L. Stroosnijder

Vakgroep Bodemkunde en Bemestingsleer, Landbouwhogeschool, Wageningen

Infiltratie en herverdeling van water in grond

with summary:
Infiltration and redistribution of water in soils

Centrum voor landbouwpublikaties en landbouwdocumentatie

Wageningen – 1976

206 1957

ISBN 90 220 0596 8

De auteur promoveerde op 19 maart 1976 aan de Landbouwhogeschool te Wageningen op een gelijkluidend proefschrift tot doctor in de landbouwwetenschappen.

© Centrum voor landbouwpublikaties en landbouwdocumentatie, Wageningen, 1976.

Niets uit deze uitgave mag worden verveelvoudigd en/of openbaar gemaakt door middel van druk, fotocopie, microfilm of op welke andere wijze ook zonder voorafgaande schriftelijke toestemming van de uitgever.
No part of this book may be reproduced or published in any form by print, photoprint, microfilm or any other means without written permission from the publishers.

Abstract

Stroosnijder. L. (1976) Infiltratie en herverdeling van water in grond (Infiltration and redistribution of water in soils). Versl. landbouwk. Onderz. (Agric. Res. Rep.) 847, ISBN 90 220 0596 8, (viii) + 213 p., 91 figs, 11 tables, 252 refs, Eng./Dutch summary, list of symbols, and legends. Also: Doctoral thesis, Wageningen.

The flow of the liquid phase trough a soil can be predicted from pressure gradients. Different ways of predicting infiltration for irrigation of a basin were compared: numerical approximation; semi-analytical; and analytical. A partly emperical equation was developed for description of rate of infiltration, after examination of existing equations. Under certain condions, infiltration was influenced by under or over pressure of the trapped gas phase and by swelling of clays. Complex models for redistribution were of little value in practice, since they could not be generalized and required too much physical data about the soil. A scheme was developed that grouped techniques for estimating physical properties of soil, according to cost and expertise required.

Free descriptors: hydraulic conductivity and diffusivity of soil, analytical models, flow equations, digital simulation, air pressure, infiltration rate, cumulative infiltration, methods of estimating physical parameters in soil, swelling soils.

Inhoud

1 Inleiding en verantwoording 1

2 Experimentele technieken en bijbehorende berekeningsmethoden 5
2.1 Nieuwe experimentele technieken 5
2.1.1 De gammatransmissiemethode 5
2.1.2 Snelle, aan drukopnemers gekoppelde tensiometers 10
2.1.3 Analyse van het absorptiefront ter bepaling van $D(\theta)$ 14
2.2 Gebruikswaarde van stelsels van meet- en berekeningstechnieken 21
2.2.1 Specificatie van meet- en berekeningsmethoden 22
2.2.2 Gebruiksmogelijkheden van stelsels van meet- en berekeningsmethoden 29

3 Basiseigenschappen van bevochtigingsprocessen in de grond 34
3.1 De drijvende krachten op het bodemvocht 34
3.2 De fluxvergelijking voor het bodemvocht 37
3.3 Het gebruik van de massaconserveringsvergelijking 40

4 Enkele oplossingen van de algemene stromingsvergelijking 44
4.1 Algemene aspecten en het gebruik van de computer 44
4.2 Semi-analytische oplossingen voor bassinbevloeiing van een homogene bodem 55
4.3 Analytische oplossingen 63
4.3.1 Constante D en k 63
4.3.2 Constante D en lineaire $k(\theta)$ 66
4.3.3 Step-functie voor $k(\theta)$-relatie en lineaire bevochtigingstak van de $\theta(p^m)$-relatie 66

5 Cumulatieve infiltratie en infiltratiesnelheid in een homogene bodem 69
5.1 Betekenis van het gebruik van integrale karakteristieken voor bevochtigingsprocessen 69
5.2 Bestaande uitdrukkingen voor integrale karakteristieken 72
5.3 Nadere uitwerking en vergelijk 74
5.4 Een nieuwe vergelijking 78
5.5 Bepalingswijze en fysische betekenis van enkele parameters 84

6 Infiltratie bij niet-atmosferische bodemluchtdruk 100
6.1 Inleiding 100
6.2 Veldsituaties waarbij niet-atmosferische gasdrukken in de bodem voorkomen 102
6.3 Fysisch-mathematische formulering van de simultane beweging van bodemvocht en bodemlucht 104
6.3.1 Drijvende krachten 104
6.3.2 De fluxvergelijking voor bodemvocht en bodemlucht 104
6.3.3 De massaconserveringsvergelijking voor bodemvocht en bodemlucht 105
6.4 Analytische oplossing voor transport in twee fasen 106
6.5 Een 'Green & Ampt'-type oplossing voor twee-fasenstroming 108

7 Infiltratie in zwellende en krimpende gronden 119
7.1 Inleiding 119
7.2 Kwalitatieve beschrijving van enkele veel voorkomende bevochtigings- en uitdrogingsprocessen in zwellende gronden 122
7.3 De effecten van de aanwezigheid van kleimineralen op de tensiometeraflezing 128
7.4 Krimp als gevolg van belasting van de grond (de 'load line') 130
7.5 Krimp als gevolg van uitdroging van de grond (de vochtkarakteristiek) 134
7.6 'Voids' en krimpkarakteristiek 141
7.7 Hydraulische doorlatendheid 148
7.8 Overzicht van stromingsvergelijkingen en hun oplossingen 152
7.9 Numeriek simulatiemodel voor infiltratie in zwellende grond 157
7.10 Experimentele gegevens 164
7.10.1 De vochtkarakteristiek 164
7.10.2 De krimpkarakteristiek 164
7.10.3 Bevochtigingsexperimenten 168
7.10.4 Herverdeling van het bodemvocht 173
7.11 Aanbevelingen voor verder onderzoek 173

8 Herverdeling van bodemvocht na infiltratie 175
8.1 Inleiding 175
8.2 Herverdeling met een duidelijke invloed van hysterese 177
8.3 Herverdeling zonder merkbare invloed van hysterese 182
8.4 Een integrale herverdelingskarakteristiek 185

Samenvatting 190

Summary 193

Lijst van symbolen/List of symbols 195

Literatuur 204

1 Inleiding en verantwoording

Onder infiltratie zal in dit verslag de neerwaartse indringing van water in de grond worden verstaan. Met de herverdeling wordt de beweging van het bodemvocht in het bodemprofiel bedoeld, zoals die zal optreden nadat de infiltratie is gestopt. Infiltratie en herverdeling zijn processen welke een belangrijke rol spelen bij de groei van gewassen. Planten verliezen tijdens de CO_2-assimilatie grote hoeveelheden water, welke d.m.v. de wortels aan de bodem worden onttrokken. Is de aanwezige hoeveelheid vocht in de wortelzone onvoldoende, dan zullen planten niet optimaal kunnen assimileren en kunnen zij zelfs afsterven. Bij het streven naar een hogere plantaardige produktie dient men dus te zorgen voor een optimale vochtvoorziening van het gewas. Dit betekent, dat men grote aandacht dient te schenken aan de vochtbalans van de wortelzone.

Een natuurlijke aanvulling van de voor de plantengroei beschikbare vochtvoorraad geschiedt via de neerslag. Het zal daarom duidelijk zijn dat zonder ingrijpen van de mens de plantaardige produktie in grote delen van de wereld achterblijft bij de potentiële produktie, als gevolg van een onvoldoende vochtvoorziening. De produktie kan veelal sterk vergroot worden door kunstmatige toediening van water aan de bodem (zoals irrigatie). In veel gevallen echter kan de vochtvoorraad van een bodem ook vergroot worden d.m.v. cultuurtechnische ingrepen. Deze maatregelen beogen een topografie en een bodemstructuur te scheppen waardoor een beter gebruik gemaakt wordt van de natuurlijke neerslag en waarbij de vochtverliezen uit de wortelzone beperkt worden. Bij het handhaven en vooral bij het vergroten van de voedselproduktie is menselijk ingrijpen ter verbetering van de vochtvoorziening van de gewassen noodzakelijk, uiteraard naast vele andere landbouwkundige maatregelen.

Zowel bij het kunstmatig toedienen van water aan de grond als bij het uitvoeren van cultuurtechnische maatregelen speelt kennis omtrent de bodem een belangrijke rol. Het transport en de accumulatie van bodemvocht zijn processen welke aan fysische wetmatigheden voldoen. Het zijn daarom vooral de bodemfysische eigenschappen van een bodem, die bij deze processen een rol spelen. Door het combineren van kennis omtrent de fysische wetmatigheden met die van de fysische eigenschappen van een bodem, kan men inzicht verkrijgen in de processen zoals die zich in een bepaalde bodem afspelen. Dit inzicht heeft er toe geleid, dat men aan verschillende bodems verschillende waarden ten aanzien van de natuurlijke vochtvoorziening van een gewas kan toekennen. Ook is het mogelijk om aan te geven in welke mate een bepaalde vorm van menselijk ingrijpen deze vochtvoorziening kan verbeteren. Niet alleen de bestaande, doch ook de optimale situatie kan op deze wijze voor iedere bodem bepaald

worden. Een kosten/baten-analyse kan vervolgens uitmaken op welke wijze een zo economisch mogelijke opbrengstverhoging gerealiseerd kan worden.

Het onderzoek naar fysische wetmatigheden in bodems heeft vooral gedurende de laatste decennia een grote toename van kennis en inzicht verschaft. Tot vóór 1945 waren de meeste onderzoekingen gericht op het verkrijgen van empirisch of kwalitatief inzicht. Na 1950 heeft de ontwikkeling van nieuwe wiskundige technieken, vooral in de vorm van numerieke methoden, er toe geleid dat oplossingen verkregen konden worden van vergelijkingen van het diffusietype met niet-constante coëfficiënten. Dit type vergelijkingen kan verscheidene fysische processen in de bodem goed beschrijven. In de periode tot 1960 werden de numerieke methoden verbeterd en de opkomst van de computer maakte het mogelijk allerlei processen in de bodem m.b.v. berekeningen te voorspellen. Het werd echter al spoedig duidelijk, dat de theorie ver vooruit was op de praktijk, immers er waren weinig betrouwbare gegevens voor de (niet-constante) bodemfysische grootheden voorhanden. Deze gegevens kunnen nu, vooral na 1960, m.b.v. nucleaire meetapparatuur en andere moderne meetapparatuur (zie hoofdstuk 2) verkregen worden. Bij het beschikbaar komen van steeds meer en betere bodemfysische gegevens bleek, dat de diffusievergelijking niet alle voorkomende processen kon beschrijven. Nieuwe theoriën werden ontwikkeld, welke de bestaande theoriën verfijnden en het aantal vermeende wetmatigheden breidde zich verder uit. Zo werd de infiltratie in een bodem bij een niet-atmosferische bodemluchtdruk nader bestudeerd en beschreven en de infiltratie in zwellende en krimpende gronden onderzocht.

Bij het verfijnen van de 'algemene theorie' van de vochtbeweging in de grond en het bestuderen van processen onder meer specifieke omstandigheden, is het gebruik van rekenmodellen en een computer niet meer weg te denken. Deze hulpmiddelen zijn enerzijds nodig om de vergelijkingen van reële of gepostuleerde wetmatigheden op te lossen, anderzijds kunnen zij in combinatie met experimentele gegevens juist zulke wetmatigheden opsporen. De enorme ontwikkeling in computer hard en soft ware maakt het mogelijk om ingewikkelde continue processen, op relatief eenvoudige doch wetenschappelijk verantwoorde wijze, m.b.v. een rekenmachine te simuleren. Een nauwe wisselwerking tussen experimentele gegevens, moderne meetmethoden en het gebruik van simulaties vormt heden ten dage de basis voor wetenschappelijk onderzoek.

De hiervoor geschetste snelle evolutie van het bodemwater-onderzoek heeft naast de wetenschappelijke satisfactie helaas ook tot een snelle en grote vervreemding van de praktijk geleid. Theoretisch kunnen de moeilijkste processen beschreven en voorspeld worden. Dit werk kan echter slechts door enkele specialisten gedaan worden en slechts nadat een groot aantal fysische eigenschappen van de betreffende bodem zijn onderzocht. Deze voorspellingen dragen bovendien een specifiek karakter, zodat onder iets gewijzigde omstandigheden opnieuw een kostbare (i.e. door specialisten te geven) voorspelling gedaan moet worden. Kortom, wat veelal ontbreekt is het inzicht in de gevoeligheid van het proces voor de onderscheiden deelprocessen en randvoorwaarden. Het ontbreken van dit inzicht brengt het ontbreken van vuistregels voor de praktijk met zich mee. De computer heeft wel bijgedragen tot de ontwikkeling van het

onderzoek maar nog onvoldoende bijgedragen tot verbetering van praktische gewoonten m.b.t. bodemwater-processen.

De vervreemding van de praktijk heeft, vooral na 1970, tot een verminderde interesse voor het wetenschappelijk onderzoek op dit gebied geleid. Men was, en is misschien nog wel, op dood spoor geraakt. Veel onderzoekers kwamen ertoe de beschikbare kennis, welke in enkele tientallen jaren zo enorm was uitgebreid, samen te vatten. Zo zijn er in een korte periode opmerkelijk veel handboeken betreffende het bodemwater-systeem verschenen (Childs, 1969; De Wiest, 1969; Hillel, 1971; Baver et al., 1972; Bear, 1972; Kirkham ; Powers, 1972; Nielsen et al., 1972; Taylor & Ashcroft, 1972; Van Schilfgaarde et al., 1974).

Het onderzoek, dat aan dit verslag ten grondslag ligt, werd in 1970 begonnen, juist toen de eerste tekenen van een verminderde interesse merkbaar werden. Daarom werd gestreefd naar een vergelijkende beschouwing van de vele theoretische benaderingen om hieruit bruikbare criteria te ontwikkelen voor de praktijk. In het bijzonder werd getracht de geloofwaardigheid van in de praktijk gebruikte empirische benaderingen te bezien in het licht van de inmiddels ontwikkelde theorie. Gebruikmakend van moderne experimentele technieken werden voorts vele controle-experimenten uitgevoerd. Bij de verwerking van theorie en experiment werd in een aantal gevallen gebruik gemaakt van numerieke simulatietechnieken.

Dit verslag begint met een exposé over de bij het onderzoek gebruikte experimentele technieken en de bijbehorende berekeningsmethoden. Vervolgens worden de fysische eigenschappen van bevochtigingsprocessen in grond besproken. Getracht is het potentiaalconcept (Bolt et al., 1970) in een voor de praktijk zo eenvoudig mogelijke vorm te presenteren. Bij het oplossen van de algemene stromingsvergelijking wordt eerst ingegaan op enkele algemene aspecten en op het gebruik van een computer. De praktische kant van dit verslag richt zich hoofdzakelijk op de infiltratie van water in grond, waarbij de infiltratie als gevolg van een bassinbevloeiing de meeste aandacht krijgt. Deze infiltratie wordt beschreven als de ééndimensionale bevochtiging van een homogene grond. In hoofdstuk 5 wordt een overzicht gegeven van voor de praktijk belangrijke eigenschappen van een infiltratieproces. Empirische relaties, welke deze eigenschappen beschrijven, blijken bijna even goede resultaten op te leveren als die, welke uit de exacte oplossing van de betrokken 'procesvergelijking(en)' volgen. Op basis van een aantal geformuleerde criteria wordt een nieuwe semi-empirische vergelijking voorgesteld. De fysische betekenis en bepalingswijze van in de praktijk veel gebruikte parameters wordt beschreven. Aan de hand van literatuurgegevens van 20 Nederlandse gronden worden enkele parameters voor deze gronden uitgerekend. Tenslotte worden aan enkele minder bekende processen, zoals de infiltratie bij niet atmosferische bodemluchtdruk en die in zwellende gronden, aparte hoofdstukken gewijd. Speciale aandacht wordt besteed aan het praktische gebruik van het nieuwverworven inzicht. Ook voor de herverdeling, waarbij een exacte fysisch-mathematische beschrijving van het proces uiterst gecompliceerd is, geldt dat het praktisch gebruik van de verworven kennis op de voorgrond treedt.

In de praktijk doet zich naast de eerder gesignaleerde vervreemding nog een ander

probleem voor dat veroorzaakt wordt door de horizontale en vertikale heterogeniteit van de grond. Teneinde voorspellingen te kunnen doen over grotere gebieden dient men dus op enigerlei wijze een integratie uit te voeren over afzonderlijke eenheden, waarvan het gedrag redelijkerwijze te voorspellen is. Dit op zich interessante probleem kon niet in dit verslag behandeld worden, omdat de benodigde experimentele mogelijkheden ontbraken. Het is een nieuwe uitdaging, om de poging de theorie wat meer naar de praktijk te brengen voort te zetten d.m.v. wetenschappelijk onderzoek op veldschaal.

2 Experimentele technieken en bijbehorende berekeningsmethoden

De beschrijving en voorspelling van het infiltratiegedrag van de bodem is uiteraard gebaseerd op de kennis van een aantal relevante parameters van de bodem in situ. Voor de bepaling van deze parameters staan een aantal meettechnieken ter beschikking welke variëren van eenvoudige bepalingen tot nieuwe methoden gebaseerd op toepassing van geavanceerde apparatuur. Voorafgaande aan een algemeen overzicht van de meetmethoden dat zich vooral richt op de bruikbaarheid onder verschillende omstandigheden, wordt in het volgende eerst in detail ingegaan op de geavanceerde meetmethoden en de daarop gebaseerde berekening van het verband tussen D en θ, aangezien deze werden gebruikt voor het verkrijgen van experimentele gegevens.

2.1 Nieuwe experimentele technieken

2.1.1 De gammatransmissiemethode

Een bundel mono-energetische gammastralen wordt tijdens passage door een medium afgezwakt, afhankelijk van de aard en dichtheid van de componenten van het medium. Voorzover dit medium bestaat uit een grondkolom waarvan de vaste-fasesamenstelling constant gehouden wordt terwijl slechts het vochtgehalte aan verandering onderhevig is, vindt men dat de intensiteit van de 'onveranderde' straling (i.e. met een energieniveau gelijk aan de ingezonden straling) wordt afgezwakt volgens (wet van Beer):

$$I_{ws} = I_{Ds} \exp(-\mu_w \rho_l \theta d) \tag{1}$$

Hierbij is bij bekende waarde van de afzwakkingscoëfficiënt voor water μ_w, dichtheid van het bodemvocht ρ_l en gegeven dikte van de grondkolom d, de vochtfractie θ te berekenen uit de verhouding I_{ws} (intensiteit voor natte kolom): I_{Ds} (intensiteit voor droge kolom). Indien I_{Ds} niet bepaald kan worden of indien de volumieke massa van de droge grond ${}^b\rho$ tijdens de meting verandert, dient (1) geschreven te worden als:

$$I_{ws} = I_C \exp(-\mu_w \rho_l \theta d - \mu_s {}^b\rho d) \tag{2}$$

Hierin is μ_s de (gemiddelde) afzwakkingscoëfficiënt voor de betrokken grondsoort en voor de gebruikte gamma-energie en I_C de intensiteit van de doorgelaten onveranderde straling door de lege kolom zonder grond. Veranderen zowel θ als ${}^b\rho$ tijdens de meting dan is geen van beiden d.m.v. (enkelvoudige) gammatransmissietechniek te bepalen.

De gammatransmissiemethode wordt zowel in het veld als in het laboratorium toegepast. Om in het veld de vochtfractie van diepere lagen te meten dient men, in tegenstelling tot bij het gebruik van snelle neutronen, twee meetbuizen te installeren, waarin respectievelijk een bron en een detector neergelaten kunnen worden. Feddes (1971) gebruikte deze methode om de vochtopname door een gewas en om de worteldistributie te bestuderen.

Voor metingen aan het bodemoppervlak is de installatie van meetbuizen niet noodzakelijk, maar kan men de detector aan het bodemoppervlak houden terwijl de bron in een stalen pen tot 10–20 cm in de grond gedrukt wordt. Metingen die met dit instrument (fig. 1) op een proefboerderij in de Wieringermeer verricht werden, toonden aan dat zowel de vochtfractie als ook het droogvolumegewicht van de bovenste 5 cm van het bodemprofiel nauwkeurig bepaald kunnen worden.

