und Eiglmeier 1999).....	5
Abb. 2.2:	Links: Kugelmodell und schematische Darstellung der $\text{SiO}_4$ -Tetraeder-Struktur, rechts: Schichtverband der $\text{SiO}_4$ -Tetraeder; (Scheffer und Schachtschabel 2002)	6
Abb. 2.3:	Links: Kugelmodell und schematische Darstellung der $\text{AlO}_6$ -Oktaeder-Struktur, rechts: Schichtverband der $\text{AlO}_6$ -Oktaeder; (Scheffer und Schachtschabel 2002)	7
Abb. 2.4:	Elementarschichten von Tonmineralen, links: Zweischichtmineral Tetraeder-Oktaederschicht; rechts: Dreischichtmineral Tetraeder-Oktaeder-Tetraeder-schicht; (Scheffer und Schachtschabel 2002) .....	7
Abb. 2.5:	Wassermolekül: links: Tetraederform des Wassermoleküls (Davis 2000); rechts: Strukturformel des Wassermoleküls für den flüssigen Aggregatzustand (Franks 1972) .....	10
Abb. 2.6:	Wasserstoffbrückenbindung; links: Clustermodell des Wassers (Sontheimer et al. 1980); rechts: Wasserstoffbrücke zwischen zwei Molekülen (Modig et al. 2003)	12
Abb. 2.7:	Kristallstruktur von Eis, links: Molekularer Aufbau mit Darstellung von Basis- und Prismenflächen (Kuroda 1982); rechts: Eiskristall in der Draufsicht auf die c-Achse.....	14
Abb. 2.8:	Schematische Darstellung des Phasendiagramms von Wasser (Atkins 1993) ....	17
Abb. 2.9:	Wasserarten im Boden (Zou 1998) .....	20
Abb. 2.10:	Mineraloberfläche mit diffuser Doppelschicht und gebundenem Wasser (modifiziert nach Kézdi 1969) .....	21
Abb. 2.11:	Anteil des ungefrorenen Wassers in Abhängigkeit der Temperatur für unterschiedliche Mischungsverhältnisse aus Kaolin und Sand (Konrad und Samson 2000).....	22
Abb. 2.12:	Ionenverteilung, Konzentrationsverlauf und elektrisches Potential in der diffusen Doppelschicht (modifiziert nach Scheffer und Schachtschabel 2002) .....	23
Abb. 2.13:	Wechselwirkung zwischen zwei diffusen Doppelschichten; oben: Potentialverteilung; unten: Kationen- und Anionenkonzentration (Mitchell 1993) .....	26

Abb. 2.14:	links: Elektronenwolke des Helium-Atoms bei symmetrischer Ladungsverteilung; rechts: Van der Waalssche Anziehung zwischen zwei Helium-Atomen (Christen 1988).....	30
Abb. 2.15:	Osmotischer Druck, $n$ = Ionenkonzentration, $u$ = Wasserdruck; links: Anfangsbedingungen; Mitte: Spiegeländerung infolge Diffusion; rechts: Diffusionshemmung = osmotischer Druck $\pi$ , (Mitchell 2005) .....	31
Abb. 2.16:	Schematische Darstellung der Interpartikularkräfte (Israelachvili 1991).....	33
Abb. 3.1:	Eindimensionale Bedingungen bei der Bodenfrostsung: Richtung des Wärme- und Massetransportes von unten nach oben bei Frosteindringung von oben nach unten; $T_S$ = Gefriertemperatur des Bodenwassers .....	41
Abb. 3.2:	Temperaturverlauf, Wasserdruck, Wasserdurchlässigkeit und Anteil des ungefrorenen Wassers im Frozen Fringe unterhalb einer wachsenden Eislinse (modifiziert nach Konrad und Morgenstern 1980).....	42
Abb. 3.3:	Schematische Darstellung der rhythmischen Eislinnenbildung, Zunahme von Abstand und Dicke der Eislinnen in Abhängigkeit der Tiefe sowie Temperaturgradient zu verschiedenen Zeiten (Konrad und Morgenstern 1980) .	44
Abb. 3.4:	Frosthebung in Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Frosteindringung (McCabe und Kettle 1985) .....	45
Abb. 3.5:	Links: Beziehung zwischen Wassergehalt und Saugspannung (aus pF-Kurve), rechts: Anteil an ungefrorenem Wasser im gefrorenen Boden in Abhängigkeit der Temperatur (Williams und Smith 1989).....	51
Abb. 3.6:	Gefriersog in Abhängigkeit der Temperatur für $dp_E = 0$ nach Gl. 3.18 und Messergebnisse aus der Kombination von charakteristischer Bodenfrostsungskurve und pF-Kurve (Williams und Smith 1989) .....	54
Abb. 3.7:	Maximum von $dk / dT$ als Kriterium für die Bildung einer Eislinne (Williams und Smith 1989) .....	56
Abb. 3.8:	Dicke der gefrorenen Bodenschicht $H_f$ und Tausetzung $s$ (Tsytoovich et al. 1965) ..	59
Abb. 3.9:	Modell zur Beschreibung der Tausetzung für Ton-Schluff-Gemische (Konrad und Samson 2000) .....	61
Abb. 3.10:	Veränderung der undrainierten Kohäsion in Abhängigkeit des Wassergehaltes für ungefrosten und für gefrosten und wieder aufgetaute Proben eines hochplastischen Tons (Unold 2004) .....	64