Fig. 1. Voorbeeld van een instrument waarmee, d.m.v. gamma- en neutronenstraling, zowel de volumieke massa als de vochtfractie van het bodemoppervlak bepaald kunnen worden. a: Wolk van snelle en langzame neutronen. b: Gecombineerde neutronen en gammabron. c:Hoogste positie van gecombineerde bron, geschikt voor 'gamma backscatter'-methode. d: Lagere positie van de gecombineerde bron, geschikt voor 'gammatransmissie'methode. e: Teller. f: Geiger-Müller buizen voor gammadetectie. g: Bodemoppervlak. h: 'Gamma backscatter'-straling. i: Gammatransmissiestraling. j: BF_3-buizen voor detectie van langzame neutronen.

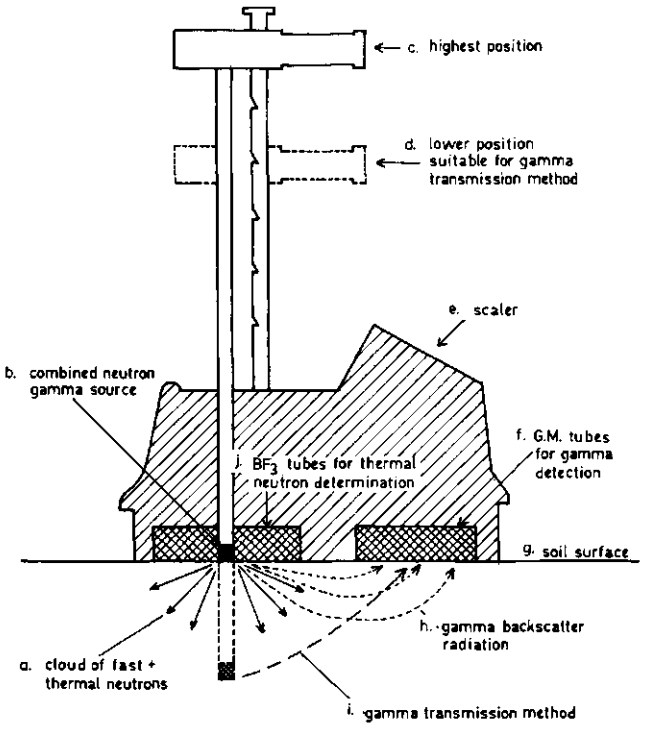


Fig. 1. Example of surface moisture density gauge.

In het laboratorium, waar deze techniek het meest wordt toegepast, zijn bron en detector veelal vast met elkaar verbonden en worden langs een grondkolom bewogen, zodat het verloop van de vochtfractie met de diepte wordt afgetast. Zulk een opstelling wordt '(gamma) column-scanner' genoemd.

Als bron voor mono-energetische gammastraling worden de radioisotopen Cs-137 (0,660 MeV) en Am-241 (0,060 MeV) gebruikt. Voor Cs-137 geldt dat de optimale diameter (waar de meting de hoogste gevoeligheid heeft) van de te meten grondkolom ca. 15 cm is, terwijl voor Am-241 een optimale diameter van 4,5 cm berekend kan worden. Omdat dunne grondkolommen met 'zachte' gammastraling gemeten kunnen worden en hierbij slechts een geringe veiligheidsafscherming nodig is, kan men hiervoor een column scanner van een lichte constructie gebruiken. De bij de vakgroep Bodemkunde en Bemestingsleer van de Landbouwhogeschool in gebruik zijnde scanner, welke in 1969 werd gebouwd, is van dit type (De Swart & Groenevelt, 1971). De bouw ervan is relatief goedkoop, terwijl een groot voordeel is gebleken dat men op eenvoudige wijze zowel vertikale als horizontale grondkolommen kan meten.

Omdat de intensiteit van de onveranderde straling gemeten dient te worden, worden de in de detector (NaI-kristal) opgevangen fotonen omgezet in een stroompuls, welke door een 'pulse height analyser' en een 'electronic discriminator system' wordt geleid. Dit maakt het in principe mogelijk 'onveranderde' fotonen te onderscheiden van veranderde en alleen de onveranderde te tellen. Het gebruik van de zachte gammastraling van Am-241 geeft hierbij doorgaans problemen daar bij interactie de gammaquanten ten dele een zo gering energieverlies ondergaan dat deze (elektronisch) onvoldoende onderscheiden kunnen worden van de fotonen die ongehinderd de kolom passeren. Dit probleem is te ondervangen door een extra mechanische discriminatie toe te passen d.m.v. collimatoren welke voor de bron en de detector geplaatst moeten worden en welke slechts toestaan dat fotonen met een ongebroken richting de detector bereiken (Groenevelt et al., 1969). Optimalisatie van deze collimatoren is erg belangrijk, omdat te lange collimatoren de afstand bron-detector onnodig vergroten hetgeen ten koste gaat van de stralingsintensiteit (Stroosnijder, 1973).

In de scanner voor Am-241 met kolommen van 4,5 cm diameter is gestreefd naar een zeer grote meetselectiviteit in de kolom waardoor zeer steile bevochtigingsfronten en de effecten van zeer dunne kleilenzen onderzocht konden worden (Groenevelt, 1969). Hierbij bezit de gecollimeerde bundel gammastraling slechts een hoogte van 1 mm. Door in een spleetvormige bronhouder van 1 × 10 mm een bron van 85 MBq (Mega becquerel) (= 230 mCi) Am-241 te pakken verkrijgt men nagenoeg de hoogst mogelijke stralingsintensiteit per mm^2. Deze intensiteit levert een I_{ws} door een vochtige grond van ca. 8000 s^{-1}. De standaardafwijking van de vochtfractie welke op deze wijze wordt gemeten bedraagt:

$$\sigma(\theta) = \mu_w^{-1} d^{-1} \sqrt{[1/(tI_{ws})]} \qquad (3)$$

zodat voor een teltijd t van 6 s per meetpunt en een I_{ws} van 8000 s^{-1}. met $\mu_w = 0{,}200$ een waarde van ca. 0,005 gevonden wordt. Halvering van de standaardafwijking wordt verkregen door een vervierdubbeling van de teltijd. In niet te droge grond is een

lange kolommen met een doorsnede van 12 cm gemeten worden. De kolomdiameter is een compromis tussen de optimale diameters voor Cs en Am, waarbij tevens een rol heeft gespeeld dat er voor deze 12 cm-kolommen apparatuur beschikbaar is (ICW, ITAL) om ongestoorde monsters in het veld te steken. Kolommen worden volkomen automatisch afgetast en de meetgegevens worden op ponsband vastgelegd. De berekening van zowel θ als ${}^{b}\rho$ kan op onafhankelijke wijze geschieden uit een stelsel van twee vergelijkingen van het type van (2), omdat de waarden van μ_s en μ_w voor Am verschillend zijn van die voor Cs. Dit verschil is echter dusdanig dat voor het onderhavige apparaat een minimum teltijd van 1 min per meetpunt gewenst bleek. Bij experimenten in zwellende gronden is deze langere meettijd echter geen bezwaar gebleken. Voor een uitgebreide verhandeling over de meetnauwkeurigheid wordt verwezen naar Stroosnijder & De Swart (1974), terwijl voor de feitelijke meethandeling en berekening een uitgebreide 'Users manual' beschikbaar is (De Swart & Stroosnijder, 1973). Voor het bepalen van μ_s(Am) en μ_s(Cs) is een aparte methode ontwikkeld omdat deze waarden kritisch bleken te zijn voor de nauwkeurigheid van de metingen. Vooral voor Am verschillen de waarden per grondsoort nogal. Zo vindt men voor zand $\mu_s = 0{,}2403$ en voor klei, $\mu_s = 0{,}2965$ terwijl dit voor Cs respectievelijk $\mu_s = 0{,}07612$ en $\mu_s = 0{,}07761$ is. Het meten aan ongestoorde grondkolommen, waarin mogelijkerwijs sterk verschillende grondsoorten voorkomen, is daarom niet mogelijk zonder nadere studie over de afzwakkingscoëfficiënten van de verschillende grondlagen. Deze kunnen op eenvoudige wijze aan de hand van geroerde submonsters bepaald worden, waarbij de ontwikkelde methode (Stroosnijder & De Swart, 1974) tot zeer nauwkeurige resultaten leidt.

2.1.2 Snelle, aan drukopnemers gekoppelde tensiometers

Tensiometers zijn instrumenten waarmee de druk (zie paragraaf 3.1) van het bodemwater gemeten kan worden, althans voorzover deze niet kleiner is dan ca. -900 mbar. Ze bestaan uit een poreus element dat zich in goed contact met de bodem bevindt, waardoor de druk van de vloeistof, welke zich in het poreuze element bevindt (meestal water) in evenwicht kan komen met de druk van het bodemwater. De druk in de vloeistof in het poreuze element kan gemeten worden met een water-, kwik-, of Bourdon-manometer, of met een zogeheten drukopnemer.

Er bestaan vele typen van poreuze elementen, welke van verschillende grofheid zijn, d.w.z. de poriën in het materiaal kunnen een grote of kleine diameter hebben. Het contact tussen het bodemwater en de tensiometervloeistof wordt verbroken (en daarmee gaat de bruikbaarheid van het instrument verloren) indien de druk in de vloeistof tot beneden de luchtintreewaarde van het poreuze element daalt. Er zijn poreuze materialen verkrijgbaar met een doorslagwaarde < -1 bar, in welk geval echter de dampbelvorming van het vrije water in het registratiegedeelte van de tensiometer het meetbereik toch beperkt tot ca. -900 mbar.

De water-, kwik- en Bourdon-manometers hebben als groot nadeel dat er t.b.v. de registratie een aanzienlijke vloeistofverplaatsing door het poreuze element plaats

moet vinden. Omdat deze verplaatsing enige tijd vergt, vooral wanneer fijn poreuze elementen gebruikt worden welke een lage doorlatendheid bezitten, is de druk in de vloeistof vaak niet in evenwicht met het bodemwater. Dit laatste maakt de meting tijdens stromingsprocessen, vooral tijdens snelle bevochtiging, nagenoeg onmogelijk. Dit probleem heeft ertoe geleid dat er voorheen veel aandacht geschonken werd aan een optimale keuze van de grofheid van de poreuze elementen, immers hoe grover hoe hoger de doorlatendheid. Bij een keuze van een grofheid waarbij de luchtintreewaarde kleiner dan 1 bar is treedt altijd het gevaar op van een voortijdige luchtintrede waardoor de meetfunctie van de tensiometers verloren gaat. Dit probleem is momenteel geheel ondervangen doordat er moderne materialen, zoals Al-Si-verbindingen (Coors Porcelain Company, Colorado, USA), beschikbaar zijn welke zeer fijn poreus zijn (< -3 bar) en tevens zeer doorlatend zijn. Ze lossen het probleem echter slechts ten dele op. Het relatief grote volume van de te verplaatsen vloeistof wordt nl. aan de grond onttrokken of er aan toegevoegd zodat tevens de doorlatendheid van de grond een belangrijke invloed op de evenwichtsinstelling heeft. Bij de huidige zeer doorlatende elementen zal de doorlatendheid van de grond al zeer gauw limiterend zijn.

Het probleem van de trage instelling van beschreven goedkope en eenvoudige registratiemethoden kon opgelost worden door moderne (elektrische) drukopnemers te gebruiken. Hierbij bepaalt de stand van een zeer gevoelig metalen membraan, dat reageert op de druk van de vloeistof, een elektrische aflezing, welke dus maatgevend is voor de druk in het bodemwater. De elektrische aflezing ondervangt een ander oud probleem, nl. de moeilijkheid om de registratie te automatiseren. Van de vele merken en types drukopnemers welke in de handel zijn voldoen de differentiële (deze kunnen direct de vloeistofdruk t.o.v. de heersende atmosferische druk meten) beter dan de absolute opnemers (zij meten de absolute druk tegen een ingebouwd vacuüm). Dit laatste type vereist veelal een aparte barometrische meting. Teneinde de nauwkeurigheid zo groot mogelijk te houden verdienen opnemers met een bereik van 10 tot 15 p.s.i. (1 p.s.i. $\approx$ 70 mbar) de voorkeur.

Omdat goede drukopnemers (temperatuur-gecompenseerd) aanvankelijk (1971) nogal kostbaar waren (ca. f 1500), was het aantrekkelijk om meerdere tensiometers afwisselend via een kraan op eenzelfde drukopnemer aan te sluiten. De besturing van de kraan kan elektrisch geschieden zodat het voordeel van de automatische aflezing behouden blijft. Verder hoeft men slechts één drukopnemer te ijken hetgeen eveneens een voordeel is. Nadelen zijn er echter ook. In de praktijk blijken de beste kranen door het vrijwel continue schakelen toch enigszins te lekken, terwijl de grote hoeveelheid slang welke nodig is de mogelijkheid tot vorming van luchtbellen in het systeem (diffusie door de slang) vergroot. Een ander nadeel is dat telkens slechts één tensiometer is 'aangeschakeld' waardoor een snelle aflezing van alle tensiometers tegelijkertijd niet mogelijk is. Dit laatste is bij het huidige gebruik van het analyseren van druk(potentiaal)profielen (zie paragraaf 2.2) een groot nadeel gebleken. Daar op dit moment (1975) goede drukopnemers voor ca. f 200 verkrijgbaar zijn (Semi Conductor) moet het gebruik van één drukopnemer per tensiometer worden aangeraden. Een systeem van één drukopnemer en 11 tensiometers, waarmee de meeste metingen in dit

verslag werden verricht, zal hierna besproken worden.

De tensiometers zijn van een speciale vorm, zodat zij gebruikt kunnen worden tijdens automatische metingen van de vochtfractie welke m.b.v. een 'gamma column scanner' (zie sectie 2.1.1) verricht worden. Opdat de ruimte tussen de gammabron en detector zo klein mogelijk gehouden kon worden is een speciaal plat type van klein formaat ontworpen zoals weergegeven in figuur 4. Het poreuze plaatje (diameter 10 mm, dikte 1 mm) is van eigen fabrikaat en wordt van keramische gietklei vervaardigd. De luchtintreewaarde is kleiner dan -900 mbar terwijl de doorlatendheid ca. $3{,}5 \times 10^{-6}$ cm$^3 \cdot$sec$^{-1} \cdot$mbar^{-1} bedraagt. De schroeven en de o-ring zorgen ervoor dat de poreuze plaat in goed contact blijft met de grond ook indien deze bij uitdroging een geringe krimp zou vertonen. Vachaud & Thony (1971) toonden aan dat er geen verschil in druk wordt afgelezen tussen een tensiometer welke zich aan de wand van de grondkolom bevindt en één welke in het midden van de grond is geplaatst. De onderste uitlaat is met dikke nylon slang (Polypenco) verbonden met de automatische kraan. De bovenste uitlaat, welke dient om de tensiometer te kunnen ontluchten, wordt afgesloten door een eenvoudig te bedienen nylon kraan (Chromaflex).

In het totaal kunnen 11 van zulke tensiometers op de automatische kraan (Scanivalve) worden aangesloten zoals bijvoorbeeld in een kolom grond van 1 meter, het-

Fig. 4. De tensiometer welke in combinatie met de gammatransmissiemethode gebruikt wordt. Schaal 1:1. a: Perspexbuis. b: Koperen houder welke op de perspexbuis is gelijmd. c: O-ring. d: Koperen tensiometer. e: Poreus plaatje, 10 mm diameter, 1 mm hoogte. f: Koperen plaatje dat de tensiometer tegen de grond gedrukt houdt. g: Boutjes voor plaatje. h: Slangverbinding met de drukopnemer. i: Ontluchtingsuitlaat. j: Chromaflex nylon kraan.

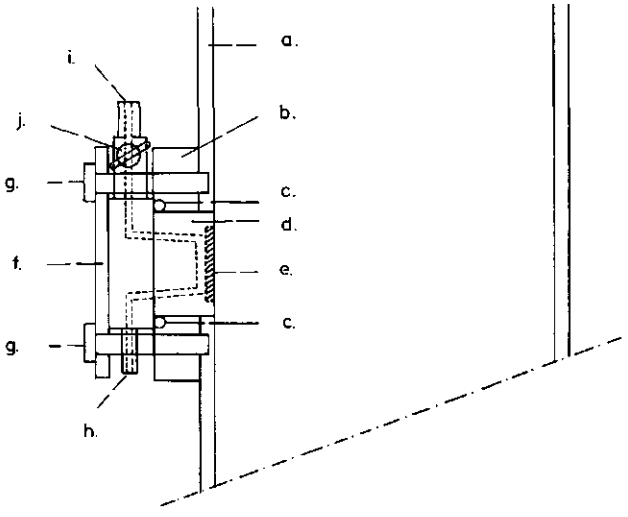


Fig. 4. The tensiometer as used in combination with the gamma transmission technique. Scale $\times 1$. a: Perspex tube. b: Brass housing sealed to perspex tube. c: O-ring. d: Brass tensiometer body. e: Porous plate, diameter 10 mm, height 1 mm. f: Brass plate that presses tensiometer to soil. g: Bolts. h: Tube to pressure transducer. i: Air outlet. j: Chromaflex nylon valve.

geen in figuur 5 en figuur 6 is afgebeeld. In de getoonde opstelling kan tegelijkertijd de vochtfractie automatisch geregistreerd worden en de gebruikte plexigumbuis (diameter 46 mm) zowel in horizontale als in vertikale positie in de column scanner geplaatst worden. De automatische kraan, welke 12 ingangen (11 tensiometers en 1 referentie) en 1 uitgang heeft, wordt gestuurd door een tijdschakelaar van eigen fabrikaat (Stroosnijder & Koorevaar, 1972), welke de tensiometers naar keuze voor een eveneens te kiezen tijd, tussen 3 en 999 s, kan inschakelen.

De drukopnemer (Statham, PM 131 $\pm$10 psi) heeft voor het gevoelige membraan een kleine met water gevulde ruimte (perspex, eigen fabrikaat), welke met de uitgang van de meervoudige kraan is verbonden. De differentiële ingang van de opnemer is aan de atmosferische druk blootgesteld. De invoerspanning van de opnemer bedraagt 5 V DC en de uitvoerspanning is 28 $\mu V \cdot mbar^{-1}$. Deze uitvoer wordt versterkt door een regelbare 'operational amplifier' (eigen fabrikaat) tot precies 1 $mV \cdot mbar^{-1}$. Alle metingen kunnen worden afgelezen op een digitale voltmeter (Solartron) en op een recorder worden (Kipp) geregistreerd.

De responstijd van het gehele meetsysteem, tensiometer, nylonslang en de opnemerkamer inbegrepen, werd volgens een methode van Watson (1965) bepaald op ca. 2 s. Met de eerder vermelde doorlatendheid van het poreuze element kan een systeem gevoeligheid van 1,4 $\times$ 10^5 $mbar \cdot cm^{-3}$ berekend worden, hetgeen duidelijk maakt hoe gering de vochtverplaatsing door het poreuze element en dus ook door de

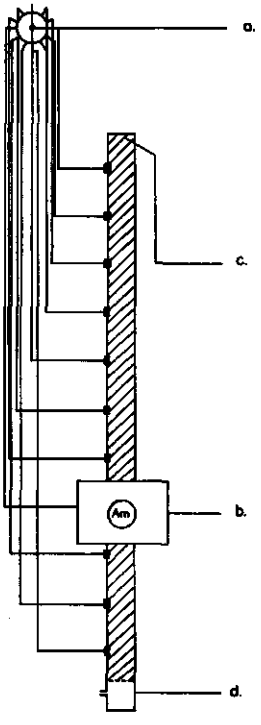


Fig. 5. Schema van de meetapparatuur welke zowel de vochtfractie θ als de (tensiometer)druk p automatisch registreert. a: Schakelklok, drukopnemer en recorder. b: Gammadetector, elektronische en mechanische discriminatie, digitale printer en recorder. c: Meetsysteem aan het bodemoppervlak ter bepaling van grootheden zoals temperatuur en windsnelheid. d: Meetsysteem aan de onderzijde van de grondkolom ter bepaling van grootheden zoals vochtpotentiaal en drainageflux.

Fig. 5. Experimental set-up of instrument that records θ and p automatically. a: Scanivalve timer-pressure transducer-recorder system. b: Gamma detector-electronic and mechanical discrimination-digital printer-recorder system. c: Recordering system at the soil surface for determining quantities as temperature and windspeed. d: Recordering system at the soil bottom for determining quantities as moisture potential and drainage flux.

Fig. 6. Automatische apparatuur om θ en p te meten.