Abb. 4.1:	Korngrößenverteilungen der untersuchten Materialien .....	67
Abb. 4.2:	Plastische Eigenschaften der untersuchten Materialien .....	68
Abb. 4.3:	Versuchsaufbau zur direkten Messung des Gefriersoges .....	71
Abb. 4.4:	Frosteindringung, exemplarisch für die Materialien TA-1 sowie TM-1 .....	74
Abb. 4.5:	Eindimensionale Frosteindringung zu drei unterschiedlichen Zeiten.....	75
Abb. 4.6:	Ergebnisse der Gefriersogmessung für die untersuchten Materialien in Abhängigkeit der Auflast.....	77
Abb. 4.7:	Temperatur am Sensorkopf beim Auftreten des maximalen Gefriersogs.....	79
Abb. 4.8:	Maximalwerte des gemessenen Gefriersog in Abhängigkeit der Schrumpfgrenze . .....	79
Abb. 4.9:	Maximaler Gefriersog in Abhängigkeit der NaCl-Konzentration im freien Wasser für verschiedene Auflasten bei Material TA-1 .....	80
Abb. 4.10:	Osmotische Wirkung; links: osmotischer Druck infolge des Konzentrationsunterschiedes; rechts: Saugspannung infolge des Konzentrationsunterschiedes .....	81
Abb. 4.11:	Konzentrationsunterschiede der Ionen des Bodenwassers.....	82
Abb. 4.12:	Frosteindringung; $D_i$ = Abstand zwischen Eis- und Mineraloberfläche zum Zeitpunkt $t_i$ mit $D_1 > D_2$ , $n_i$ = Ionenkonzentration des Wassers im Interaktionsbereich zum Zeitpunkt $t_i$ mit $n_1 < n_2$ , $T_i$ = Temperatur im Interaktionsbereich zum Zeitpunkt $t_i$ mit $T_1 > T_2$ .....	84
Abb. 4.13:	Zusammenhang zwischen Temperatur $T$ , Oberflächenabstand $D$ , Ionenkonzentration $n$ und osmotischem Druck $\pi$ .....	85
Abb. 4.14:	Wirkungsfläche $A_{os}$ des osmotischen Drucks $\pi$ .....	86
Abb. 4.15:	Die Größe des maßgebenden osmotischen Drucks $\pi_z$ wird durch die granulometrischen Eigenschaften des Bodens mitbestimmt.....	86
Abb. 4.16:	Einfluss einer Auflast auf den Gefriersog.....	88
Abb. 4.17:	Einfluss der Auflast auf die Wirkungsfläche des osmotischen Drucks, links: kleine Auflast $\sigma_{z,1}$ ; rechts: hohe Auflast $\sigma_{z,2}$ .....	88

Abb. 4.18:	Zusammenhang zwischen Temperatur $T$ und Oberflächenabstand $D$ für $T > T^*$ sowie für $T = T^*$ .....	89
Abb. 4.19:	Oberflächenabstand und osmotischer Druck in Abhängigkeit der Temperatur ...	90
Abb. 4.20:	Qualitative Darstellung der Veränderung des Nulldurchgangs bei der Überlagerung der interpartikularen Kräfte (Israelachvili 1991).....	91
Abb. 4.21:	Spannungen und zugehörige Wirkungsflächen bei der Bodenfrostung.....	92
Abb. 4.22:	Wechselwirkung zwischen Mineraloberfläche und Eisoberfläche unter der Annahme gleicher Oberflächenpotentiale .....	95
Abb. 4.23:	Vereinfachtes Flussdiagramm zur Bestimmung der Beziehungen zwischen dem halben Oberflächenabstand $d$ , der Temperatur $T$ sowie dem osmotischen Drucks $\pi_{z,m}$ ; $\sigma_e$ = elektrische Ladungsdichte, $n_0$ = Ionenkonzentration im freien Wasser, $v$ = Wertigkeit der Ionen, $T$ = Temperatur, $u$ = normiertes elektrisches Potential in Schichtmitte, $z$ = normiertes Stern-Potential .....	99
Abb. 4.24:	Berechnungsergebnis: Beziehung zwischen Temperatur $T$ und osmotischem Druck $\pi_{z,m}(T)$ sowie zwischen Temperatur $T$ und halbem Oberflächenabstand $d = D/2$ .....	100
Abb. 4.25:	Berechnungsergebnisse: Beziehung zwischen osmotischem Druck und Temperatur für die untersuchten Materialien .....	102
Abb. 4.26:	Angenommene Beziehung zwischen dem Grenzabstand $D^*$ und der Ionenkonzentration im freien Wasser $n_0$ sowie der elektrischen Ladungsdichte der Oberflächen $\sigma_e$ ; $n_0' = n_0 / 1 \cdot 10^{23}$ [1/m <sup>3</sup> ]; $\sigma_e' = \sigma_e / 1$ [C/m <sup>2</sup> ] .....	105
Abb. 4.27:	Flächenverhältnis $A_{os}(\sigma_z)/A_0$ in Abhängigkeit der Auflast für die untersuchten Materialien.....	107
Abb. 5.1:	Frosthebung, Tausetzung und Netto-Tausetzung .....	112
Abb. 5.2:	Kompressionsgerät zur Bestimmung der Tausetzung, die Frostung erfolgte im Klimaraum .....	113
Abb. 5.3:	Veränderung der Probenhöhe während Frost- und Auftauphase bei konstanter Auflast, exemplarisch für Material TA-2 bei einer Auflast von $\sigma_z = 32$ kPa.....	114
Abb. 5.4:	Druck-Porenzahl-Beziehung von Material TA-2 bei Weiterbelastung nach dem Auftauen, die Proben waren vor Frostung normalkonsolidiert .....	116
Abb. 5.5:	Druck-Porenzahl-Beziehung von Material U-1 bei Weiterbelastung nach dem Auftauen, die Proben waren vor Frostung normalkonsolidiert .....	117