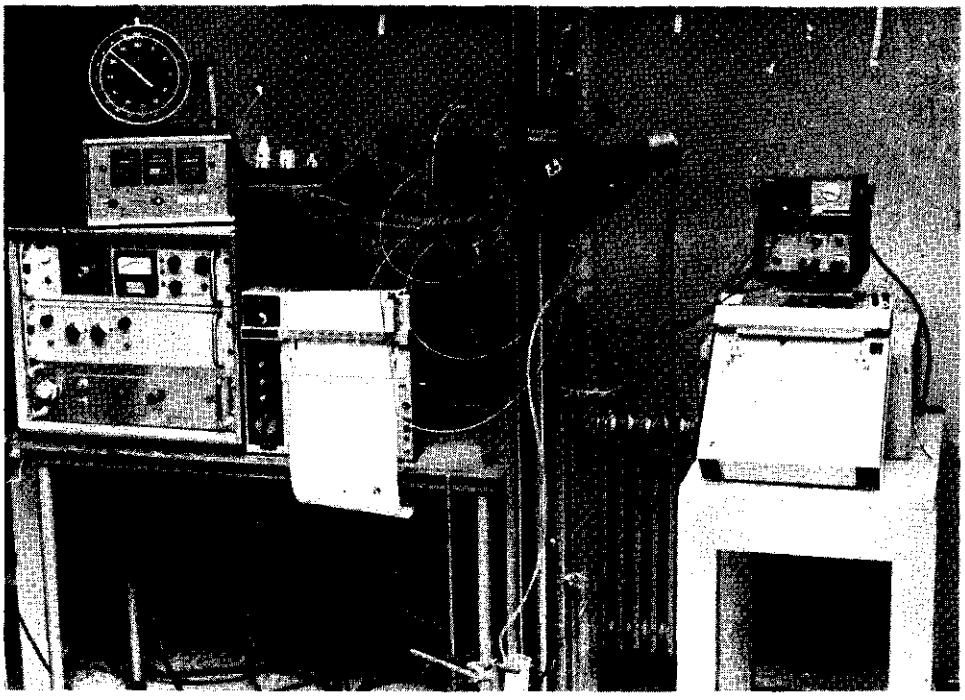


Fig. 6. Automatic instrument that records θ and p.

grond behoeft te zijn. De korte responstijd en de hoge gevoeligheid maken het niet nodig om een tijdcorrectie toe te passen voor drukmetingen welke gedurende een niet-stationair stromingsproces verricht worden. Dit laatste heeft nieuwe mogelijkheden geopend voor het meten van de vochtkarakteristiek en voor de bepaling van de hydraulische doorlatendheid tijdens niet-stationaire stromingsprocessen (zie ook paragraaf 2.2).

2.1.3 Analyse van het absorptiefront ter bepaling van $D(\theta)$

Deze methode werd in 1956 door Bruce & Klute geïntroduceerd en wordt wel aangeduid als de 'Boltzmann-transform'-methode. De toepasbaarheid werd aanzienlijk vergroot door de, in de vorige sectie beschreven, nieuwe methodieken voor het continue volgen van de verandering van θ en p^m (de matrix druk(potentiaal), zie paragraaf 3.1) tijdens infiltratieprocessen in kolommen.

Alhoewel dit verslag zich voornamelijk met de infiltratie (vertikaal neerwaarts gerichte waterstroming) bezighoudt, is het toch interessant om nader in te gaan op de absorptiestroming, d.w.z. de bevochtiging van de grond waarbij de invloed van de

zwaartekracht verwaarloosd mag worden. Deze stroming kan in het laboratorium worden bestudeerd aan grondkolommen in horizontale stand, terwijl in het veld veelal de infiltratiestroming voor korte tijd gelijk wordt gesteld aan de absorptiestroming daar voor kleine t de absorptiekrachten sterk overheersen over de zwaartekracht. Het meten van het absorptiefront in het laboratorium is met de techniek, zoals beschreven in sectie 2.1.1, bijzonder eenvoudig. De ervaring leert dat een nadere analyse van het absorptiefront op snelle en nauwkeurige wijze informatie verschaft over $D(\theta)$.

Een kenmerk van de partiële differentiaalvergelijking voor de waterbeweging in de grond (zie paragraaf 3.3) is, dat men bij verwaarlozen van de zwaartekrachtsterm, via een substitutie van de beide onafhankelijk variabelen x en t door $\lambda = xt^{-1/2}$ (variabele van Boltzmann), een gewone differentiaalvergelijking verkrijgt. De θ-vorm van zulk een differentiaalvergelijking luidt:

$$-\frac{\lambda}{2}\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda}\left[D(\theta)\frac{d\theta}{d\lambda}\right] \tag{4}$$

welke voor bepaalde randvoorwaarden, zoals:
$\theta = \theta_i$ voor $\lambda = \infty$
$\theta = \theta_s$ voor $\lambda = 0$
goed oplosbaar is voor iedere willekeurige $D(\theta)$. Vergelijking (4) voorspelt, dat er in termen van θ en λ slechts één uniek absorptiefront is, dat onafhankelijk van de tijd is en dat, omdat men ieder gemeten absorptiefront, $\theta(x,t)$, kan omzetten in een λ-θ-front, op ieder willekeurig tijdstip t kan worden bepaald. Integratie van (4) en gebruik van bovenvermelde randvoorwaarden levert:

$$-\int_{\theta_i}^{\theta}\lambda\,d\alpha = 2\,D(\theta)\frac{d\theta}{d\lambda} \tag{5}$$

waaruit volgt dat $D(\theta)$ bepaald kan worden als:

$$D(\theta) = -\frac{1}{2}\frac{d\lambda}{d\theta}\int_{\theta_i}^{\theta}\lambda\,d\alpha \tag{6}$$

Meet men het absorptiefront op een vast tijdstip t_1 ('moisture profile'), dan kan men (6) ook schrijven als:

$$D(\theta) = -\frac{1}{2t_1}\frac{dx}{d\theta}\int_{\theta_i}^{\theta}x\,d\alpha \qquad \text{(Bruce \& Klute, 1956)} \tag{7}$$

Meet men daarentegen het verloop van de vochtfractie θ in de tijd op een bepaalde plaats x_1 ('moisture transient'), dan kan men (6) ook schrijven als:

$$D(\theta) = \frac{1}{4}\frac{x_1^2}{t^{3/2}}\frac{dt}{d\theta}\int_{\theta_i}^{\theta}\frac{1}{\sqrt{t}}d\alpha \qquad \text{(Whisler et al., 1968)} \tag{8}$$

Beide methoden geven, in de praktijk toegepast, dezelfde resultaten (Selim et al, 1970; Van Keulen & Stroosnijder, 1973).

Alhoewel met deze methoden $D(\theta)$ nauwkeurig bepaald kan worden voor waarden

van θ in het middengebied tussen θ_i en θ_s, blijkt dit onmogelijk te kunnen voor hoge θ-waarden dicht bij verzadiging. Juist in dit traject is kennis van de juiste waarde van $D(\theta)$ erg belangrijk (Hanks & Bowers, 1963). De onnauwkeurigheid bij verzadiging wordt veroorzaakt door de moeilijkheid om de zeer flauwe vochtgradiënten nabij verzadiging uit de meetgegevens te bepalen. Een oplossing voor dit probleem is het aanleggen van een verzameling van absorptieprofielen λ-θ, welke allen het resultaat zijn van zeer nauwkeurige berekeningen voor verschillenden $D(\theta)$-functies. De in de praktijk gemeten absorptieprofielen kunnen dan met die welke in de verzameling voorhanden zijn, vergeleken worden om zodoende die $D(\theta)$ op te kunnen sporen welke aan de gemeten curve ten grondslag ligt.

Teneinde enige systematiek in een overzicht van bekende λ-θ-curves te verkrijgen lijkt het nuttig om geen willekeurige $D(\theta)$ te gebruiken, maar hiervoor een aantal welomschreven functies te nemen welke een in de praktijk gemeten $D(\theta)$ goed kunnen beschrijven. De eenvoudigste manier om een groot aantal oplossingen van (4) te verkrijgen is dan om $D(\theta)$ zo te kiezen dat analytische oplossingen mogelijk zijn. Philip (1960, 1969a) geeft een overzicht van nagenoeg alle D-θ-verbanden die hieraan voldoen. De $D(\theta)$ welke door Brutseart (1968) wordt gebruikt, behoort tot dit type. Helaas blijken al deze D-θ-verbanden slechts weinig overeenstemming te vertonen met de werkelijke $D(\theta)$, zodat analytische oplossingen van (4) van weinig nut lijken.

Voor lineaire en exponentiële $D(\theta)$ kan de methode van Wagner (1952, in Crank, 1956, p. 155) gebruikt worden. Hierbij wordt (4) geïntegreerd vanaf $x = 0$, waarbij de beginwaarde $(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\lambda)_{x=0}$ bekend is doordat deze via een empirische relatie aan de randvoorwaarde $\theta = \theta_i$, $\lambda \to \infty$ is gekoppeld. Lineaire $D(\theta)$ wordt gebruikt door Scott et al. (1962), terwijl exponentiële $D(\theta)$ zowel door Gardner & Mayhugh (1958), Scott et al. (1962) als door Singh (1967), Yeh & Franzini (1968), en vele anderen worden gebruikt. Deze eersten gebruiken als exponentiële $D_E(\theta)$:

$$D_E(\theta) = D(\theta_i) \exp\,[\beta(\theta - \theta_i)] \tag{9}$$

Hiermee kan (4) in de dimensieloze en gereduceerde variabelen $\bar{\lambda} = x/\sqrt{D(\theta_i)t}$ en $\bar{\theta} = (\theta-\theta_i)/(\theta_s-\theta_i)$ geschreven worden als:

$$-\frac{\bar{\lambda}}{2}\frac{\mathrm{d}\bar{\theta}}{\mathrm{d}\bar{\lambda}} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\bar{\lambda}}\left\{\exp\,[\beta\bar{\theta}(\theta_s - \theta_i)]\,\frac{\mathrm{d}\bar{\theta}}{\mathrm{d}\bar{\lambda}}\right\} \tag{10}$$

M.b.v. een iteratieve methode van Philip (1955) wordt (10) opgelost voor verschillende waarden van $\exp\,[\beta(\theta_s-\theta_i)] = D(\theta_s)/D(\theta_i)$ waarmee een familie van $\bar{\lambda}$-$\bar{\theta}$-curven wordt verkregen.

Een experimenteel gemeten λ-θ-curve kan nu voor een aantal waarden van $D(\theta_i)$ omgezet worden in een aantal $\bar{\lambda}$-$\bar{\theta}$-curven, die vervolgens vergeleken worden met de berekende familie. Die curve waarvoor de beste overeenstemming bereikt wordt, bepaalt zowel $D(\theta_i)$ als $D(\theta_s)/D(\theta_i)$ en dus β, waarmee de $D_E(\theta)$ volledig is bepaald. Deze procedure is nogal omslachtig waarbij tevens het gebruik van $D(\theta_i)$ geen handige keuze lijkt om bij deze 'curve fitting' te hanteren. Bij absorptie in droge brond is $D(\theta_i)$ zeer klein, hetgeen de procedure bemoeilijkt, en waarbij het vaststaat dat de feitelijke

waarden van $D(\theta_i)$, voor wat betreft de cumulatieve infiltratie bijvoorbeeld, van geen enkel belang is (Hanks & Bowers, 1963; Stroosnijder & Van Keulen, 1973). Bolt (1969) en Stroosnijder & Van Keulen (1973) gebruikten (9) met D_s, de diffusivity behorende bij het vochtgehalte aan het bodemoppervlak (meestal verzadiging), voor welke waarde de cumulatieve infiltratie wel zeer gevoelig is. Vergelijking (10) wordt dan:

$$-\frac{\bar{\lambda}}{2}\frac{d\bar{\theta}}{d\bar{\lambda}} = \frac{d}{d\bar{\lambda}}\left\{\exp\left[\Delta(\bar{\theta}-1)\right]\frac{d\bar{\theta}}{d\bar{\lambda}}\right\} \qquad \text{met } \bar{\lambda} = x/\sqrt{D_s t} \tag{11}$$

Stroosnijder & Van Keulen (1973) losten (11) numerisch op met de iteratieve methode van Philip (1955) voor verschillende waarden van $\Delta = \beta(\theta_s - \theta_i)$ en geven een familie van curven zoals in figuur 7. De procedure om $D(\theta)$ te vinden uit figuur 7 en een experimentele λ-θ-curve is dezelfde als die, welke eerder vermeld is.

Deze procedure kan zeer sterk vereenvoudigd worden door toepassing van een nomogram zoals in figuur 8. Het blijkt dat iedere curve in figuur 7 een karakteristieke vorm heeft welke uitsluitend van $\Delta = \beta(\theta_s - \theta_i)$ afhangt en onafhankelijk is van $D(\theta_s)$. Deze karakteristieke vorm, welke dus ook van een experimentele λ-θ-curve direct de Δ-waarde oplevert, werd door Stroosnijder & Van Keulen (1973) gekarakteriseerd door de verhouding van de hoeveelheid water welke binnen de gemiddelde indringingsdiepte d_{eq} valt en de totale binnengedrongen hoeveelheid. De vormfactor luidt derhalve:

$$S_d/S = \int_0^{d_{eq}} (\theta - \theta_i)\,dx \Big/ \int_0^{\infty} (\theta - \theta_i)\,dx = \int_0^{\lambda_{eq}} (\theta - \theta_i)\,d\lambda \Big/ \int_0^{\infty} (\theta - \theta_i)\,d\lambda \tag{12}$$

Fig. 7. Absorptieprofielen in de gereduceerde variabelen $\bar{\theta}$ en $\bar{\lambda}$ voor verschillende $D_B(\theta)$, weergegeven d.m.v. verschillende Δ-waarden.

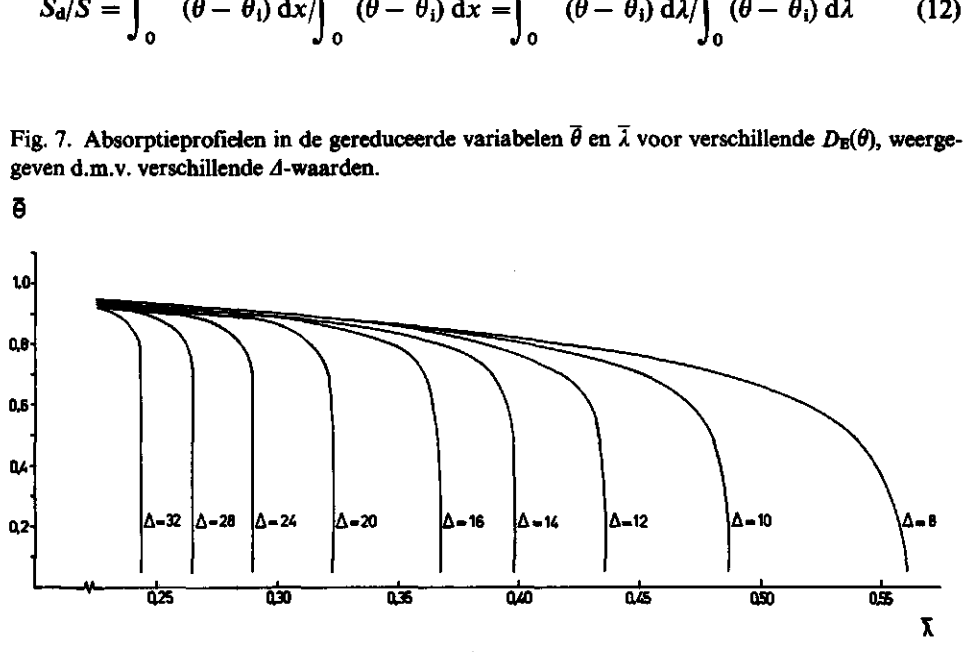


Fig. 7. Absorption profiles in scaled variables $\bar{\theta}$ and $\bar{\lambda}$ for different $D_B(\theta)$, indicated by different Δ values.

Fig. 8. Nomogram voor $D_E(\theta)$ voor verschillende waarden van $\lambda_{eq}(\text{cm} \cdot \text{min}^{-1/2})$.

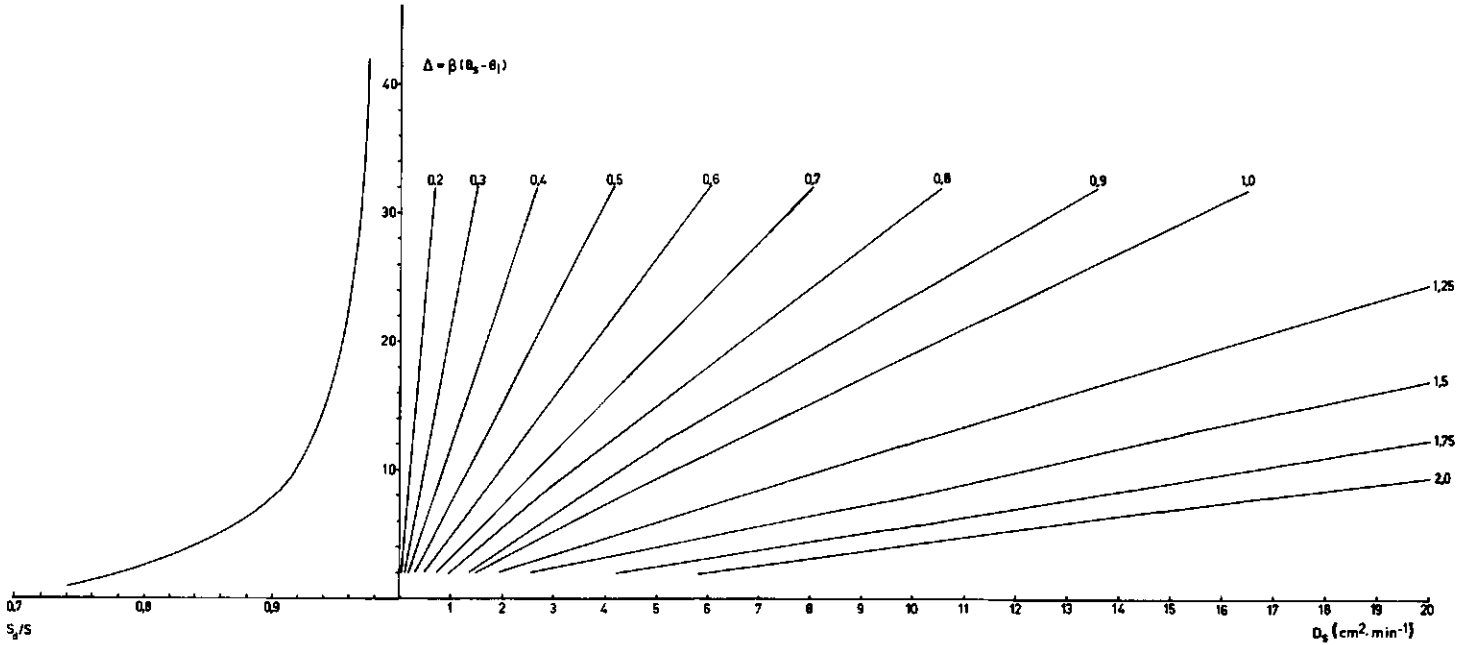


Fig. 8. Nomogram for $D_E(\theta)$ for different values of $\lambda_{eq}(\text{cm} \cdot \text{min}^{-1/2})$.

Fig. 9. $D_E(\bar{\theta})$ voor drie Nederlandse gronden; door experimentele waarden (getrokken lijn) en zoals bepaald uit het nomogram, Fig. 8 (onderbroken lijn). V.l.n.r. Randwijk-klei, löss en Blokzijl-zand.