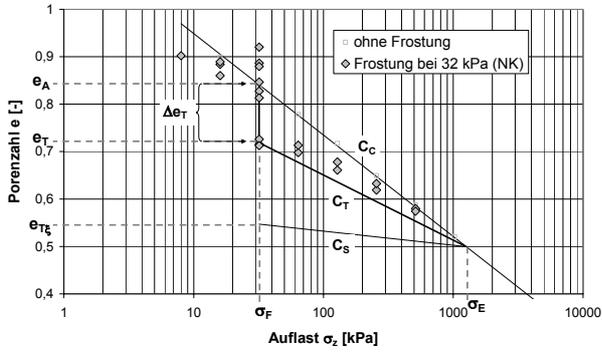
Abb. 5.6:	Kompressionsverhalten gefrosteten und wieder aufgetauten Bodens.....	118
Abb. 5.7:	Beziehung zwischen der Spannung $\sigma_E$ und der äquivalenten Spannung an der Schrumpfgrenze $\sigma_{ws}$ .....	119
Abb. 5.8:	Druck-Porenzahl-Beziehung aller untersuchten Materialien bei Weiterbelastung nach dem Auftauen, die Proben waren vor Frostung überkonsolidiert.....	119
Abb. 5.9:	Verdichtung des Bodens durch Wasserumlagerung .....	121
Abb. 5.10:	Frostgefüge, Wechsellagen aus Eiskristallen bzw. Eislinen und verdichteten Feststoffaggregaten .....	122
Abb. 5.11:	Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Material TA-1, links: nach Kompression unter $\sigma_z = 1000$ kPa, rechts: nach Frostung bei $\sigma_z = 32$ kPa .....	123
Abb. 5.12:	Anteil $\xi$ des Bodens, der durch die Frosteinwirkung komprimiert wird .....	123
Abb. 5.13:	Druck-Porenzahl-Diagramm eines ursprünglich normalkonsolidierten Bodens, der gefrostet und wieder aufgetaut wird .....	126
Abb. 5.14:	Inhomogene Veränderung der Porenzahl durch Frosteinwirkung .....	127
Abb. 5.15:	Porenanteil $H_p$ und Feststoffanteil $H_s$ nach dem Auftauen.....	127
Abb. 5.16:	Druck-Porenzahl-Diagramm eines überkonsolidierten Bodens, der gefrostet und wieder aufgetaut wird.....	131
Abb. 5.17:	Vergleich zwischen den Berechnungsergebnissen und den Versuchsergebnissen anderer Autoren, a)-c) Chamberlain und Gow (1979); d) Chamberlain und Blouin (1978).....	135
Abb. 5.18:	Vergleich zwischen den Berechnungsergebnissen und den Versuchsergebnissen für Material TA-2, die Proben waren vor Frostung normalkonsolidiert (NK) ..	136
Abb. 5.19:	Material TA-2, Abminderung von $\xi(\sigma_z = \sigma_F)$ zur Bestimmung von $e_T$ und $C_T$ für überkonsolidierte Böden (ÜK).....	137

## 9. Tabellenverzeichnis

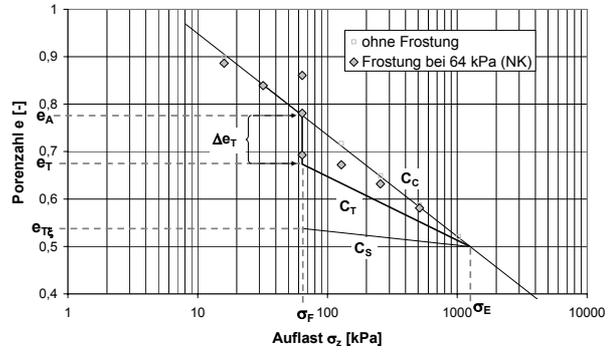
Tab. 2.1:	Einteilung verschiedener Tonminerale nach Strukturtyp und Schichtladung (Weiss 1988; Haus 1993; Hiltmann und Stribrny 1998; Scheffer und Schachtschabel 2002; Mitchell 2005).....	9
Tab. 3.1:	Gefrierdruck in Abhängigkeit der Bodenart (Jessberger 1990) .....	58
Tab. 3.2:	Tausetzungen in Abhängigkeit der Bodenart (Nixon und Landanyi 1978).....	60
Tab. 4.1:	Zusammenstellung der wichtigsten Materialeigenschaften.....	69
Tab. 4.2:	Ionenkonzentrationen im Wasser für die verschiedenen Materialien bei unterschiedlichen Wassergehalten, in [mg/l].....	70
Tab. 4.3:	Versuchsprogramm zur Bestimmung der Höhe des Gefriersoges in Abhängigkeit der Auflast .....	73
Tab. 4.4:	Messgenauigkeiten und Messbereiche von Sonden und Messverstärker.....	73
Tab. 4.5:	Maximalwert des Gefriersoges $\psi(\sigma_z=0)$ und Auflast $\sigma_z(\psi=0) = \sigma^*$ gewonnen durch Extrapolation aus den Messergebnissen.....	78
Tab. 4.6:	Eingangswerte für die Berechnung des elektrischen Potentials u.....	97
Tab. 4.7:	Maximaler osmotischer Druck $\pi^*_{z,m}$ und zugehörige Temperatur $T^*$ für alle untersuchten Materialien .....	106
Tab. 5.1:	Eingangswerte für die Berechnung der Netto-Tausetzung $s_T$ sowie des Frost-Kompressionsbeiwertes $C_T$ .....	134

# 10. Anhang

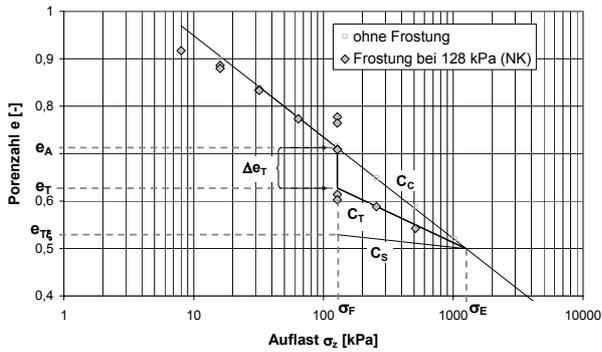
Anhang 1: Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Material TM-1



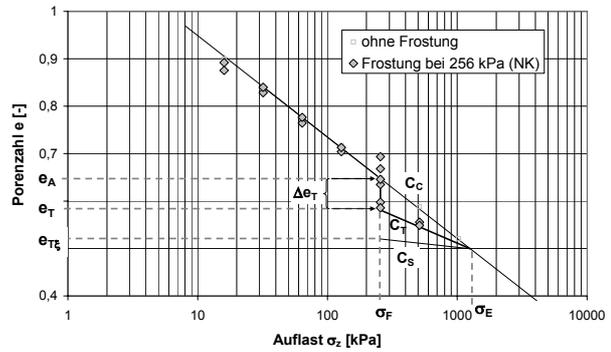
Material TM-1,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert



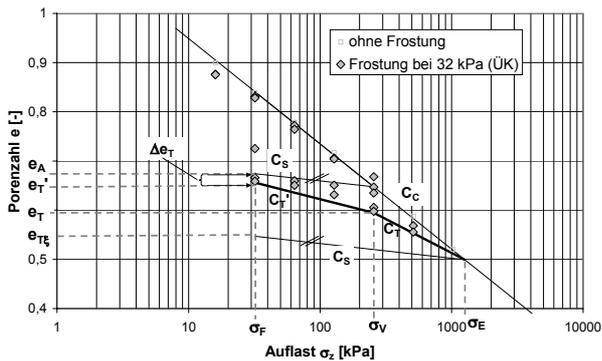
Material TM-1,  $\sigma_F = 64 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert



Material TM-1,  $\sigma_F = 128 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

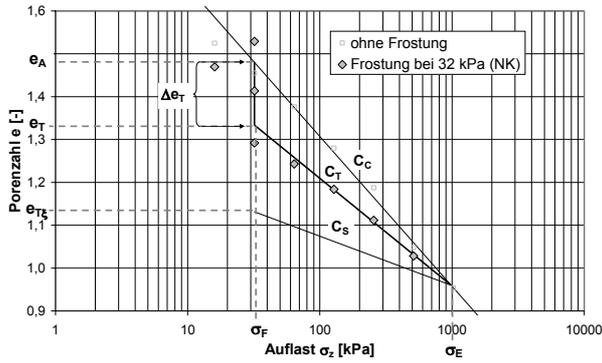


Material TM-1,  $\sigma_F = 256 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

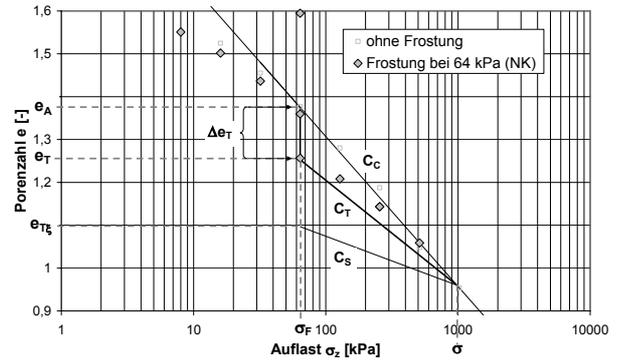


Material TM-1,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$ , überkonsolidiert

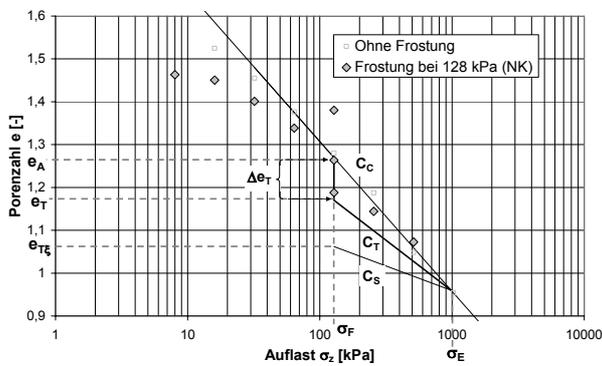
Anhang 2: Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Material TA-1