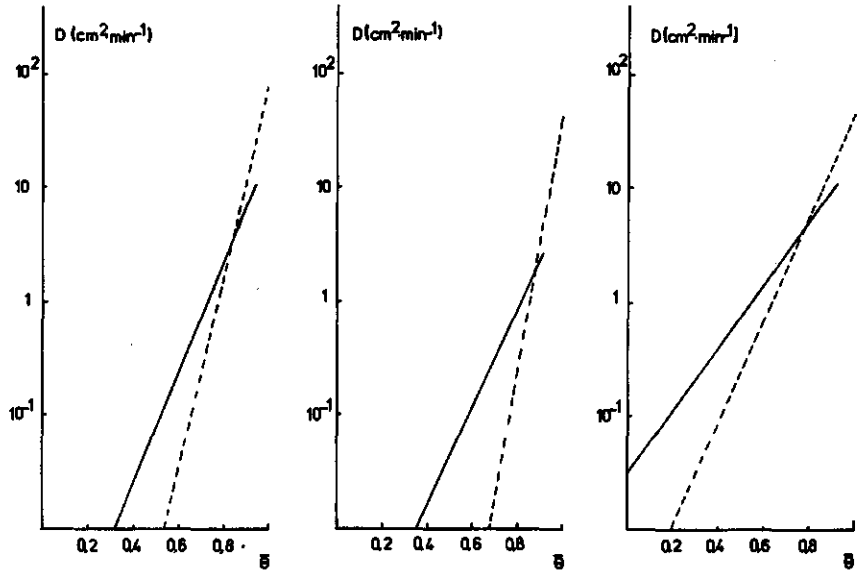


Fig. 9. $D_E(\bar{\theta})$ for three Dutch soils. Solid lines: drawn through experimental values. Broken lines: determined from the nomogram (Fig. 8). F.l.t.r. Randwijk clay, loess and Blokzijl sand.

waarin de gemiddelde bevochtigingsdiepte (equivalent depth of wetting), $d_{eq} = \int_0^\infty(\theta-\theta_i)dx/(\theta_s-\theta_i) = S/(\theta_s-\theta_i)$ is en $\int_0^\infty(\theta-\theta_i)d\lambda$ de sorptivity S wordt genoemd. De linkerzijde van figuur 8 bepaalt $\Delta(S_d/S)$, de rechterzijde de waarde $D_s(\Delta,d_{eq})$ levert.

In de praktijk blijkt een $D_E(\theta)$ niet voor alle gronden te voldoen. Volgens de definitie van de diffusivity immers moet $D\to\infty$ als $\theta\to\theta_s$, hetgeen niet in overeenstemming is met (9). In gronden welke een sterk niet-lineaire $D(\theta)$ vertonen zal het gebruik van figuur 8 tot equivalente waarden van D_s en β leiden. Deze waarden zullen weliswaar een juist absorptieverloop kunnen voorspellen, zowel qua hoeveelheid geabsorbeerd water (sorptivity) als qua vorm van het front, maar zij hebben geen enkele relatie tot het werkelijke $D(\theta)$-verloop. Dit laatste wordt geïllustreerd in figuur 9, waar $D_E(\bar{\theta})$ door experimenteel bepaalde D-waarden voor 3 gronden (gestoorde monsters) is weergegeven (ononderbroken lijnen) alsook de $D_E(\theta)$ zoals die m.b.v. het nomogram (fig. 8) werden bepaald (onderbroken lijnen).

Stroosnijder & Bolt (1974) gebruikten de volgende $D(\theta)$, welke de eigenschap bezit dat $D\to\infty$ als $\theta\to\theta_s$, en welke een vereenvoudigde vorm is van een (power-)functie welke door Ahuja & Swartzendruber (1972) werd voorgesteld:

$$D_P(\theta) = a\theta^{5m}(\theta_s-\theta)^{-m} \qquad (13)$$

waarin a en m constanten zijn. De absorptievergelijking met als variabelen $\bar{\theta} = \theta/\theta_s$ en $\bar{\lambda} = x/\sqrt{a\theta_s^{4m}t}$ luidt:

Fig. 10. Absorptieprofielen in de gereduceerde variabelen $\bar{\theta}$ en $\bar{\lambda}$ voor $D_P(\theta)$ met $m = 0{,}6$ en voor verschillende waarden van de initiële vochtfractie.

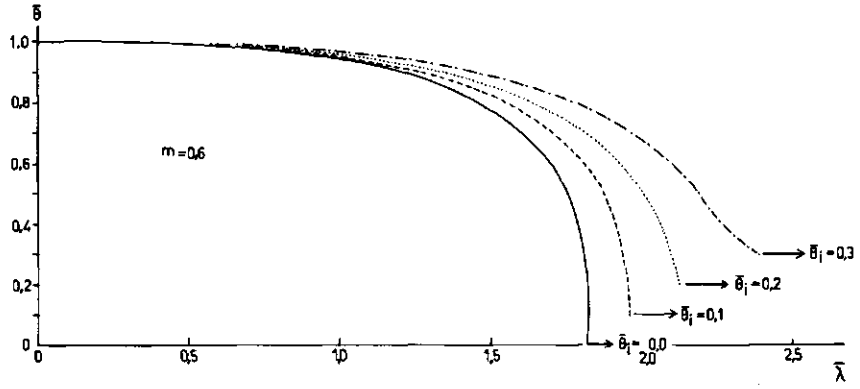


Fig. 10. Absorption profiles in the scaled variables $\bar{\theta}$ and $\bar{\lambda}$ for $D_P(\theta)$ with $m = 0.6$ and for various values of the initial moisture fraction.

$$-\frac{\bar{\lambda}}{2}\frac{d\bar{\theta}}{d\bar{\lambda}} = \frac{d}{d\bar{\lambda}}\left[\frac{\bar{\theta}^{5m}}{(1-\bar{\theta})^m}\frac{d\bar{\theta}}{d\bar{\lambda}}\right] \tag{14}$$

welke met de randvoorwaarden:

$$\left.\begin{aligned}\bar{\theta} &= 1, \bar{\lambda} = 0\\ \bar{\theta} &= \bar{\theta}_i, \bar{\lambda} = \infty\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

direct geïntegreerd kan worden tot:

$$\int_{\bar{\theta}_i}^{\bar{\theta}} \bar{\lambda}\, d\alpha = -2\frac{\bar{\theta}^{5m}}{(1-\bar{\theta})^m}\frac{d\bar{\theta}}{d\bar{\lambda}} \tag{16}$$

Voor iedere waarde van m en $\bar{\theta}_i$ kan (16) opgelost worden, hetgeen voor iedere m-waarde een familie van curven levert zoals in figuur 10.

Al deze curven kunnen wederom samengevoegd worden in een nomogram, figuur 11. Aan de linkerzijde bepaalt dezelfde vormfactor S_d/S, de m-waarde terwijl de rechterzijde $a(m, \theta_s, S)$ levert waarmee $D_P(\theta)$ geheel bepaald is.

In de praktijk zal de bepaling van de sorptivity S op eenvoudige wijze kunnen geschieden (Talsma, 1969), maar het bepalen van de vormfactor vereist kennis omtrent het verloop van de vochtfractie over het bevochtigingsfront. In het laboratorium kan dit op eenvoudige wijze bepaald worden m.b.v. gammastraling (zie sectie 2.1.1) of door het analyseren van de experimentele kolom grond. In het veld zal deze bepaling echter problemen opleveren. Voor kleine waarden van $\bar{\theta}_i$ (Stroosnijder & Bolt, 1975) kan een vergelijking van Parlange (1975b) gebruikt worden, welke $m(\lambda_f, S, \bar{\theta}_i)$ oplevert en waarin λ_f de positie van de teen van het bevochtingsfront is welke veelal op eenvoudige wijze visueel bepaald kan worden. De rechterzijde van figuur 11 wordt door Parlange (1975b) eveneens door een vergelijking benaderd welke $a = f(S, m, \bar{\theta}_i)$ geeft en waarin f een aantal standaardgammafuncties behelst.

Fig. 11. Nomogram voor $D_P(\theta)$ voor verschillende waarden van $\bar{\theta}_i$.

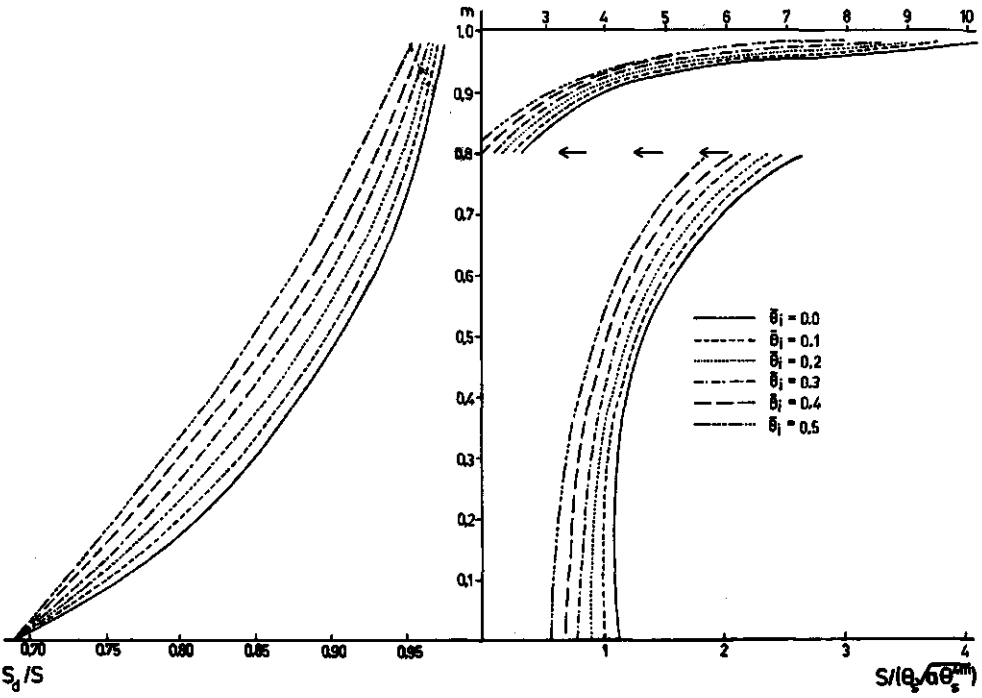


Fig. 11. Nomogram for $D_P(\theta)$ for different values of $\bar{\theta}_i$.

2.2 Gebruikswaarde van stelsels van meet- en berekeningstechnieken

In de literatuur komen zeer veel verschillende meet- en berekeningstechnieken voor waarvan er slechts enkele hier genoemd zullen worden. Deze zijn gekozen op grond van hun eenvoud in de uitvoering, hun nauwkeurigheid en hun geschiktheid om tezamen met andere technieken een compleet inzicht in de infiltratie eigenschappen van een bodem te verschaffen. In de laatste paragraaf van dit hoofdstuk zal nader worden ingegaan op de gebruikswaarde van stelsels van de besproken meetmethoden.

In het algemeen kan nog worden opgemerkt, dat de meetmethodieken zijn gerangschikt ruwweg in volgorde van toenemende verfijning en daarmee toenemende behoeften aan technische voorzieningen. Over voor- en nadelen van de geavanceerde meettechnieken t.o.v. de meer eenvoudige methoden dient hierbij het volgende te worden overwogen:

Voordelen:

1. Grotere nauwkeurigheid in de meting aan het betreffende monster.
2. Veelal grote snelheid waarmee de meting uitgevoerd kan worden.
3. Metingen mogelijk tijdens niet-stationaire stromingsprocessen. Aan eenzelfde

monster waaraan $k(\theta)$ wordt gemeten kan eveneens $\theta(p^m)_w$ en $\theta(p^m)_d$ (respectievelijk de hoofdbevochtigings- en de hoofduitdrogingstak van de vochtkarakteristiek) worden gemeten, zodat $D(\theta)_w$ en $D(\theta)_d$ berekend kunnen worden.
4. De metingen zijn niet destructief, d.w.z. er kunnen vele metingen aan hetzelfde monster worden gedaan.
5. Er zijn herhalingsmetingen mogelijk, hetzij onder dezelfde meetomstandigheden, hetzij onder gewijzigde meetomstandigheden zoals bij een andere initiële vochtfractie.
6. Omdat er relatief veel eigenschappen gemeten worden en er dus slechts weinig of niets door berekening verkregen behoeft te worden, kunnen deze berekeningen, indien zij toch uitgevoerd worden, als controle dienen.

Nadelen:
1. Hoge investeringskosten.
2. Er is geschoold personeel nodig om de meting uit te voeren en de (vele) meetgegevens te verwerken.
3. De apparatuur is veelal kwetsbaar.
4. Er bestaat gevaar dat men de waarde van de grote meetnauwkeurigheid overschat. Deze meetnauwkeurigheid geldt slechts per meting en per monster, zodat zij de onderlinge spreiding tussen metingen aan verschillende monsters veelal onverlet laat. Het karakteriseren en het in rekening brengen van deze onderlinge verschillen is in de praktijk vaak een groter probleem dan de meetnauwkeurigheid van de metingen aan een enkel monster.

2.2.1 Specificatie van meet- en berekeningsmethoden

a. Bepaling van de hoofduitdrogingstak van de vochtkarakteristiek $\theta(p^m)_d$ aan ringmonsters

De ringmonsters worden verondersteld een bepaalde hoeveelheid (meestal 100 cm^3) ongestoorde grond te bevatten. Ze kunnen monsters van het bodemoppervlak of van diepere lagen bevatten. Deze laatste monsters worden dan in een profielkuil of m.b.v. een speciale boor genomen. De $\theta(p^m)_d$-bepaling gebeurt veelal op routinebasis aan grote aantallen monsters volgens internationaal aanvaarde standaardtechnieken (Stakman et al., 1969).

Doordat de metingen op routinebasis geschieden, kan aan een groot aantal monsters op één en dezelfde plaats gemeten worden, zodat inzicht verkregen wordt in de (micro)heterogeniteit. Ook mogelijke horizontale (macro-) of vertikale (profiel-) heterogeniteit kan worden vastgesteld door aan grote aantallen monsters te meten. Of men deze heterogeniteit voldoende karakteriseert door met statistisch verantwoorde gemiddelden te werken of door de invoering van verschillende klassen, is nog onderwerp van onderzoek. Het is in dit kader slechts van belang te constateren, dat dit één van de weinige metingen is die zo eenvoudig en goedkoop is dat aan grote aantallen monsters gemeten kan worden.

b. Bepaling van de hoofdbevochtigingstak van de vochtkarakteristiek $\theta(p^m)_w$ aan ringmonsters

Deze meting is technisch iets minder eenvoudig uit te voeren dan meting **a.** Door de ringmonsters eerst te verzadigen verkrijgt men meestal een beter contact tussen het monster en het medium waarmee het monster in evenwicht moet komen. Daarom wordt de $\theta(p^m)_w$-bepaling meestal na de $\theta(p^m)_d$-bepaling uitgevoerd. Helaas wordt de $\theta(p^m)_w$-bepaling veel minder algemeen toegepast dan de bepaling onder **a**, terwijl voor bevochtigingsprocessen juist **b** belangrijker is dan **a**, welke op zijn beurt bij de drainagebeschouwing van primair belang is (Stakman, 1974). Door zowel **a** als **b** te meten, en eventueel nog een enkele tussenliggende bevochtigings- of uitdrogingstak, verkrijgt men een goed inzicht in de hysterese-eigenschappen van de grond. Deze eigenschappen spelen met name bij de herverdeling van het bodemvocht (zie hoofdstuk 8) en bij het vochtbergend vermogen van de grond een belangrijke rol.

c. Bepaling van de verzadigde doorlatendheid

Voor een gedetailleerd overzicht van zowel laboratorium- als veldmethoden om de verzadigde doorlatendheid te meten, wordt verwezen naar Kessler & Oosterbaan (1974). De hierin behandelde methoden zijn in twee categoriën te verdelen. In de eerste categorie meet men de verzadigde doorlatendheid (na min of meer langdurige verzadiging van het monster) bij een p^m-waarde in de grond, welke overal positief is. De in Nederland meest toegepaste methoden zoals de boorgatenmethode, de 'constant head'- en de 'falling head'-methoden behoren tot deze categorie. De grote belangstelling voor deze waarde van de doorlatendheid, welke met k_{sd} (d = drainage) wordt aangegeven, volgt uit het grote belang dat de k_{sd}-waarde heeft voor de drainage, een belangrijke tak van de hydrologie in Nederland. Voor de infiltratie is echter de k_{sw} (w = wetting) van meer belang, welke in paragraaf 5.1 gedefinieerd wordt als de doorlatendheid van de grond wanneer de matrixdruk(potentiaal) van het bodemvocht p^m tijdens de bevochtiging juist overal de waarde nul bereikt. De ringinfiltrometer-methode is een voorbeeld van een methode waarmee k_{sw} bepaald wordt, terwijl de 'double tube'-methode in deze als twijfelachtig beschouwd moet worden.

Een methode waarmee k_{sw} aan ongestoorde (en ook aan geroerde) grondkolommen gemeten kan worden is de volgende (zie fig. 12): In een ongestoorde grondkolom

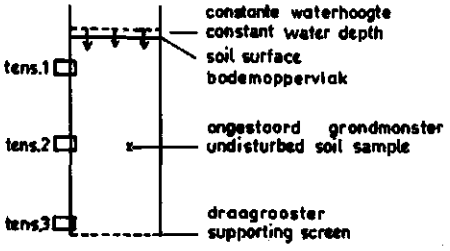


Fig. 12. Opstelling ter bepaling van de verzadigde doorlatendheid tijdens bevochtiging, k_{sw}.

Fig. 12. Experimental set-up for estimating saturated conductivity during wetting, k_{sw}.

bevestigt men minstens 2 tensiometers. Men infiltreert de kolom via een dunne waterlaag. Om verstoring van het bodemoppervlak te voorkomen kan deze afgedekt worden met een dunne zeer doorlatende poreuze plaat. Aan de onderzijde bevindt zich een fijn raster waarop de grond rust. Als het infiltratiefront dit raster bereikt heeft, zal eerst de p^m van het bodemvocht tot 0 moeten stijgen alvorens (vrij) water de kolom uitdruppelt. M.b.v. de tensiometers kan men aflezen wanneer er een constante gradiënt van de hydraulische druk ontstaat. (Bij juist verzadigd raken van een homogene grond, waarbij de impedantie van de poreuze plaat en het raster nihil zijn, is dit ongeveer gelijk aan 1 mbar/cm). Bij gebruik van meer tensiometers kan men controleren of de gradiënt van de hydraulische druk overal in de grond gelijk is. Blijkt dit tijdens stationaire stroming niet het geval, dan betekent dit dat de kolom grond niet homogeen is. Bij een gemeten flux en drukgradiënt volgt de waarde voor k_{sw} uit de wet van Darcy (zie paragraaf 3.2).

Nadat k_{sw} op deze wijze is gemeten, is het interessant om de meting nog enige tijd voort te zetten. In stabiele en rigide gronden zal k_{sw} na enige tijd toegenomen zijn omdat de ingesloten lucht langzaam wordt afgevoerd. Na verloop van tijd is θ_{sw} toegenomen tot θ_{sd} en k_{sw} tot k_{sd}. In minder stabiele en/of zwellende gronden kan k_{sw} afnemen in de tijd t.g.v. structuurbederf. Dit structuurbederf zal meestal aan het bodemoppervlak beginnen in welk geval de drukgradiënt ter plaatse groter zal zijn dan elders in de grondkolom waar de gradiënt kleiner dan 1 zal worden en tot dicht bij de waarde 0 kan dalen.

In een aantal gevallen is het erg belangrijk om te weten of, en zo ja hoe snel, de waarde van k_{sw} afneemt in de tijd. Dit is o.a. van belang in gebieden met lange natte winters waar de afvoer van regen door de grond kritisch is en waar een onverwachte reductie van k_s wateroverlast kan veroorzaken. In andere gebieden waar langdurige verzadiging optreedt, zoals in infiltratie- of waterzuiveringsbekkens, is het kennen van het verloop van k_s in de tijd van belang. Een eenmaal verminderde k_s kan meestal op snelle wijze weer zijn oude waarde bereiken door de grond te laten uitdrogen.

d. Het bepalen van de cumulatieve infiltratie $i(t)$ als gevolg van een bassinbevloeiing van een homogene grond

Vooral in het laboratorium is dit één van de eenvoudigste metingen. Volgens paragraaf 5.4 levert $i(t)$ zowel de verzadigde doorlatendheid k_{sw}, alsook de sorptivity S. Als men een ongestoord monster uit het veld naar het laboratorium brengt, dient men rekening te houden met de randverstoring. Men moet daarom altijd met een zo klein mogelijke overhoogte aan water werken opdat de zone waarin $p^m > 0$ zo min mogelijk de kolom indringt. Nog beter is het om geen vrij water toe te laten, maar water met een zeer kleine onderdruk van bijvoorbeeld 1 mbar zodat dit water de grote ruimten aan de kolom wand niet zal binnenstromen. Deze onderdruk in het water kan men op eenvoudige wijze verkrijgen door het water via een grove poreuze plaat toe te voegen. Het is dan wel bijzonder belangrijk (i.t.t. bij het gebruik van een poreuze plaat bij $p^m > 0$) dat er een goed contact bestaat tussen de grond en de plaat.