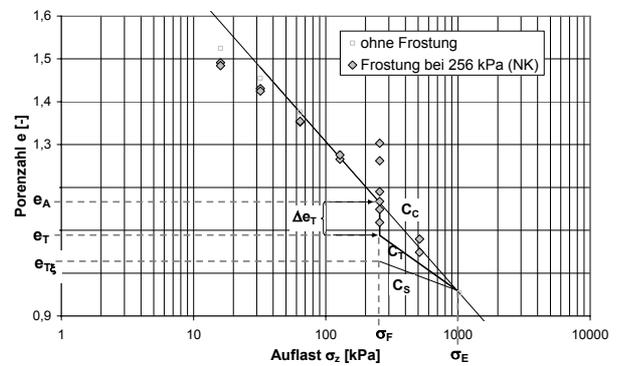
Material TA-1,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert



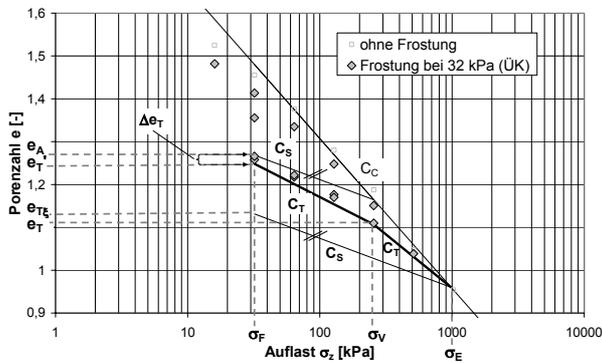
Material TA-1,  $\sigma_F = 64 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert



Material TA-1,  $\sigma_F = 128 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

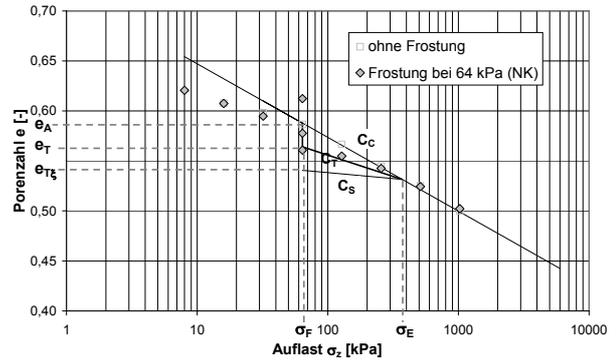
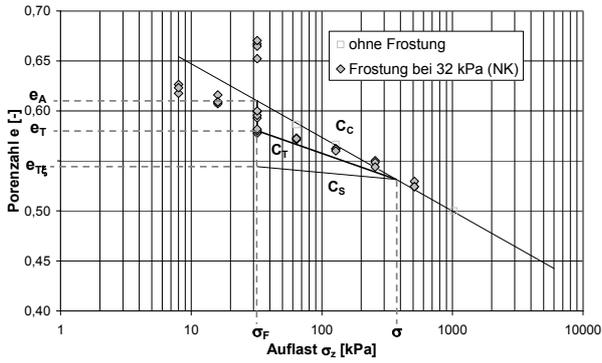


Material TA-1,  $\sigma_F = 256 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert



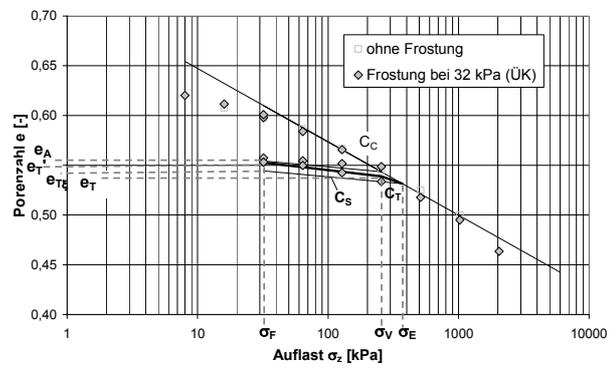
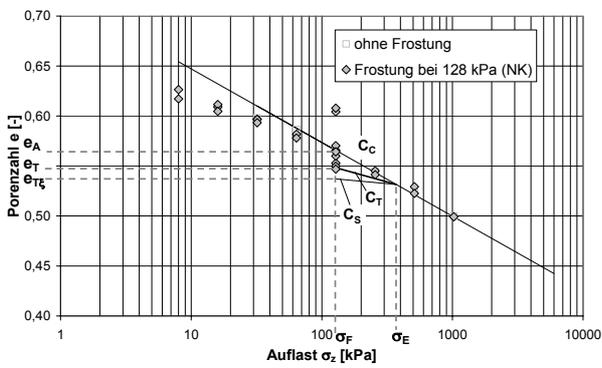
Material TA-1,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$ , überkonsolidiert

Anhang 3: Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Material U-1



Material U-1,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

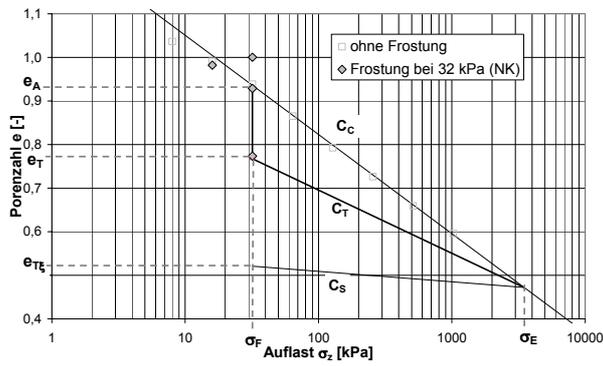
Material U-1,  $\sigma_F = 64 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert



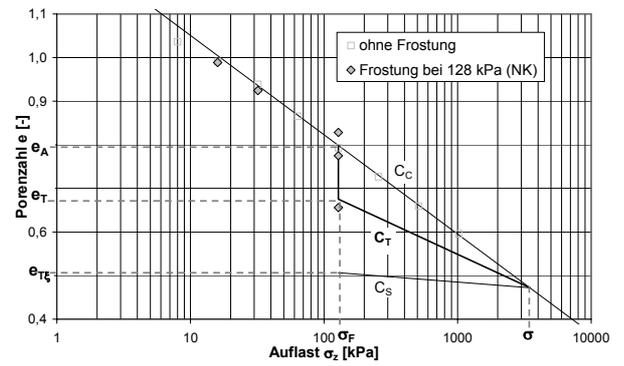
Material U-1,  $\sigma_F = 128 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

Material U-1,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$ , überkonsolidiert

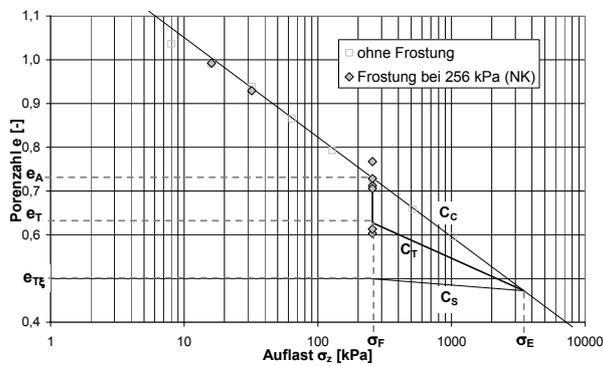
Anhang 4: Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Material TM-2



Material TM-2,  $\sigma_F = 32 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

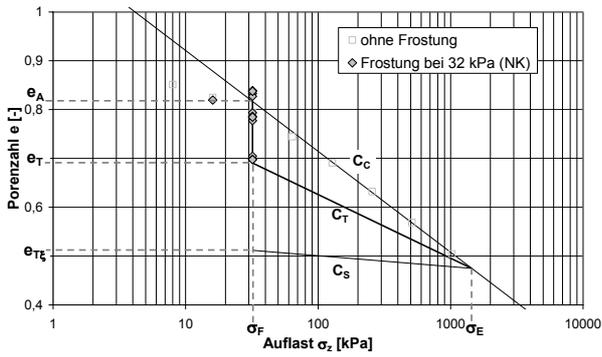


Material TM-2,  $\sigma_F = 128 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

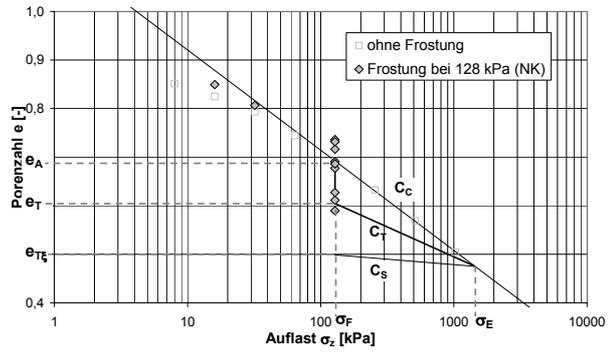


Material TM-2,  $\sigma_F = 256 \text{ kPa}$ , normalkonsolidiert

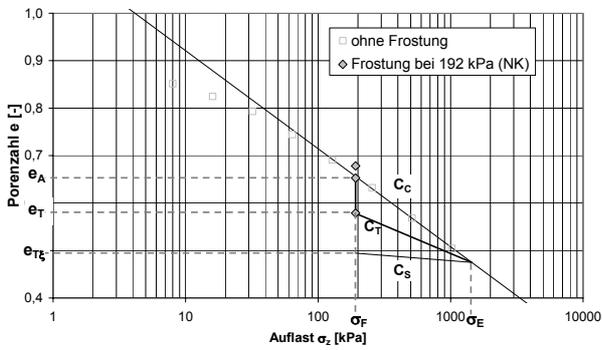
Anhang 5: Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Material TL-1



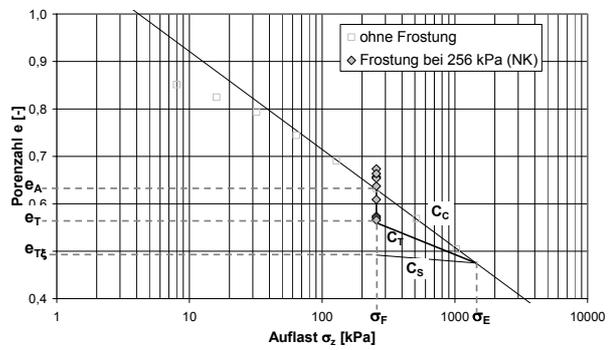
Material TL-1,  $\sigma_F = 32$  kPa, normalkonsolidiert