In het veld kan de $i(t)$-relatie het beste bepaald worden a.h.v. het onder water zetten van een klein oppervlak van bijvoorbeeld 2 × 2 m. Indien men ter plaatse niet over voldoende water beschikt kan dit ook met een ringinfiltrometer gedaan worden, maar deze methode heeft het grote bezwaar dat een aanzienlijke hoeveelheid water door zijdelingse wegstroming verdwijnt en de meting onbetrouwbaar maakt. De procentuele invloed van deze zijdelingse wegstroming wordt geringer naarmate het bevochtigde areaal wordt uitgebreid. Een grootschalige bevochtiging, zoals een oppervlakte van 2 × 2 m, heeft het voordeel dat men eventueel de zijdelingse wegstroming kan meten m.b.v. een neutronenmeter.

e. Bevochtiging uitsluitend o.i.v. absorptiekrachten van de grond en de bepaling van $\theta(x)$ op een bepaalde tijd t_1

Deze methode kan het beste in het laboratorium uitgevoerd worden. Hiertoe kan men ongestoorde grondkolommen naar het laboratorium brengen en in horizontale stand bevochtigen. Op zekere tijd t_1 kan de kolom worden geopend en kan $\theta(x)$ gravimetrisch worden bepaald. Is men er zeker van dat het infiltratiebeeld gedurende de eerste tijd gelijk is aan het absorptiebeeld (d.w.z. dat de invloed van de zwaartekracht op het proces nog nihil is), dan kan men deze bepaling ook in situ doen, waarbij men op zekere tijd t_1 op snelle wijze (bijvoorbeeld m.b.v. een steekboor) de grond moet kunnen bemonsteren. Omdat het doel van deze methode is om informatie te verkrijgen over de vorm van het absorptiefront dient de monstername aan een dusdanig scheidend vermogen te voldoen dat zelfs steile bevochtigingsfronten nog bepaald kunnen worden.

De aanvoer van water aan de zijde welke bevochtigd wordt, kan weer het beste geschieden d.m.v. een grofporeuze plaat waarin het water een zeer kleine onderdruk van bijvoorbeeld 1 mbar heeft. In grovere gronden verdient het aanbeveling de grondkolom tijdens de bevochtiging te draaien daar er anders o.i.v. de zwaartekracht radiale vochtgradiënten kunnen ontstaan. Een experimenteel gemeten absorptiefront $\theta(x)$ kan omgezet worden in een $\lambda(\theta)$-front waaruit volgens een techniek uit sectie 2.1.3 $D(\theta)_w$ volgt. De integraal onder het $\lambda(\theta)$-front is per definitie de waarde van de sorptivity (Philip, 1957b).

f. Uitdroging van een grond waarin uitsluitend absorptiekrachten een rol spelen

Ook deze meetmethode levert uiteindelijk een $\lambda(\theta)$ waaruit $D(\theta)_d$ volgt. De uitdroging van de grond, welke slechts aan één zijde plaats mag vinden, geschiedt door droging aan de lucht. Deze droging kan versneld worden door de instraling d.m.v. een lamp en de turbulente afvoer d.m.v. een ventilator te vergroten.

g. De bepaling van de onverzadigde doorlatendheid $k(\theta)$ m.b.v. de infiltratiemethode

Als een constante waterflux welke kleiner is dan k_s aan de grond wordt aangeboden, zal zich na enige tijd een zone met een constant vochtgehalte $\theta < \theta_s$ vormen. In deze zone is de gradiënt van de hydraulische druk nagenoeg gelijk aan -1 mbar·cm^{-1}. Omdat de flux in deze zone overal gelijk is aan de toegevoerde flux, is de $k(\theta)$ (bijvoorbeeld in cm·d^{-1}) welke bij de constante $\theta < \theta_s$ behoort, gelijk aan de toegevoerde flux (in cm·d^{-1}).

In het laboratorium kan men een constante waterflux verkrijgen d.m.v. een regelbare pomp waarop men ieder constant (klein) debiet kan instellen. Indien men het water met een bepaalde onderdruk aan de grondkolom toevoegt, bijvoorbeeld via een poreus membraan (Youngs, 1964; Hillel & Gardner, 1970), verkrijgt men na verloop van tijd eveneens een constante flux. M.b.v. tensiometers in de kolom kan men controleren wanneer dp^m/dx inderdaad gelijk aan nul wordt. In de praktijk blijkt dat men, nadat met een klein debiet is gewerkt en een $k(\theta_1)$ is bepaald, een groter debiet kan geven dat geen hinder ondervindt van de zone van constant vochtgehalte welke reeds aan de bovenzijde van de grondkolom aanwezig was. Bij een voldoende lange grondkolom kan men aldus de procedure een aantal malen herhalen, zodat in betrekkelijk korte tijd verscheidene $k(\theta)$-waarden aan hetzelfde grondmonster bepaald kunnen worden (Pieterse, 1971).

In het veld verkrijgt men een constante flux door gebruik te maken van een kunstmatig aangebrachte slecht doorlatende laag, welke op het grondoppervlak wordt aangebracht (Bouma et al., 1971). Aanvankelijk zal de flux door de slechtdoorlatende laag hoog zijn vanwege de absorptiekracht van de grond. Naarmate zich echter een zone van constant vochtgehalte ontwikkelt, zal dp^m/dx in de bovengrond tot nul naderen en zal de flux een constante waarde bereiken. Meting van deze flux en bepaling van θ onder de slecht doorlatende laag levert dan $k(\theta)$. Men kan ook hier de methode verfraaien door een tensiometer in de bovengrond aan te brengen. Op het moment dat deze tensiometer een constante waarde bereikt, zal dp^m/dx gelijk zijn aan nul en de situatie van een constante flux is bereikt. Nauwkeurige bepaling van deze flux en aflezing van p^m van de tensiometer levert $k(p^m)$. Additionele bepaling van θ onder de slecht doorlatende laag levert naast $k(\theta)$ een punt van de bevochtigingstak van de vochtkarakteristiek in situ! Door op een aantal plaatsen tegelijkertijd te meten onder kunstmatige korsten met een verschillende doorlatendheid verkrijgt men in redelijk korte tijd een aantal $k(\theta)$-waarden.

Methoden ter bepaling van $k(\theta)$ welke momenteel nauwelijks meer gebruikt worden zijn de zg. 'steady state'-methoden en de 'inflow-outflow'-methoden. Bij de eerste categorie wordt $k(\theta)$ bepaald via de wet van Darcy: ($J^v = -k(\theta)dp^*/dx$, zie paragraaf 3.2) uit een situatie waarbij zowel de flux als gradiënt constant zijn. Deze methode is zeer tijdrovend vooral bij lage θ-waarden omdat men voor iedere bepaling op de stationaire stromingssituatie moet wachten. Bij de 'inflow-outflow'-methoden wordt de externe druk op het bodemvocht van korte of langere monsters, stapsgewijs verhoogd of verlaagd. Hierdoor ontstaat een niet-stationaire in- of uitstroming van bodemvocht, welke tezamen met het uiteindelijke evenwichtsvochtgehalte de grondslag vormt voor het berekenen van $k(\theta)$ (Gardner, 1956). Deze metingen zijn eveneens nogal tijdrovend terwijl ook de nauwkeurigheid bij de

uitvoering t.g.v. allerlei technische problemen gering is (Van der Eelaart, 1970). Voorheen werd nog veel moeite gedaan om deze meettechniek te vervolmaken (Miller & Elrick, 1958; Rijtema, 1959; Kunze & Kirkham, 1962; Cassel et al., 1968), maar momenteel wordt zij nauwelijks meer gebruikt.

Een nieuwe en wel veel gebruikte methode is de 'instantaneous profile'-methode, welke onder h besproken zal worden.

h. Het meten van de cumulatieve infiltratie $i(t)$, en het volgen van de herverdeling m.b.v. klassieke tensiometers

De bepaling van $i(t)$ geeft volgens d de waarden voor k_{sw} en S. Tensiometeraflezingen welke tijdens de herverdeling van het bodemvocht gemeten worden, kunnen in θ-waarden vertaald worden indien de complete vochtkarakteristiekfamilie bekend is. Indien men op ieder tijdstip zowel het p^m- alsook het θ-verloop kent, kan men uit de eerste de gradiënt van de hydraulische druk(potentiaal) aflezen en uit de tweede de flux bepalen. Op deze wijze kan men een grote verscheidenheid aan $k(\theta)$-waarden verkrijgen, vooral indien men de herverdeling van vlak na de infiltratiefase (hoge θ) tot één à twee weken later meet.

Vooral bij een te geringe infiltratiediepte kan hysterese de procedure bemoeilijken, doordat er nauwelijks herverdeling optreedt (zie hoofdstuk 8). Ook bij diepe bevochtiging bemoeilijkt hysterese de conversie van p^m-waarden in θ-waarden en dienen er voldoende meetgegevens van de vochtkarakteristiek bekend te zijn. Voor een uitstekend overzicht van de vele varianten die deze methode kent, zowel in het laboratorium alsook in het veld, wordt verwezen naar Klute (1972).

i. Meting van bevochtiging o.i.v. absorptiekrachten van de grond m.b.v. snelle tensiometers en niet-destructieve vochtmetingen

Deze meting is verwant aan e. Men kan met deze methode echter het verloop van de absorptie veel nauwkeuriger meten. Men kan meer dan één maal een 'moisture profile' of een 'moisture transient' (zie sectie 2.1.3) bepalen en controleren of de absorptie inderdaad een uniek $\lambda-\theta$-verband vertoont. Analyse van deze relatie levert S en $D_w(\theta)$ volgens methoden beschreven in sectie 2.1.3.

Doordat de tensiometers snel genoeg reageren om tijdens de bevochtiging p^m te registreren en omdat tegelijkertijd θ bekend is, wordt met deze methode tevens de bevochtigingstak van de vochtkarakteristiek in situ gemeten. Zulke snelle tensiometers werden in sectie 2.1.2 besproken.

Deze methode kan slechts onder bepaalde omstandigheden in het veld worden uitgevoerd, evenals methode e. Voor de niet-destructieve vochtmeting komt alleen de gammatransmissiemethode in aanmerking (zie sectie 2.1.1). Deze methode kan zowel in het laboratorium als in het veld toegepast worden. De bekende neutronenmeter waarmee men veelal θ in het veld meet (Stroosnijder, 1972, 1975), leent zich niet zo goed voor deze meettechniek omdat een juiste bepaling van de vorm van het bevochtigingsfront van groot belang is en het scheidend vermogen van de neutronenmeter hiervoor te gering is.

j. Het meten van de infiltratie m.b.v. snelle tensiometers en niet-destructieve vochtmetingen

Uit het $i(t)$-verband volgt k_{sw} en S, zie **d**. Evenals bij **i** kan $\theta(p^m)_w$ in situ bepaald worden. De neutronenmeter leent zich i.t.t. bij **i** hier wel goed ter bepaling van θ in het veld.

In principe bestaat een neutronenmeter uit een bron die neutronen met een hoge energie uitzendt, een detector welke neutronen met een lage energie registeert, en een 'scaler' of 'ratemeter'. Waterstofatomen, welke hoofdzakelijk in de watermoleculen in de grond voorkomen, verlangzamen de snelle neutronen (met hoge energie) d.m.v. elastische botsingen. Er ontstaat een 'wolk' van langzame ('thermal') neutronen als gevolg van een stationair diffusieproces van neutronen vanaf de bron de grond in. De concentratie van langzame neutronen welke in deze wolk door de detector wordt geregistreerd, is een maat voor het vochtgehalte van de grond. Men kan nu volgens dit principe de vochtverdeling met de diepte meten. Hiertoe brengt men bron en detector samen in één sonde, welke men in een meetbuis tot op iedere gewenste diepte kan laten zakken. Voor verdere details zie Eeles (1969), Boodt (1970) en Stroosnijder (1975).

k. Het meten van zowel infiltratie als herverdeling m.b.v. snelle tensiometers en niet-destructieve vochtmetingen

Evenals bij **j** worden k_{sw} en S bepaald door $i(t)$ en kunnen zowel $\theta(p^m)_w$ als hier ook $\theta(p^m)_d$ in situ bepaald worden, waarbij de neutronenmeter goede diensten kan bewijzen. Uit de herverdeling kan uit de θ- en de p^m-profielen $k(\theta)$ berekend worden volgens de 'instantaneous profile'-methode welke onder **h** werd behandeld.

Bij het werken met snelle tensiometers en niet-destructieve vochtmetingen ontstaan al gauw zeer veel meetwaarden. Wil men deze waarden rechtstreeks m.b.v. een computer verwerken, dan blijkt de nauwkeurigheid gering te zijn omdat de berekeningsmethode bijzonder kritisch is voor de waarde dp^*/dx, de raaklijn aan het hydraulische druk(potentiaal)-profiel. Een voorverwerking van de ruwe gegevens m.b.v. regressiemethoden, welke van de meetwaarden een fysisch verantwoord vloeiend profiel maken, lijken hiervoor erg bruikbaar (Ehr, 1972; DuChateau et al., 1972).

l. Meting van uitdroging o.i.v. absorptiekrachten van de grond m.b.v. snelle tensiometers en niet-destructieve vochtmetingen

Evenals **i** is dit meer een laboratoriummeting dan een veldmeting. Uit een analyse van $\lambda(\theta)$ volgt $D(\theta)_d$, zie sectie 2.1.3.

m. Het berekenen van $k(\theta)$ uit $\theta(p^m)_d$ en k_s

Een methode om $k(\theta)$ uit de vochtkarakteristiek te berekenen werd voor het eerst gegeven door Childs & Collis-George (1950). Zij gebruiken een 'matching factor', welke één $k(\theta)$-waarde (meestal k_s) gemeten veronderstelt. Het capillaire model dat aan deze berekening ten grondslag ligt houdt rekening met de onderlinge beïnvloe-

ding van de poriën, waarbij er van uitgegaan wordt dat het nauwste deel van de porie bepaalt bij welke onderdruk deze porie geleegd wordt. De methode is derhalve gebaseerd op de uitdrogingstak van de vochtkarakteristiek. Methoden zonder matching factor stammen van Marshall (1958) en Millington & Quirk (1961). Deze beide laatste methoden blijken echter met een matching factor beter te voldoen (Green & Corey, 1971;Jackson, 1972). De berekeningen van Green & Corey (1971) die uitgaan van een constante porositeitsterm, lijken even goed als die van Wesseling (1974) die hiervoor een variabele term gebruikt. Ondanks de beperkte nauwkeurigheid die deze methoden hebben, zijn zij bijzonder waardevol omdat de vochtkarakteristiekmeting één der eenvoudigste en meest toegepaste metingen is. Daar alle meetmethoden om $k(\theta)$ te verkrijgen nogal tijdrovend en kostbaar zijn, geeft deze berekeningstechniek op eenvoudige wijze een inzicht in $k(\theta)$ (Gardner, 1974).

n. Berekeningen welke gebruik maken van de onderlinge relaties tussen $\theta(p^m)$, $k(\theta)$ en $D(\theta)$

Per definitie is $D(\theta) = k(\theta)(\mathrm{d}p^m/\mathrm{d}\theta)$, waarin $\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}p^m = C(\theta)$, de differentiële vochtcapaciteit van de grond. Deze vochtcapaciteit wordt bepaald door de vochtkarakteristiek van de grond en is daarom een hysteresegevoelige functie van θ. Omdat $k(\theta)$ slechts zeer weinig hysteresegevoelig is kan men de algemene definitie splitsen in: $D(\theta)_w = k(\theta)(\mathrm{d}p^m/\mathrm{d}\theta)_w$ en $D(\theta)_d = k(\theta)(\mathrm{d}p^m/\mathrm{d}\theta)_d$. M.b.v. deze relaties is het mogelijk telkens één variabele te berekenen als de andere twee gegeven zijn.

o. De berekening van de sorptivity S uit $D(\theta)_w$

Een uitvoerige beschouwing over de verschillende berekeningsmethoden voor de sorptivity wordt gegeven in paragraaf 5.5. Deze parameter blijkt van groot belang bij de beschouwing omtrent de cumulatieve hoeveelheid geabsorbeerd en geinfiltreerd water.

2.2.2 Gebruiksmogelijkheden van stelsels van meet- en berekeningsmethoden

In tabel 1 zijn de methoden **a**–**o** gecombineerd tot een aantal stelsels, genummerd 1–10. Deze stelsels zijn van 1 tot 10 als volgt gerangschikt:

1. Van eenvoudige metingen naar steeds meer geavanceerde metingen.
2. Volgens toenemende nauwkeurigheid.
3. Volgens toenemende investeringskosten wat betreft de meetapparatuur. De eerste 6 stelsels vereisen slechts conventionele apparatuur, terwijl de laatste 4 niet-destructieve vochtmeetapparatuur (zie sectie 2.1.1) en snel reagerende tensiometers (zie sectie 2.1.2) beschikbaar veronderstellen.

De stelsels zonder ster kunnen zowel in het laboratorium als in het veld worden gebruikt. De stelsels met ster omvatten één of meer meetmethoden waarbij uitsluitend absorptiekrachten een rol spelen (zoals bij horizontale vochtbeweging). Deze metin-

Tabel 1. Overzicht van 10 stelsels van meet- en berekeningstechnieken.

	Meetmethoden/Techniques												Fysische bodemkarakteristieken/Physical properties						
	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l							
	$\theta(p^m)_d$	$\theta(p^m)_w$	k_{sw}	$i(t)$	$\lambda(\theta)_w$	$\lambda(\theta)_d$	$k(\theta)$	$i(t)+k(\theta)$	$\lambda(\theta)_w+\theta(p^m)_w$	$i(t)+\theta(p^m)_w$	$i(t)+\theta(p^m)_w+\theta(p^m)_d+k(\theta)$	$\lambda(\theta)_d+\theta(p^m)_d$	$\theta(p^m)_d$	$\theta(p^m)_w$	k_{sw}	$k(\theta)$	$D(\theta)_d$	$D(\theta)_w$	$i(t)$ S$(+k_{sw})$
1	×	×	×	–	–	–	–	–	–	–	–	–	×	×	×	·(m)	·(n)	·(n)	·(o)
2	×	–	–	×	–	–	–	–	–	–	–	–	×	–	×	·(m)	·(n)	–	×
3*	×	–	×	–	×	–	–	–	–	–	–	–	×	·(n)	×	·(m)	·(n)	×	×
4	–	×	–	×	–	–	×	–	–	–	–	–	–	×	×	×	–	·(n)	×
5	×	×	–	–	–	–	–	×	–	–	–	–	×	×	×	×	·(n)	·(n)	×
6*	×	×	–	–	×	×	–	×	–	–	–	–	×	×	×	×	×	×	×
7*	×	–	×	–	–	–	–	–	×	–	–	–	×	×	×	·(m)	·(n)	×	×
8	×	–	–	–	–	–	–	–	–	×	–	–	×	×	×	·(m)	·(n)	·(n)	×
9	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	×	–	×	×	×	×	·(n)	·(n)	×
10*	–	–	–	–	–	–	–	–	×	–	×	×	×	×	×	×	×	×	×

× = Door directe meting verkregen/Obtained by direct measurement.
· = Door berekening verkregen/Obtained by computation.
– = Niet te bepalen/Not determinable.

Table 1. Outline of 10 categories of techniques and soil properties that can be estimated by them.

gen zijn in het veld, vanwege de immer aanwezige zwaartekracht, niet altijd mogelijk. Voor sommige gronden geldt echter dat de infiltratie voor korte tijd niet is te onderscheiden van de absorptiebeweging, zodat in deze gronden de stelsels met ster wel van toepassing zijn.

Zoals tabel 1 reeds suggereert wordt er, in overeenstemming met de heersende opinie, wel mogelijke hysterese verondersteld in $\theta(p^m)$ en $D(\theta)$ maar niet in $k(\theta)$. Naast de meer bekende hydrologische karakteristieken $\theta(p^m)$, $k(\theta)$ en $D(\theta)$ staat in tabel 1 ook een specifieke infiltratiekarakteristiek, namelijk de sorptivity S, vermeld. Zoals uit hoofdstuk 5 blijkt beschrijven S en k_{sw} de cumulatieve infiltratie tijdens bassinbevloeiing. De waarde van S is echter afhankelijk van θ_i, welke afhankelijkheid bekend is indien $D(\theta)_w$ bekend is (zie hoofdstuk 5).