Material TL-1,  $\sigma_F = 128$  kPa, normalkonsolidiert

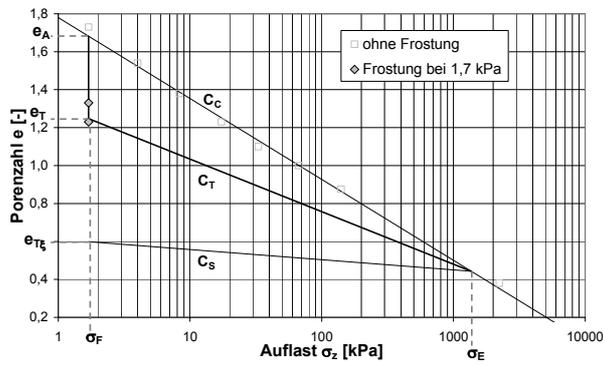


Material TL-1,  $\sigma_F = 192$  kPa, normalkonsolidiert

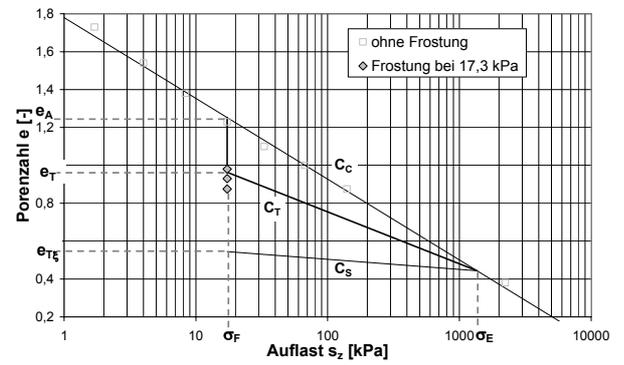


Material TL-1,  $\sigma_F = 256$  kPa, normalkonsolidiert

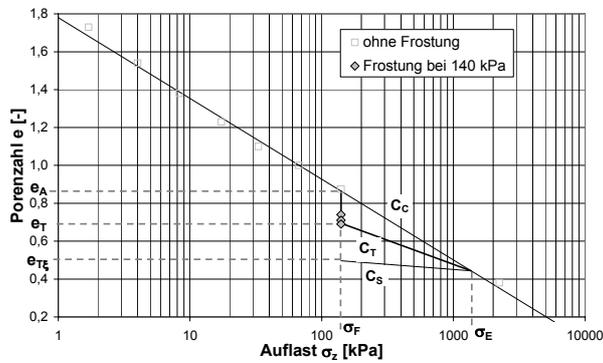
Anhang 6: Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Ellsworth Clay (Chamberlain und Gow 1979)



Ellsworth Clay,  $\sigma_F = 1,7$  kPa

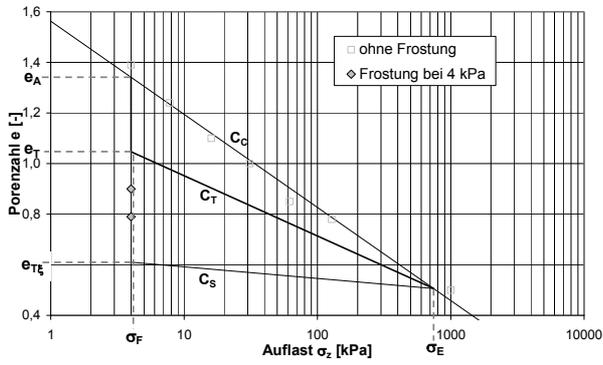


Ellsworth Clay,  $\sigma_F = 17,3$  kPa

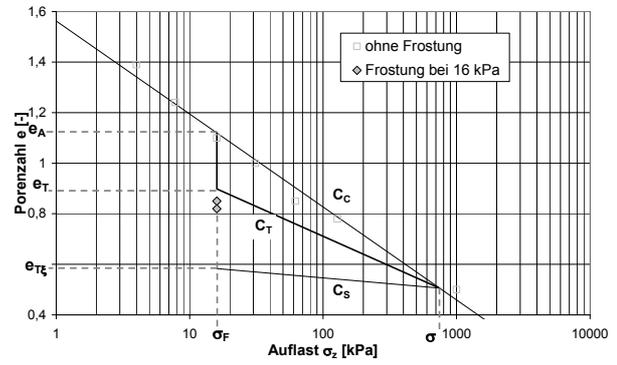


Ellsworth Clay,  $\sigma_F = 140$  kPa

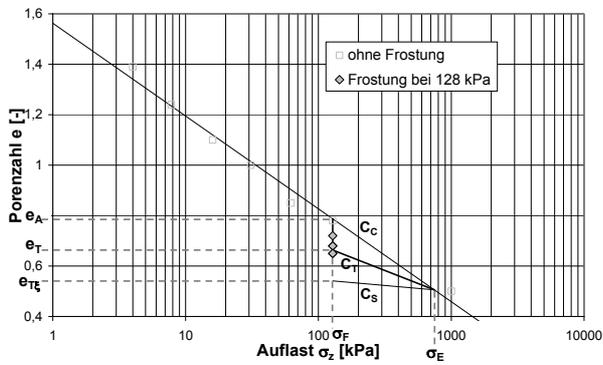
Anhang 7: Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Morin Clay (Chamberlain & Gow, 1979)



Morin Clay,  $\sigma_F = 4 \text{ kPa}$

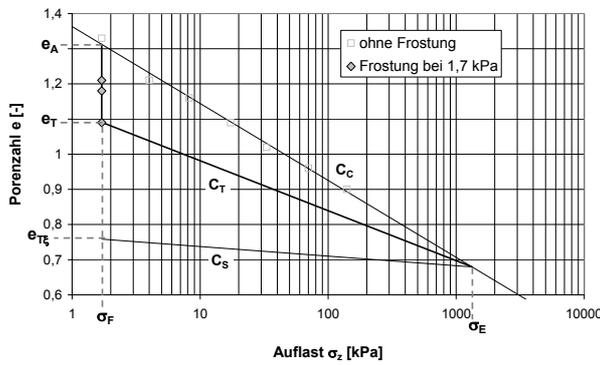


Morin Clay,  $\sigma_F = 16 \text{ kPa}$

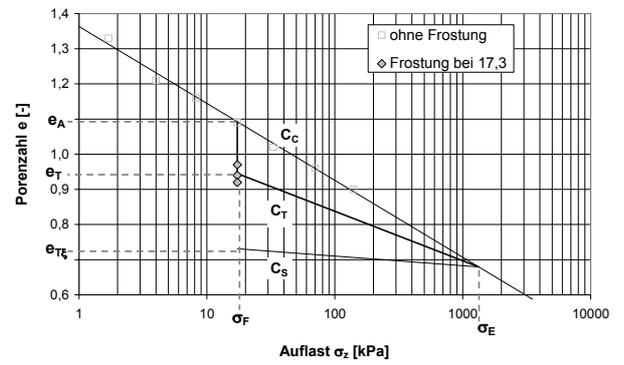


Morin Clay,  $\sigma_F = 128 \text{ kPa}$

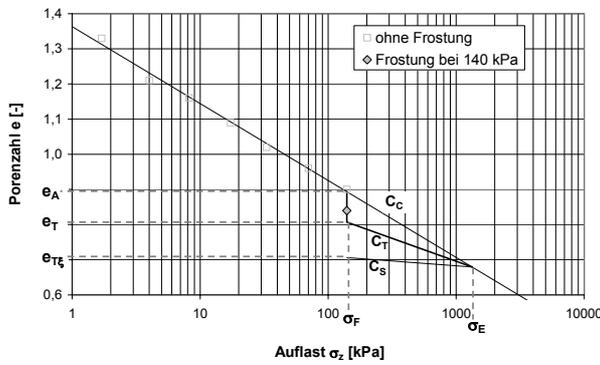
Anhang 8: *Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, CRRL Clay (Chamberlain & Gow, 1979)*



*CRRL Clay,  $\sigma_F = 1,7 \text{ kPa}$*

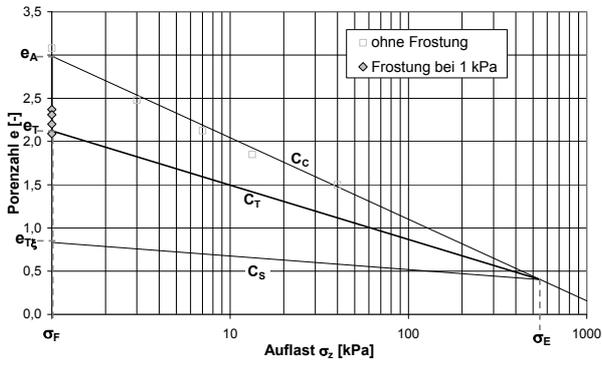


*CRRL Clay,  $\sigma_F = 17,3 \text{ kPa}$*

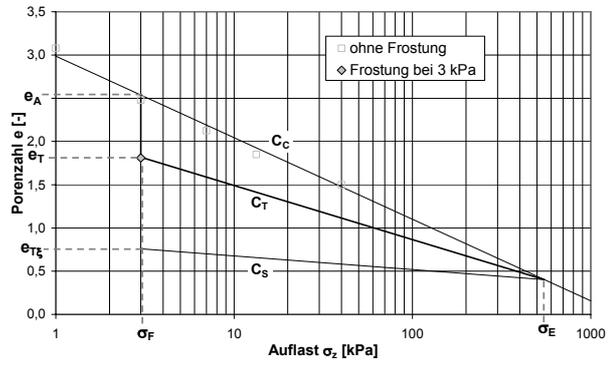


*CRRL Clay,  $\sigma_F = 140 \text{ kPa}$*

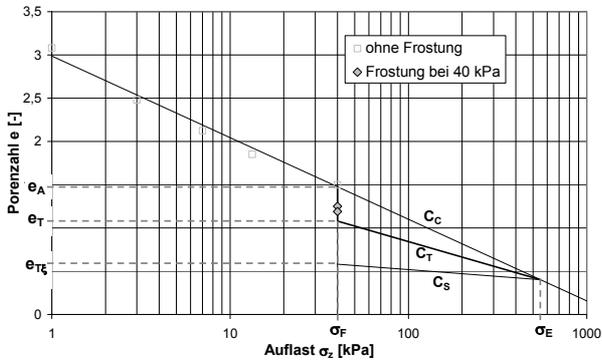
Anhang 9: *Kompressionseigenschaften des wieder aufgetauten Bodens, Vergleich zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnissen, Toledo Island Clay (Chamberlain & Blouin 1979)*



*Toledo Island Clay,  $\sigma_F = 1 \text{ kPa}$*



*Toledo Island Clay,  $\sigma_F = 3 \text{ kPa}$*



*Toledo Island Clay,  $\sigma_F = 40 \text{ kPa}$*