De 10 stelsels kunnen als volgt worden toegelicht:

1. Dit stelsel omvat de metingen **a**, **b** en **c**, d.w.z. $\theta(p^m)_d$, $\theta(p^m)_w$ en k_{sw}. Met deze gegevens kunnen $k(\theta)$, $D(\theta)_d$, $D(\theta)_w$ en S berekend worden, resp. via de berekeningsmethodieken **m**, **n** en **o**. Het is het meest eenvoudige stelsel dat toch redelijke resultaten levert, waarbij het de meest gangbare van de weinige meetmethoden welke op routinebasis worden uitgevoerd omvat. Een groot voordeel van dit stelsel in de praktijk is dat alle metingen aan ringmonsters gedaan worden. De nauwkeurigheid van de k_{sw}-meting aan ringmonsters is echter dubieus. Hysterese wordt veelal verwaarloosd zodat slechts $\theta(p^m)_d$ wordt gemeten. Dit maakt met name de berekening van S erg onzeker. Een nadeel van dit stelsel is, dat zowel $k(\theta)$ als $D(\theta)$ berekend worden. Onderlinge controle van de hydrologische karakteristieken is daarom niet mogelijk.

2. Volgens dit stelsel hoeft men eveneens slechts een gering aantal eenvoudige metingen te doen, nl. **a** en **d** welke respectievelijk $\theta(p^m)_d$ en $i(t)$ opleveren. Deze laatste meting levert zowel k_{sw} en S, zodat tezamen met $\theta(p^m)_d$ eerst $k(\theta)$ berekend kan worden (**m**), waarna eveneens $D(\theta)_d$ volgt (**n**). Alhoewel de $i(t)$-meting op zichzelf zeer eenvoudig is dient men zich te realiseren dat deze meting in een ongestoorde grond(kolom) moet geschieden. De beschikbaarheid van zulke ongestoorde grond(kolommen) is tevens een voorwaarde voor alle volgende stelsels. Een voordeel van dit stelsel boven het eerste is, dat men zeker is omtrent één waarde van S. Jammer genoeg kan men niet de juiste variatie van S met θ_i voorspellen (zie hoofdstuk 5) omdat $D(\theta)_w$ niet bekend is. Bij gebrek aan voldoende metingen verwaarloost men daarom vaak de hysterese en ontleent men bedoelde informatie aan $D(\theta)_d$.

3*. Het derde stelsel is het eerste stelsel met ster, d.w.z. dat een meting dient te geschieden waarbij de invloed van de zwaartekracht t.o.v. die van de absorptiekrachten (nog) mag worden verwaarloosd. Deze meting omvat $\lambda(\theta)_w$ (**e**). Tevens worden $\theta(p^m)_d$ (**a**) en k_{sw} (**c**) gemeten. Berekend kunnen worden allereerst $k(\theta)$ (**m**), waarna m.b.v. de gemeten $D(\theta)_w$ de $\theta(p^m)_w$ volgt (**n**). Combinatie van $k(\theta)$ met de gemeten $\theta(p^m)_d$ levert verder nog $D(\theta)_d$. De onzekerheden bij de berekeningen zijn in dit stelsel zeker minder dan in het stelsel 1 maar er is nog geen enkele onderlinge controle mogelijk. De absorptiemeting geeft goede informatie over zowel S als $D(\theta)_w$. Deze meting kan echter niet altijd in het veld uitgevoerd worden. In gronden echter waar S/k_s relatief

groot is zal de meting wel plaats kunnen vinden. Het zijn juist deze gronden waar informatie omtrent S en/of $D(\theta)_w$ van belang is.

4. De belangrijkste (en duurste) meting uit het vierde stelsel is de bepaling van $k(\theta)$ m.b.v. de infiltratiemethode (**g**). Verder worden nog $\theta(p^m)_w$ (**b**) en $i(t)$ (**d**) gemeten. Deze laatste meting levert S en k_{sw}, waarvan de laatste waarde vergeleken kan worden met de waarde welke bij de $k(\theta)$-bepaling werd gevonden. $D(\theta)_w$ kan berekend worden (**n**) zodat ook de variatie van S met θ_i bekend is. Dit stelsel levert al enige controle mogelijkheid op, maar is verder nogal gespecialiseerd op de bevochtingstak van de infiltratieparameters. Verder kan opgemerkt worden, dat in dit stelsel het belang van $k(\theta)$ dat van $D(\theta)_w$ overweegt. Vooral in grovere gronden, waar S/k_s relatief klein is en het effect van de zwaartekracht de infiltratie al gauw aanzienlijk beïnvloedt, is goede informatie betreffende $k(\theta)$ van meer belang dan die betreffende $D(\theta)$.

5. Gemeten worden $\theta(p^m)_d$, (**a**), $\theta(p^m)_w$, (**b**) en een infiltratie- en herverdelingsproces (**h**). De infiltratie levert k_{sw} en S en de herverdeling $k(\theta)$. Alhoewel $D(\theta)_d$ en $D(\theta)_w$ via (**n**) berekend kunnen worden, is het duidelijk dat ook dit stelsel de nadruk legt op de $k(\theta)$-bepaling. De herverdelingsmetingen kunnen lange tijd in beslag nemen, maar leveren een betrouwbare $k(\theta)$. Omdat θ niet rechtstreeks gemeten wordt maar teruggelezen wordt uit $\theta(p^m)$, is het van groot belang de hysterese in $\theta(p^m)$ te bepalen.

6*. Het laatste stelsel dat met conventionele apparatuur gemeten kan worden omvat de metingen **a**, **b**, **e**, **f**, en **h**, waarmee resp. $\theta(p^m)_d$, $\theta(p^m)_w$, $\lambda(\theta)_w$, $\lambda(\theta)_d$ en $(i(t) + k(\theta))$ gemeten worden. Voor wat betreft de invloed van de zwaartekracht op de metingen **e** en **f** gelden dezelfde opmerkingen als bij stelsel 3. Met de metingen van stelsel 6 zijn alle hier vermelde hydrologische karakteristieken rechtstreeks bekend. De rekentechnieken **m** t/m **o** kunnen nu gebruikt worden om de meetmethoden te controleren of om via de onderlinge relaties te bepalen of het heersende fysisch inzicht in het mechanisme van de waterstroming voldoende (juist) is.

7*. In het eerste stelsel van de serie waarin gebruik gemaakt wordt van geavanceerde meettechnieken, wordt de niet-stationaire absorptie **i** van water gemeten, welke zowel $\lambda(\theta)_w$ als $\theta(p^m)_w$ bepaald. Tezamen met de metingen **a** en **c** van resp. $\theta(p^m)_d$ en k_{sw} kunnen nu $k(\theta)$ en $D(\theta)_d$ berekend worden via **m** en **n**. Er wordt nogmaals op gewezen dat de meting van $\theta(p^m)$ m.b.v. tensiometers slechts kan geschieden voorzover p^m groter is dan -1000 mbar. Voor lagere waarden van p^m dient andere apparatuur gebruikt te worden (zie sectie 2.1.2). Dit stelsel legt vooral de nadruk op $D(\theta)_w$ en S daar deze waarden zeer nauwkeurig m.b.v. **i** bepaald kunnen worden.

8. Dit stelsel is bedoeld om in zeer korte tijd en op eenvoudige wijze informatie te verschaffen. De meting **a** ($\theta(p^m)_d$) geschiedt, zoals bij het eerste stelsel werd vermeld, op routinebasis aan ringmonsters. Van de meer geavanceerde technieken wordt alleen $\theta(p^m)_w$ tijdens een infiltratie-experiment gemeten. Dit experiment bepaalt k_{sw} en S, maar zowel $k(\theta)$ als $D(\theta)_w$ moeten berekend worden. Indien men toch snelle tensiometers geïnstalleerd heeft, is het niet zoveel extra moeite en uitsluitend een kwestie van meettijd om de herverdeling te meten, vooral niet indien men kan beschikken over zelfregistrerende apparatuur. Het is vooral de herverdelingsmeting die een optimaal

gebruik maakt van de geavanceerde meettechnieken zoals uit de volgende en laatste twee stelsels zal blijken.

9. Dit stelsel omvat slechts één meting, nl. de infiltratie en herverdelingsmeting in een ongestoorde grond(kolom) **k**. Alle hydrologische karakteristieken, behalve $D(\theta)$, worden rechtstreeks gemeten. De methode kan zowel in het veld als in het laboratorium uitgevoerd worden, en het is de beste veldmethode indien hoge investeringen in apparatuur geen bezwaar zijn. Voor de verwerking van de gegevens en het gebruik van de apparatuur is bijzonder geschoold personeel nodig.

10*. Naast meting **k**, omvat dit stelsel bovendien de metingen **i** en **l**, welke resp. $D(\theta)_w$ en $D(\theta)_d$ nauwkeurig bepalen. Dit stelsel is uitermate geschikt voor fundamenteel onderzoek in het laboratorium. Door de vele extra informatie is het mogelijk onderlinge controles uit te voeren en zonodig het fysisch inzicht in bevochtigings- en uitdrogingsprocessen te verruimen.

De fysische karakteristieken van een löss-grond, welke in de volgende hoofdstukken vaak gebruikt zullen worden, werden bepaald d.m.v. een combinatie van de stelsels 2 en 3. De resultaten van deze bepalingen zijn weergegeven in figuur 13.

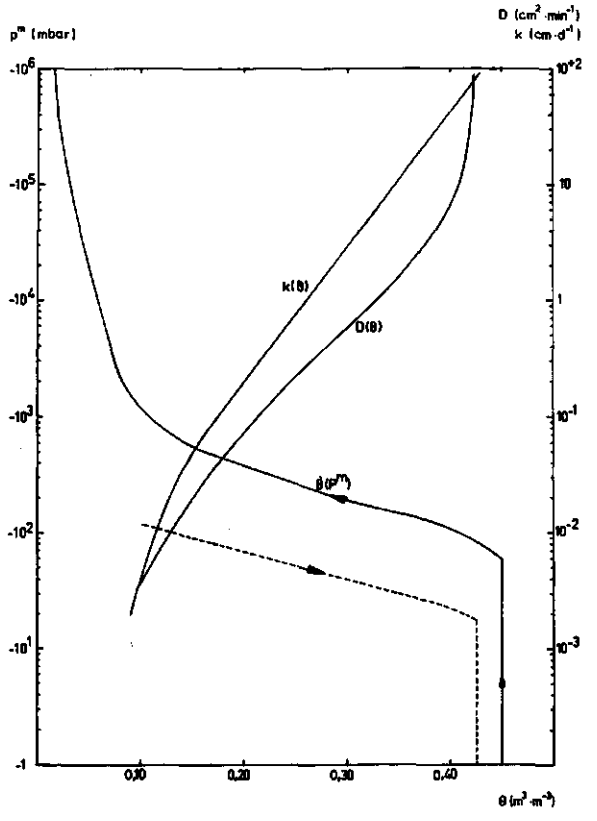


Fig. 13. Fysische eigenschappen van löss zoals bepaald door de stelsels meettechnieken 2 en 3.

Fig. 13. Physical properties of loess as estimated by Categories measuring techniques 2 and 3.

3 Basiseigenschappen van bevochtigingsprocessen in de grond

3.1 De drijvende krachten op het bodemvocht

Bij een studie van de bevochtingsprocessen in grond is het van primaire betekenis om de drijvende krachten op het bodemvocht te onderkennen. Bij de meeste gronden en vooral als het uitsluitend om bevochtingsprocessen gaat, kan men aannemen, dat er zich in grond geen selectiemechanisme voordoet waardoor de mobiliteit van de water- en de opgeloste componenten van het bodemvocht verschillend is. In dit onderzoek werd daarom uitsluitend de stroming van het bodemvocht als geheel bestudeerd.

De drijvende krachten op het bodemvocht als geheel kunnen worden afgeleid uit de thermodynamica, zoals toegepast door Groenevelt & Bolt (1969). In een isotherm bodemsysteem is in het zwaartekrachtsveld de kracht op iedere component van het bodemvocht gelijk aan:

$$-\nabla\tilde{\mu}_B = -\bar{v}_B\nabla p - g\nabla h - \nabla\tilde{\mu}_B^c \tag{17}$$

Hierin is

$\tilde{\mu}_B$ = de (totale) thermodynamische potentiaal van component B ($J\cdot kg^{-1}$)

$\bar{v}_B$ = het partiële specifieke volume van de component B in het bodemvocht ($m^3\cdot kg^{-1}$)

g = de zwaartekrachtsversnelling ($m\cdot s^{-2}$)

h = de hoogte (m)

$\tilde{\mu}_B^c$ = het van de concentratie van component B afhankelijke deel van de thermodynamische potentiaal ($J\cdot kg^{-1}$)

p = de meetbare druk, relatief t.o.v. atmosferische druk, in een vrije oplossing, welke in evenwicht verkeert met het lokale bodemvocht via een uitsluitend voor de bodemmatrix ondoorlatende barrière (Pa)

Indien gemakshalve wordt aangenomen, dat er zich slechts één zout in oplossing bevindt en dat het bodemvocht ${}^l\rho_s$ kg opgeloste zouten en ${}^l\rho_w$ kg zuiver water per m^3 bodemvocht bevat, dan kan men de kracht per m^3 bodemvocht schrijven als:

$$\Sigma F = -({}^l\rho_w\bar{v}_w + {}^l\rho_s\bar{v}_s)\nabla p - ({}^l\rho_w + {}^l\rho_s)\,g\nabla h - ({}^l\rho_w\nabla\tilde{\mu}_w^c + {}^l\rho_s\nabla\tilde{\mu}_s^c) \tag{18}$$

Voor de 'lokale' evenwichtsoplossing (het bodemvocht dat weliswaar in evenwicht is met de bodemmatrix maar zich buiten de directe invloed van eventuele adsorptiekrachtvelden van het vaste-faseoppervlak bevindt) geldt de Gibbs-Duhem-vergelijking in de vorm: $\Sigma^l\rho_B d\tilde{\mu}_B^c = 0$. Omdat ${}^l\rho_w\bar{v}_w$ (de volumefractie van het water in het

bodemvocht) gelijk is aan $1-{}^1\rho_s\bar{v}_s$ en $({}^1\rho_s+{}^1\rho_w)$ geschreven kan worden als ρ_l (de volumieke massa van het bodemvocht), kan (18) geschreven worden als:

$$\Sigma F = -\nabla p + \rho_l g \nabla h \tag{19}$$

Volgens (19) zijn er dus twee drijvende krachten werkzaam op het bodemvocht, beschouwd als homogene fase, één tengevolge van verschillen in druk op het bodemvocht en één t.g.v. de zwaartekracht.

M.b.v. (17) kan men op eenvoudige wijze de verschillende deelpotentialen van de waterkomponent afleiden, welke zowel in 1963 (Aslijng, 1963) als in 1974 (Bolt, 1974) door de 'International Soil Science Society' (I.S.S.S.) werden gedefinieerd voor het isothermsysteem volgens:

$\bar{v}_w\nabla = \nabla\psi_p$, waarin ψ_p de drukpotentiaal is
$g\nabla h = \nabla\psi_g$, waarin ψ_g de zwaartekrachtspotentiaal is
$\nabla\tilde{\mu}^o_w = \nabla\psi_o$, waarin ψ_o de osmotische potentiaal is
$\nabla\tilde{\mu}_w = \nabla\psi_t$ waarin ψ_t de totale potentiaal is

In vele bodemfysische handboeken wordt op basis van deze definities de drijvende kracht op het bodemvocht geformuleerd. Hierbij wordt dan veelal onvoldoende duidelijk waarom $\nabla\psi_o$ geen rol speelt als drijvende kracht op de bodemoplossing als geheel. Dit is een gevolg van het onvoldoende scheiden van potentialen en krachten op de watercomponent van de bodemoplossing en die welke op de oplossing als geheel werkzaam zijn.

Zoals uit (18) blijkt, geldt (19) uitsluitend indien de gebruikte Gibbs-Duhem-relatie van toepassing is. Deze relatie vereist dat de bodemoplossing homogeen is, d.w.z. dat de evenwichtsoplossing dezelfde samenstelling heeft als de bodemoplossing in situ in de bodem. In kleigronden kan het bodemvocht voorkomen in dunne lagen op de kleimineralen en er zal dus niet altijd aan deze voorwaarde worden voldaan. Tengevolge van de adsorptie van kationen aan kleimineralen kan de samenstelling van de vloeistoffilmen aanzienlijk verschillen van de samenstelling van de evenwichtsoplossing. In dat geval zal er na toepassing van de Gibbs-Duhem-relatie nog een drijvende kracht overblijven, welke proportioneel is met $\nabla(-\Pi)$, cf. Groenevelt & Bolt (1969) (capillair-osmotische kracht).

Hoewel de drijvende kracht fysisch voldoende is geformuleerd in (19), levert het gebruik ervan in de praktijk grote moeilijkheden op omdat het nagenoeg onmogelijk is om op eenvoudige manier ∇p te bepalen. Het is daarom gebruik geworden om een hydraulische potentiaal te definiëren op zodanige wijze, dat het constant zijn van deze potentiaal als evenwichtscriterium in de plaats kan treden van de eerder gestelde voorwaarde $(\nabla p + \rho_l g\nabla h) = 0$. Een hydraulische potentiaal, welke een scalaire grootheid is, bestaat slechts indien het te beschrijven vectorveld rotatievrij is, m.a.v. als de curl van het vectorveld gelijk aan nul is. Men kan nú aantonen, dat er slechts van een rotatievrij vectorveld gesproken kan worden als de dichtheid van de bodemoplossing uitsluitend een functie van de hoogte is, zodat de hydraulische potentiaal gedefinieerd kan worden als:

$$\int \Sigma F \cdot \mathrm{d}s \equiv p^* = p + g \int_0^h \rho_l \mathrm{d}\alpha \tag{20}$$

Voor het gebruik van p^* (Pa) zal het nodig zijn dat $\rho_l(h)$ een bekende functie is. In de praktijk wordt ρ_l veelal als constant beschouwd, in welk geval:

$$p^* = p + \rho_l g \Delta h \tag{21}$$

Men kan dus stellen dat er hydraulisch evenwicht heerst als p^*, op een aantal plaatsen gemeten, constant is. Is p^* daarentegen niet overal gelijk, dan neemt men veelal $\{p^*(x_1) - p^*(x_2)\}/(x_1 - x_2)$ als een benadering voor de werkelijke drijvende kracht ∇p^*. Bij deze twee praktische gebruiken moet men zich altijd overtuigen van de afwezigheid van een aanzienlijke gradiënt in de dichtheid van de bodemoplossing.

De maximale onzekerheid in de interpretatie van puntmetingen van p^* is dan uiteraard gelijk aan het produkt van het maximaal voorkomende concentratieverschil en het maximale hoogteverschil dat optreedt in de stroombaan, welke het bodemvocht zou kunnen volgen als het tussen de meetpunten zou stromen. Deze maximale onzekerheid is echter nauwelijks kenmerkend voor de realiteit te noemen, omdat zij overeenkomt met een zeer onwaarschijnlijke sortering van voorkomende concentratieverschillen. Het lijkt dan ook acceptabel om bij gebrek aan precieze informatie de helft van het veronderstelde concentratieverschil te vermenigvuldigen met bijvoorbeeld de halve dikte van de watervoerende laag. Bij een watervoerende laag van bijvoorbeeld 10 m, variërend in samenstelling tussen zuiver water en zeewater ($\rho_l \approx 1\,030$ kg·m^{-3}), vindt men aldus een onzekerheid van het evenwichtscriterium van ongeveer 8 mbar.

De druk van de bodemoplossing kan het eenvoudigst gemeten m.b.v. een lokaal geïnstalleerde drukopnemer. De goedkoopste en meest algemeen toegepaste methode is echter de meting m.b.v. een piëzometer of een tensiometer. Omdat in deze beide meetapparaten de hoogte van een vloeistofkolom wordt afgelezen, is het in de praktijk veelal gebruik om de hydraulische potentiaal uit te drukken in een 'Hydraulic Head': H, volgens:

$$H \equiv p^*/\rho_l g = p/\rho_l g + \Delta h = H_p + \Delta h \tag{22}$$

H_p wordt dan 'Pressure Head' (drukhoogte) genoemd. Indien de vloeistofkolom in een piëzometer of een tensiometer over de gehele hoogte een gegeven dichtheid ρ_l heeft, kan men met een meting van de hoogte van het vloeistofniveau in het gebruikte meetapparaat volstaan. Voorzichtigheid bij het gebruik van de eenvoudige aflezingen is geboden, daar men er nooit a priori zeker van is dat de waarde van ρ_l in de bodem en die in het meetapparaat gelijk zijn. Voorts wordt in de praktijk zelden nagegaan in hoeverre de dichtheid in verschillende piëzometers onderling varieert.

Zoals in hoofdstuk 4 zal blijken, is het voor het oplossen van stromingsvergelijkingen noodzakelijk de afhankelijkheid tussen p enerzijds en het vochtgehalte van de bodem anderzijds nader te precisiëren. Hiertoe dient men de druk p nader onder te verdelen volgens:

$$p = p^e + p^w + p^a \tag{23}$$

Hierbij is p^e het effect van een zogeheten gronddruk of last P op p bij constant vochtgehalte. In rigide gronden wordt elke last geheel door intergranulaire drukken opgevangen en zal het effect op de druk van de bodemoplossing nihil zijn. In zwellende gronden echter, welke in hoofdstuk 7 uitvoerig aan de orde komen, werkt een gedeelte (nl. p^e) van de gronddruk P door op de bodemoplossing. Met de druk p^a wordt de druk van de bodemlucht bedoeld voorzover deze afwijkt van de heersende atmosferische druk. De overblijvende druk p^w is de druk van de bodemoplossing voorzover deze bepaald wordt door het vochtgehalte in de afwezigheid van P. De grootheid p^w wordt wel de vochtpotentiaal genoemd (wetness pressure; Bolt, 1974). Zowel p^e als p^w zijn een gevolg van de aanwezigheid van de (zwellende) bodemmatrix en zouden derhalve samengevat kunnen worden als p^m, de 'matrische' component van de lokale waterdruk p, welke grootheid in de literatuur veelal bekend staat als de matrixpotentiaal. Gemakshalve wordt in deze grootheid de hydrostatische overdruk, voorzover aanwezig, mede inbegrepen. Hierop zal in paragraaf 3.3 nog nader worden ingegaan. In rigide gronden is de relatie tussen p^m (of p^w, immers $p^e = 0$) en de vochtfractie θ (in m^3 bodemvocht per m^3 bodem) bekend als de vochtkarakteristiek. In hoofdstuk 7 zal blijken dat men in zwellende gronden over een relatie tussen p^m en de vochtverhouding ϑ (in m^3 bodemvocht per m^3 vaste fase) kan spreken.

Zowel in rigide als in zwellende gronden heeft p^a wel invloed op p, maar geen relatie met θ. Bij het gebruik van de vochtkarakteristiek als capacitieve relatie tussen de intensieve grootheid p en de extensieve grootheid θ in stromingsvergelijkingen, is de aanname vereist dat de bodemluchtdruk atmosferisch is. Bevochtingsprocessen waarbij de bodemluchtdruk niet atmosferisch is zullen in hoofdstuk 6 aan de orde komen. Er zal o.m. uiteengezet worden, dat het onder bepaalde omstandigheden niet verantwoord is om tijdens bevochtingsprocessen de flux van de bodemlucht geheel te verwaarlozen. De drijvende kracht voor deze massastroming is:

$$\Sigma F_a = -\nabla p^a - \rho_a g \nabla h \tag{24}$$

waarbij de zwaartekrachtsterm veelal verwaarloosd wordt.

3.2 De fluxvergelijking voor het bodemvocht

Volgens de irreversibele thermodynamica (Bolt & Groenevelt, 1969) kan de volumeflux van bodemvocht J^V in principe beschreven worden als:

$$J^V = L_V \nabla(-p^*) + L_{VT} \nabla(-T) + L_{VD} \nabla(-\Pi) + L_{VE} \nabla(-E) \tag{25}$$

Hierin komen drijvende krachten voor o.i.v. hydraulische druk, temperatuur, osmotische druk en elektrische potentiaal. De coëfficiënt L_V wordt de hoofdcoëffiënt genoemd, terwijl de andere coëfficiënten L, koppelingscoëfficiënten zijn. Indien we $\nabla(-T)$ en $\nabla(-E)$ verwaarlozen, blijft naast de hoofdterm $\nabla(-\Pi)$ als extra drijvende kracht bestaan.

Zoals reeds in paragraaf 3.1 werd vermeld, is het de mate waarin de bodemmatrix invloed heeft op de mobiliteit van de watercomponent en de opgeloste componenten welke bepaalt of $\nabla(-\Pi)$ als drijvende kracht op het bodemvocht een rol speelt. Er zijn minstens twee klassen van mogelijke oorzaken van een verschil in mobiliteit te onderscheiden, matrixeigenschappen, zoals de accumulatie van kationen in de dubbellaag, en eigenschappen van de opgeloste stoffen, zoals een verschil in weerstand tussen de matrix en de opgeloste stoffen, en de matrix en de watercomponent. Bolt & Groenevelt (1972) hebben een uitdrukking voor L_{VD} geformuleerd waarin zowel matrixeigenschappen als eigenschappen van de opgeloste stoffen voorkomen. Zij maken duidelijk dat de waarde voor L_{VD} slechts dan nihil is als het bodemsysteem even doorlatend is voor de watercomponent als voor de opgeloste stoffen. Een maat voor de relatieve invloed van L_{VD} is de zogeheten reflectiecoëfficiënt $R(= -L_{VD}/L_V)$, welke in vele gronden onder niet te droge omstandigheden nihil is. Omdat mijn onderzoek zich tot bevochtigingsprocessen in de bodem beperkte zal alleen de hoofdterm uit (25) gebruikt worden, welke in de bodemkunde bekend staat als de wet van Darcy:

$$J^V = -K(\theta)\,[\nabla p + \rho_l g \nabla h] \tag{26}$$

Hierin is J^V een 'macroscopische' volumeflux. Omdat de werkelijke stroming in de afzonderlijke poriën zeer gecompliceerd en verschillend is, moet men wel met een soort gemiddelde over een statistisch gezien groot aantal poriën werken. De volumeflux wordt daarom uitgedrukt per eenheid doorsnede door de bodem en wordt macroscopische-, filter- of Darcy-flux genoemd. $K(\theta)$ is de evenredigheidsconstante tussen de som der drijvende krachten enerzijds en de filterflux anderzijds, en wordt hydraulische doorlatendheid (geleidbaarheid) genoemd omdat $K(\theta)$ in (26) de inverse van een specifieke weerstand voorstelt.

In zijn oorspronkelijk werk formuleert Darcy (1856) (26) op empirische gronden en uitsluitend voor verzadigde grondwaterbeweging in het bekken van Dyon. Het is Buckingham (1907) die meent dat (26) ook in een onverzadigde grond zal gelden mits de proportionaliteitsfactor als een functie van het vochtgehalte wordt beschouwd. Moore (1939) was één van de eersten die deze mening experimenteel bevestigden. De trend in de $K(\theta)$-relatie is duidelijk, daar de weerstand voor stroming (uitgedrukt per eenheid van bodemoplossing) zal toenemen als het aanrakings- (c.q. wrijvings)-oppervlak per eenheid bodemoplossing toeneemt, hetgeen met name het geval is als het vochtgehalte in de grond afneemt. Naast de afhankelijkheid van θ kan K ook afhankelijk zijn van de stromingsrichting in de grond, i.e. in een niet-isotrope bodem.

Omdat de wet van Darcy een empirische vergelijking is, hebben een groot aantal onderzoekers geprobeerd de vergelijking voor de flux af te leiden uit basisvergelijkingen, zoals die van Navier-Stokes. Alhoewel een echte afleiding niet mogelijk is gebleken vanwege de onoverkomelijke moeilijkheid van de zeer ingewikkelde poriëngeometrie in de bodem, menen een aantal auteurs (e.g. Childs, 1969) dat althans de lineaire relatie tussen flux en drijvende kracht in de wet van Darcy volgt uit de Navier-Stokes-vergelijkingen. Dit is zonder meer een gezochte redenering en men kan (26)

beter als een empirische relatie blijven beschouwen, waarvoor a priori (gezien het complexe karakter van de poriëngeometrie) geen fysisch-mathematische afleiding mogelijk is.

Een andere groep onderzoekers probeert, met steeds betere meetapparatuur te onderzoeken of de lineaire relatie in de wet van Darcy in alle mogelijke gronden en onder alle mogelijke omstandigheden geldig is, o.a. Swartzendruber (1962), Hadas (1964). In de recente literatuur worden afwijkingen van het Darcy-gedrag gerapporteerd in zeer droge gronden, in kleigronden en bij zeer kleine drukverschillen. Er kan een zeer groot aantal verklaringen voor dit afwijkende gedrag worden verzonnen. Zo kan men eraan twijfelen of de bodemoplossing onder alle omstandigheden als een Newtonse vloeistof gezien mag worden en of er onder bepaalde omstandigheden geen aanzienlijke waarden voor de verschillende reflectiecoëfficiënten op kunnen treden. Deze laatste omstandigheid kan er dan toe leiden dat bepaalde drijvende krachten over het hoofd gezien worden. Alle kritiek op Darcy's relatie dient met enige scepsis beoordeeld te worden, daar de gerapporteerde afwijkingen zelfs onder extreme omstandigheden gering zijn en het veelal experimentele tekortkomingen zijn die deze afwijkingen kunnen verklaren. In de praktijk wordt de Darcy-relatie zonder restricties gebruikt zolang de stroming in de grond als een laminaire stroming beschouwd kan worden. (Afwijkingen van de Darcy-relatie t.g.v. niet-laminaire stroming (optredende turbulentie) zijn voor de hier behandelde bevochtigingsverschijnselen niet van belang (Klute, 1965)).

Alhoewel in dit verslag bij voorkeur het SI-eenhedenstelsel zal worden gebruikt, wordt er t.b.v. het praktisch gebruik van de wet van Darcy (26) en volgende vergelijkingen een belangrijke uitzondering gemaakt. In het SI-stelsel staat $K(\theta)$ in het eenheid ($m^2 \cdot s^{-1} \cdot Pa^{-1}$), maar bij gebruik in de praktijk schrijft men (26) veelal als:

$$J^v = - k(\theta)\,[(1/\rho_l g)\nabla p + \nabla h] \tag{27}$$

of als ρ_l constant is als:

$$J^v = -k(\theta)\,[\nabla H_p + \nabla h] \tag{28}$$

waarin $k(\theta) \equiv \rho_l g K(\theta)$ in de eenheid ($m \cdot s^{-1}$) staat. In (27) is vervolgens $(1/\rho_l g)\nabla p$ met ∇p in $Pa \cdot m^{-1}$ numeriek ongeveer gelijk aan ∇p met ∇p in de 'praktische' eenheid $mbar \cdot cm^{-1}$

Indien, zoals in hoofdstuk 6 beschreven wordt, de flux van het bodemvocht beinvloed wordt door de flux van de bodemlucht, is het zinvol om de vergelijking voor deze laatste flux te schrijven als:

$$J_a^v = -K(\varepsilon - \theta)\nabla p^a \tag{29}$$

waarbij de zwaartekracht als drijvende kracht wordt verwaarloosd en waarin de luchtdoorlatendheid een functie is van de met luchtgevulde poriënvolumefractie.

3.3 Het gebruik van de massaconserveringsvergelijking

Het algemeen geldende principe van massaconservering kan voor de bodem geformuleerd worden als:

$$\frac{\partial \rho_l \theta}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho_l J^v + \text{produktie} \tag{30}$$

Hierin is θ weer de vochtfractie in m^3 vloeistof per m^3 bodem, zodat $\rho_l\theta$ het aantal kg bodemvocht in een m^3 aangeeft; $\rho_l J^v$ is de massaflux, terwijl de produktieterm zowel positief als negatief kan zijn. In het laatste geval kan zij, bijvoorbeeld op opname van water en zouten door plantenwortels, of op de overgang van vloeibaar water naar waterdamp duiden.

Na invoering van de in paragraaf 3.2 geformuleerde uitdrukking voor J^v wordt (30) veelal de algemene stromingsvergelijking genoemd:

$$\frac{\partial \rho_l \theta}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho_l K(\theta)[\nabla p + \rho_l g \nabla h] + \text{produktie} \tag{31}$$

In (31) wordt de kwantitatieve grootheid $\rho_l\theta$ betrokken op een volumeëenheid van de bodem, waarvan positie en grootte in een vast coördinatiestelsel met assen x_1, x_2 en x_3 worden aangegeven. In zwellende gronden treedt er tijdens de accumulatie van bodemvocht een verandering van de matrixconfiguratie op, reden waarom men het gebruik van een materiaalcoördinaatstelsel m_1, m_2 en m_3 prefereert. Het is dan tevens conveniënter gebruik te maken van de zg. vochtverhouding ϑ, gedefinieerd als het aantal m^3 vloeistof per m^3 van de vaste fase. Indien de Wet van Darcy, waarin de flux wordt gedefinieerd t.o.v. de matrixdeeltjes, eveneens in dit coördinaatstelsel wordt geschreven (waardoor $K(\theta)$ een reductie ondergaat en als $K(\vartheta) \equiv K(\theta)/(1 + e)$ wordt geschreven), dan is de algemene stromingsvergelijking in zwellende gronden van dezelfde vorm als (31). Hierop zal nader worden ingegaan in hoofdstuk 7.

Teneinde nader in te kunnen gaan op de fysische implicaties van (31) is het zinvol deze vergelijking nader te vereenvoudigen. Zonder daarmee gebrek aan volledigheid te introduceren, zal slechts stroming in één van de hoofdrichtingen in de driedimensionele ruimte worden beschouwd. Na bestudering van de fysische en mathematische aspecten van de zogeheten ééndimensionale algemene stromingsvergelijking is het niet moeilijk met de verkregen inzichten de twee- en driedimensionale varianten ervan te bestuderen. Omdat dit verslag zich hoofdzakelijk bezighoudt met bevochtigingsprocessen waarbij de optredende fluxen vele malen groter zijn dan de mogelijke produktie, zal deze laatste term in (31) verwaarloosd worden. Als tevens wordt aangenomen dat de variatie in ρ_l kan worden verwaarloosd, kan (31), in één vaste coordinaat x, geschreven worden als:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[K(\theta)\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_l g K(\theta)\frac{dh}{dx}\right] \tag{32}$$

Deze vergelijking zal alleen opgelost kunnen worden indien de afhankelijkheid tus-

sen de extensieve grootheid θ en de intensieve grootheid p nader geformuleerd kan worden.

Zoals in paragraaf 3.1 is betoogd, beïnvloedt de druk van de bodemlucht weliswaar de totale druk p, maar heeft zij geen enkele directe invloed op θ. Het is daarom slechts mogelijk p aan θ te relateren, mits we de waarde van p^a normaliseren. Het is gebruikelijk om de in de praktijk veel voorkomende situatie waarin de bodemluchtdruk gelijk is aan de atmosferische druk als norm te stellen en vervolgens het resterende deel van p, nl. $(p^e) + p^w = p^m$, aan θ te relateren. De relatie tussen p^m en θ wordt de vochtkarakteristiek van de bodem genoemd. Er bestaat helaas zelden een één-éénduidig verband tussen deze twee grootheden.

In rigide gronden is het de 'hysterese' (i.e. de sequentie-afhankelijkheid van het $p^m-\theta$-verband) waardoor men van een familie van oneindig veel vochtkarakteristieken zou moeten spreken. In niet-rigide gronden is de vochtkarakteristiek bovendien nog afhankelijk van de gronddruk P (cf. hoofdstuk 7). Beschouwd men vooralsnog slechts rigide gronden, dan moet men constateren dat alhoewel de hysterese in de vochtkarakteristiek onderkend wordt, er doorgaans bij de uitwerking van de stromingsvergelijking nauwelijks rekening mee wordt gehouden. Dit moge als een bewijs van onvermogen worden opgevat, maar geheel afgezien van de moeilijkheden van de oplossing van (32) wanneer $K(\theta)$ en de relatie tussen p^m en θ als 'hysteresefuncties' (Miller & Miller, 1956) worden beschouwd, moet worden vastgesteld dat de betrouwbare bepaling van een complete vochtkarakteristiek-'familie' op routinebasis vrijwel ondoenlijk is. Een groot deel van de uitgewerkte oplossingen van de stromingsvergelijking is dan ook gericht op situaties waar monotone stijging of daling van het vochtgehalte kan worden verwacht.

Opdat (32) omgezet kan worden in een vergelijking met slechts één afhankelijk variabele, dient de vochtkarakteristiek een dusdanig karakter te hebben dat er een éénéénduidige relatie tussen θ en p^m of tussen p^m en θ bestaat. De eerste voorwaarde geldt altijd, immers voor elke positieve (hydrostatische druk) of negatieve waarde van p^m is θ bepaald. Dit betekent dat de partiële afgeleide $\partial\theta/\partial t$ altijd vervangen kan worden door een andere afgeleide waarin $\partial p^m/\partial t$ voorkomt. Daar θ echter een maximumwaarde heeft, nl. de waarde van θ bij volledige verzadiging waarbij p^m vele waarden kan aannemen, geldt de tweede voorwaarde $p^m(\theta)$ niet altijd. Bij die bevochtigingsprocessen in homogene gronden waarbij verzadiging zich uitsluitend aan het bodemoppervlak voordoet, kan de partiële afgeleide $\partial p^m/\partial x$ worden uitgedrukt in $\partial\theta/\partial x$. Een voorwaarde voor deze vervanging is dat θ continu is, hetgeen verklaart dat deze vervanging uitsluitend in homogene gronden is gepermitteerd. In die bevochtingsprocessen waarbij p^m positief wordt in de bodem of waarbij de bodem een zogeheten luchtintreewaarde heeft (de grond is dan reeds verzadigd bij een waarde van $p^m < 0$) kan de zone van verzadiging zich uitstrekken vanaf het bodemoppervlak tot in het bodemsysteem, zodat de θ-vorm van (32) niet zal kunnen gelden. Onder voorbehoud van het voorgaande is (32) in principe op twee manieren te schrijven als:

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[D(\theta)\frac{\partial\theta}{\partial x} + \rho_l g K(\theta)\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x}\right] \qquad \theta\text{-vorm} \tag{33}$$

$$C(p^m)\frac{\partial p^m}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[K(p^m)\frac{\partial p^m}{\partial x} + \rho_l g K(p^m)\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x}\right] \qquad p^m\text{-vorm} \tag{34}$$

In (33), welke de θ-vorm van de algemene stromingsvergelijking wordt genoemd, is $D(\theta)$ ('moisture diffusivity') gedefinieerd als:

$$D(\theta) \equiv K(\theta)/C(\theta) \tag{35}$$

waarin $C(\theta)$ de differentiële vochtcapaciteit, $\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}p^m$ is. Deze vergelijking verliest dus zijn betekenis in niet-homogene gronden en in situaties waarbij een zone van verzadiging zich uitstrekt tot in het bodemsysteem.

De schrijfwijze van de parameters in zowel (33) als in (34) wijst erop dat één-één-duidigheid in de vochtkarakteristiek wordt aangenomen. 'Hysterese' zal pas in hoofdstuk 8 (herverdeling van bodemvocht) nader aan de orde komen. Alhoewel er enige voorkeur bestaat om de doorlatendheid als een functie van de vochtfractie θ te beschouwen, kan men in dit geval ook over $K(p^m)$ spreken zoals in de p^m-vorm van de algemene stromingsvergelijking (34) wordt gedaan. Vergelijking (34) geldt in tegenstelling tot (33) wel onder alle bevochtingssituaties en ook in niet-homogene gronden. In het laatste geval zijn de parameters plaatsafhankelijk en ligt het voor de hand, dat een oplossing van (34) slechts m.b.v. numerieke methoden of simulatiemethoden kan worden verkregen.

In het algemeen zal het $K(\theta)$-, $K(p^m)$-, $D(\theta)$- of $C(p^m)$-verband, zoals dat uit experimentele waarnemingen is verkregen, zich niet in een eenvoudige functionele relatie laten beschrijven. De oplossing van de stromingsvergelijking is in dat geval eveneens slechts mogelijk m.b.v. numeriekemethoden of simulatiemethoden, waarbij de oorspronkelijke vergelijking(en) worden gediscretiseerd, bijvoorbeeld m.b.v. het principe van de 'finite difference'-benadering. Bij de feitelijke oplossing is inschakeling van een digitale, analoge of hybride computer vaak onvermijdelijk. Bestaan er wel functionele verbanden welke genoemde parameters beschrijven – althans in redelijke benadering –, dan is het voor specifieke, eenvoudige relaties mogelijk om een analytische oplossing van de stromingsvergelijking te verkrijgen. Uit analytische oplossingen van de θ-vorm van de stromingsvergelijking ((33) is de zg. Fokker-Planck-vergelijking) kunnen voor de praktijk uiterst bruikbare relaties worden verkregen, zoals bijvoorbeeld een relatie tussen de cumulatieve hoeveelheid geïnfiltreerd en de tijd.

Samenvattend kan worden gesteld, dat zelfs voor rigide gronden het gebruik van de Fokker-Planck-vergelijking een aantal onzekerheden met zich meebrengt. De relatie tussen p^m en θ is een zeer zwakke schakel, zodat echter ook de waarde van ingewikkelde computerberekeningen als zeer betrekkelijk dient te worden gezien omdat nauwkeurige gegevens van 'blijvende waarde' voor in de praktijk sterk met plaats en ook wel in tijd variërende bodemprofielen nauwelijks te verkrijgen zijn. Hetzelfde

geldt, misschien in nog sterkere mate voor de experimentele waarden voor K en D.

Gegeven deze onvolledigheid van betrouwbare invoergegevens, is men dan ook veelal gedwongen zich te beperken tot prototype-beschouwingen, in een poging het te verwachten scala van verschijnselen te kunnen begrenzen. Tegen deze achtergrond dient de uitvoerige behandeling van geschematiseerde systemen in hoofdstuk 5 te worden gezien: als men zich toch moet bedienen van gefingeerde relaties voor K en D en de vochtkarakteristiek, dan verdient de relatief snelle uitwerking op basis van vereenvoudigde aannamen dikwijls de voorkeur boven incidentele computeroplossingen op basis van meer gecompliceerde veronderstellingen.

4 Enkele oplossingen van de algemene stromingsvergelijking

4.1 Algemene aspecten en het gebruik van een computer

De in paragraaf 3.3 afgeleide algemene stromingsvergelijkingen (33) en (34) zijn niet-lineaire partiële differentiaalvergelijkingen van de tweede orde waarvan vele oplossingen mogelijk zijn, afhankelijk van de randvoorwaarden. Het aantal reële randvoorwaarden welke tijdens bevochtigingsprocessen in de bodem kunnen voorkomen is echter beperkt. Men beschouwt het bodemsysteem veelal als een halfoneindig medium, waarvan de initiële toestand en een conditie welke gedurende het proces op de rand van het systeem heerst, bekend zijn. Als rand wordt meestal het bodemoppervlak gekozen waar doorgaans, hetzij de vochtfractie, hetzij de flux gespecificeerd is. In het eerste geval spreekt men van een concentratierandvoorwaarde, in het laatste geval van een fluxrandvoorwaarde. Beperkt men zich tot ééndimensionale neerwaartse bevochtiging, dan komt de eerste situatie voor indien vrij water ($p^m \equiv 0$) aan het bodemoppervlak beschikbaar is, terwijl het tweede type randvoorwaarde gebruikt kan worden indien men de bevochtiging tijdens kunstmatige beregening of tijdens een (bekende) natuurlijke neerslag bestudeert.

Indien een randvoorwaarde van het concentratie-type bekend is en men zich beperkt tot bevochtiging van homogene gronden welke geen hystereseverschijnselen vertonen en tot omstandigheden waarbij verzadiging uitsluitend op de grens van het bodemsysteem voorkomt, dan kan men de θ-vorm van de algemene stromingsvergelijking (de Fokker-Planck-vergelijking) gebruiken, welke geschreven kan worden als:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[D(\theta)\ \frac{\partial \theta}{\partial x}\right] - \frac{\mathrm{d}k(\theta)}{\mathrm{d}\theta}\frac{\partial \theta}{\partial x} \tag{36}$$

waarin $k(\theta) = \rho_l g K(\theta)$. Het gebruik van (36) leidt tot (praktische) uitdrukkingen voor de cumulatieve infiltratie i en de infiltratiesnelheid J_0^Y (cf. hoofdstuk 5). Bij verwaarlozing van het tweede deel van het rechterlid van (36), de 'zwaartekrachtterm', gaat de vergelijking over in een diffusievergelijking. In verscheidene handboeken (Crank, 1956 en Carslaw & Jaeger, 1959) wordt een uitgebreid scala van oplossingen van de diffusievergelijking beschreven, waarvan men bij het oplossen van (36) gebruik kan maken. Enkele oplossingen van (36) gebaseerd op de randvoorwaarde corresponderend met verzadiging aan het oppervlak zullen in paragraaf 4.2 en 4.3 nader besproken worden.

Het gebruik van de p^m-vorm van de algemene stromingsvergelijking is weliswaar

veel minder beperkt dan het gebruik van (36), maar ook minder geschikt om praktische relaties, zoals die voor $i(t)$ of $J_0^N(t)$ mee af te leiden. In het algemeen zal daarom bij het oplossen van de stromingsvergelijking onder condities die het gebruik van (36) niet toestaan een computer worden ingeschakeld. M.b.v. de computer kan men via numerieke methoden en simulatietechnieken voor nagenoeg alle condities een (incidentele) oplossing verkrijgen. Vooral in latere hoofdstukken van dit verslag zullen simulatietechnieken aan de orde komen, in die zin dat er dan slechts vermeld wordt dat zij gebruikt zijn om een bepaalde oplossing te verkrijgen. De methoden zelf zijn uiteraard in handboeken beschreven, terwijl de methoden welke bij bevochtingsprocessen veelvuldig aan de orde komen sinds 1960 in de bodemfysische literatuur beschreven staan. In de meest recente literatuur wordt echter veelal volstaan met een summiere verwijzing naar eerdere literatuur voor wat de gebruikte methode betreft. Het lijkt daarom nuttig om hier een korte samenvatting te geven van de meest gebruikte methoden met hun respectievelijke voor- en nadelen.

Bij het gebruik van zowel numerieke methoden als simulatietechnieken is de 'finite difference'-benadering veelal de sleutel tot het vereenvoudigen en het vervolgens oplossen van de algemene stromingsvergelijking. In het x-t-vlak worden tijd- en ruimteas in een aantal stappen ter grootte van Δt en Δx opgedeeld zodat er een groot aantal rasterpunten ontstaat, welke met de coördinaten $m(\Delta x)$ en $n(\Delta t)$ aangegeven kunnen worden, zie figuur 14.

Afhankelijk van de randvoorwaarden waaronder de stromingsvergelijking moet worden opgelost, kan men verschillende numerieke benaderingen toepassen. Hierbij is het mogelijk de vergelijking expliciet of impliciet te benaderen. Bij de expliciete benadering worden voor de eerste en tweede orde afgeleiden in het rechterlid van (36) drie bekende rasterpunten (op $t = (n-1)\Delta t$) gebruikt. D.m.v. een eenvoudige voorwaartse benadering van het linkerlid $\partial\theta/\partial t$ kunnen dan alle rasterpunten op $t = n\Delta t$ stuk voor stuk berekend worden, mits de waarden op $m = 0$ en $m = m_{max}$ bekend zijn. De waarden voor θ op $m = 0$ zijn meestal gegeven vanwege de randvoorwaarde; die voor $m = m_{max}$ dienen eveneens bekend te zijn, hetgeen in de praktijk wel eens tot moeilijkheden kan leiden. Een expliciete benadering van de stromingsvergelijking wordt ook wel een vierpuntsbenadering genoemd; deze methode wordt gebruikt door Staple (1966) en Staple (1969).

Bij een impliciete benadering blijft men het LL (linkerlid) voorwaarts benaderen,

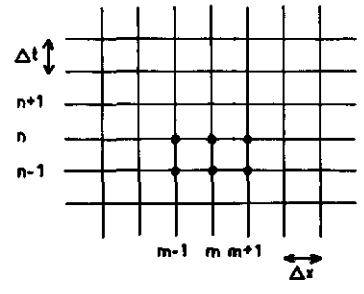


Fig. 14. De opdeling van x- en t-assen in rasterpunten t.b.v. de 'finite difference'-benadering.

Fig. 14. The partition of the x and t axes into grid points for the approximation by finite differences.

maar bij de benadering van het RL (rechterlid) worden niet alleen 3 bekende rasterpunten, maar tevens de nog onbekende 3 overeenkomstige rasterpunten op $t = n\Delta t$ in de benadering betrokken. Op deze manier kunnen de nog onbekende punten niet stuk voor stuk berekend worden, maar ontstaat er een stelsel van $(m-2)$-vergelijkingen waarin alle m rasterpunten op $t = n\Delta t$ voorkomen. Slechts indien twee van deze rasterpunten bekend zijn, bijvoorbeeld op $m = 0$ welke meestal door de randvoorwaarde bepaald wordt en op $m = m_{max}$ waar men er zeker van kan zijn dat de situatie gedurende het stromingsproces niet verandert, is het stelsel oplosbaar. Een bekend voorbeeld van een impliciete benadering is de Crank-Nicolson-methode (ook wel zespuntsmethode genoemd) welke in de bodemfysische literatuur voor het eerst gebruikt werd door Hanks & Bowers (1962).

Vooral t.b.v. het oplossen van het stelsel vergelijkingen dat ontstaat bij de impliciete benadering is het gebruikelijk om zich te beperken tot het creëren van stelsels lineaire vergelijkingen. Dit betekent dat er gemiddelde waarden voor $D(\theta)$ en $K(\theta)$ gebruikt worden omdat de feitelijke afhankelijkheid van deze parameters van de vochtfractie θ de oorspronkelijke stromingsvergelijking een sterk niet-lineair karakter gaf. Er zijn vele manieren om tot gemiddelde waarden voor zojuist genoemde parameters te komen. In de impliciete benadering leidt dit tot twee typen van oplossingen. In de zogeheten directe methode wordt er geen gebruik gemaakt van de nog onbekende waarde van θ of p^m om de parameters te schatten en lost men het stelsel vergelijkingen slechts eenmaal per tijdstap Δt op. In de volledig impliciete methode gebruikt men wel reeds deze onbekende waarden, zodat men door iteratie (na iedere berekening de 'gemiddelde' waarden van de parameters opnieuw berekenen en het stelsel vergelijkingen opnieuw oplossen) de juiste oplossing verkrijgt. Bij de iteratieve oplossing dient men dus het stelsel vergelijkingen een aantal malen, afhankelijk van een te stellen foutencriterium, op te lossen.

Er bestaat ook een mengvorm tussen de zojuist genoemde methoden van oplossen, waarbij het stelsel vergelijkingen tweemaal wordt uitgerekend; de zg. predictor-corrector-methode van Douglas-Jones, zoals gebruikt in Green et al. (1970). Directe impliciete methoden zijn gebruikt door Hanks & Bowers (1962), Rubin & Steinhardt (1963), Klute et al. (1965), Rubin (1966), Whisler & Watson (1968), Freeze (1969), Hanks et al. (1969), Bresler & Hanks (1969). Iteratieve impliciete methoden zijn gebruikt door Remson et al. (1965), Rubin (1967), Watson (1967), Ibrahim & Brutsaert (1968), Whisler & Klute (1965), Whisler et al. (1972), Giesel et al. (1972). Het stelsel lineaire vergelijkingen dat bij gebruik van een impliciete methode moet worden opgelost, is van dusdanig gunstige vorm dat zij via de matrixrekening zeer eenvoudig oplosbaar is m.b.v. een digitale computer, waar deze oplossing als het 'tridiagonal algorithm' bekend staat.

Met het oog op de stabiliteit en de convergentie in de wijze van oplossen, is men beperkt in de keuze van Δt en Δx. Het meest stringente criterium hiervoor geldt bij de expliciete methoden en het minst stringente voor de impliciete iteratieve methoden (Remson et al., 1971).

Het gebruik van digitale simulatietechnieken bij de bestudering en beschrijving van

bevochtigingsprocessen verschilt niét wezenlijk van het gebruik van numerieke methoden. I.p.v. een opdeling in rasterpunten spreekt men van een opdeling in laagjes of compartimenten. De computer, zoals die bij een digitale simulatie gebruikt wordt, volbrengt nu de integratie in de tijd op afroep van een code, naar keuze, via een aantal reeds gepreprogrammeerde numerische methoden. Voor de programmeur lijkt simuleren dan ook meer op het bijhouden van een aantal compartimentsboekhoudingen dan op het oplossen van een differentiaalvergelijking.

I.p.v. het oplossen van één algemene vergelijking (zoals bij de numerieke methoden het geval is) wordt er bij het digitaalsimuleren boekhouding gedaan van een (groot) aantal fluxen welke zich op de scheidingsvlakken tussen de laagjes voor kunnen doen. Op eenvoudige wijze kunnen dus complexe dynamische processen, zoals het tegelijkertijd optreden van vochttransport, vochtopname door plantenwortels, zoutbeweging, beïnvloeding van de samenstelling van het adsorptiecomplex en een eventuele vertraagde evenwichtsinstelling, worden bestudeerd. Voor alle laagjes waarin het bodemsysteem is opgedeeld wordt een boekhouding bijgehouden m.b.v. een integratieroutine. Door de wijze van berekenen moet simuleren tot de expliciete methoden van oplossen gerekend worden. Daar echter de integratie zowel op eenvoudige (lineaire of trapezium) wijze als op zeer nauwkeurige wijze kan geschieden (Runge-Kutta, Milne) zal de benadering van het LL in (36) $\partial\theta/\partial t$ zo perfect kunnen zijn, dat van een nagenoeg continue wijze van berekenen gesproken kan worden. Dit voordeel van het gebruiken van een simulatietechniek komt veelal tot uitdrukking in de naam van de simulatie'taal'. Van de door de American Simulation Council ontwikkelde simulatietalen, welke voor verschillende typen computers geschikt zijn, is het Contineous System Modelling Program (CSMP) het meest bekend (De Wit & Van Keulen, 1972; Beek & Frissel, 1973; De Wit & Goudriaan, 1974; Frissel & Reiniger, 1974; Van Keulen, 1975; Van Genuchten & Wieringa, 1974).

Bij het gebruik van zowel numerieke methoden als simulatietechnieken treden een aantal specifieke problemen naar voren, zoals de mathematische of numerieke dispersie en de keuze van Δx en Δt. Dat er voor deze problemen bijzonder moeilijk een enkelvoudige oplossing gegeven kan worden, kan men laten zien aan de hand van (36), waarin zowel D als $dk/d\theta = k'$ als constanten worden beschouwd, zodat (36) geschreven kan worden als:

$$\frac{\theta_m^n - \theta_m^{n-1}}{\Delta t} = D\,\frac{\theta_{m-1}^{n-1} - 2\theta_m^{n-1} + \theta_{m+1}^{n-1}}{(\Delta x)^2} + k'\,\frac{\theta_m^{n-1} - \theta_{m-1}^{n-1}}{\Delta x} \qquad (37)$$

In (37) is het LL een 1e-orde- (lineaire) benadering van $\partial\theta/\partial t$, waarbij 2e- en hogereordetermen (van de Taylor-expansie) verwaarloosd zijn. Hetzelfde geldt voor de tweede term van het RL. Wil men in (37) voor de 2e-ordetermen corrigeren, dan kan men D vervangen door een 'apparent' D:

$$D^* = D + {}^1/_2\,k'^2\Delta t - {}^1/_2\,k'\Delta x \qquad \text{(Goudriaan, 1973)} \qquad (38)$$

Wil men bovendien voor de 3e-ordetermen corrigeren, dan moet men Δx en Δt zo kiezen, dat:

$$(\Delta x)^2 = 6D\,\Delta t + k'^2\Delta t^2 \qquad \text{(Van Genuchten \& Wieringa, 1974)} \qquad (39)$$

Criteria voor de stabiliteit bij het oplossen van (37) geven tezamen met de conditie (39) uitdrukkingen voor Δx en Δt in termen van D en k'. Van Genuchten & Wieringa toonden aan dat bij gebruik van genoemde criteria voor Δx en Δt en toepassing van de correctieformule voor mathematische dispersie een 1e-ordebenadering zoals gebruikt in (37), dezelfde nauwkeurigheid geeft als een benadering van (37) waarin het LL tot een veel hogere orde werd benaderd (Runge-Kutta, Milne). Men dient zich echter wel te realiseren, dat weliswaar de maximale waarde van Δx door D en k' bepaald worden, maar Δx ook altijd aan een fysisch maximum gebonden is. In afhankelijkheid van de nauwkeurigheid van de oplossing die men wil verkrijgen (bijvoorbeeld de vorm van een steil bevochtigingsfront) dient men Δx klein genoeg te nemen.

Bij bevochtigingsprocessen zoals die in dit verslag aan de orde komen en waarbij D en $\mathrm{d}k/\mathrm{d}\theta$ verre van constant zijn kan, voor wat betreft voorgaande, het volgende worden opgemerkt. Omdat gedurende een tijdstap Δt de relevante vergelijkingen als lineair beschouwd worden en gemiddelde waarden voor D en $\mathrm{d}k/\mathrm{d}\theta$ gebruikt moeten worden, wordt hierdoor tevens de toegestane Δt beperkt, vooral in expliciete methoden. De tweede term in het RL van (37) kan op eenvoudige wijze als 'central difference' geschreven worden, hetgeen bij de simulatie van bevochtigingsprocessen vrijwel altijd automatisch gebeurd indien men gemiddelde waarden voor $k(\theta)$ berekent door de doorlatendheid van twee aangrenzende laagjes te middelen.

Door deze procedure heeft het RL dus een 2e-ordenauwkeurigheid verkregen. Indien men het LL in de 1e orde benadert, kan men op iedere diepte D vervangen door $D^* = D + {}^1/_2\, k'(\theta)^2\Delta t$, waarin $k'(\theta)$ nu niet langer een constante is zoals in (38). Men kan bij gebruik van simulatietechnieken het LL ook in hogere orden benaderen, i.e. andere integratieroutines gebruiken. Dit laatste lijkt de eenvoudigste oplossing maar verhoogt de benodigde rekentijd met een factor 3-5, terwijl de nauwkeurigheid van het RL tot een 2e orde beperkt blijft. Een voorschrift 'hoe te handelen bij niet constante D en $\mathrm{d}k/\mathrm{d}\theta$' voor het oplossen van (36) zou derhalve kunnen zijn:

1. Kies een waarde voor Δx op fysische gronden en controleer dat deze altijd kleiner is dan de Δx, welke op grond van stabiliteitscriteria kan worden berekend.
2. Gebruik 'central difference'-benadering en streef naar 3e-ordenauwkeurigheid van het RL door voor Δt de minimum waarde te nemen uit de reeks Δt-waarden, welke uit het gebruik van (39) op iedere diepte volgt. Dit criterium is altijd strenger dan dat welke door De Wit & Van Keulen (1972) werd aanbevolen.
3. Gebruik lineaire integratie met een op iedere diepte gecorrigeerde D-waarde of gebruik (veel duurdere) betere integratiemethoden.

Aan het vinden van de juiste gemiddelde waarden voor D en $\mathrm{d}k/\mathrm{d}\theta$ (gedurende Δt) dient de nodige aandacht besteed te worden en goede controles dienen uitgevoerd te worden (De Wit & Van Keulen, 1972; Stroosnijder & Wind, 1976). Een extra complicatie doet zich voor bij bevochtigingsprocessen indien laagjes oververzadigd raken hetgeen fysisch niet mogelijk is. Deze moeilijkheden gelden zowel voor de numerieke methoden als voor de simulatietechnieken. Het grote voordeel van simuleren ligt op

het terrein van de meer gecompliceerde processen, waarbij bijvoorbeeld slechts de deelprocessen bekend zijn die zich niet in een algemene vergelijking laten bundelen. Simulatieprogramma's hebben daarenboven als extra voordeel dat zij veel korter en beter leesbaar zijn dan numerieke programma's. Omdat ook de wijze van programmeren eenvoudiger is en er een groot aantal functies als 'soft ware' aanwezig is (zoals de integratieroutines), wordt wel gesteld dat de gebruikers minder training in programmeren nodig hebben en door de wijze van programmeren fysisch nauwer bij het te beschrijven proces betrokken blijven dan tijdens het programmeren van numerieke methoden. Het is echter een absolute noodzaak dat oplossingen welke m.b.v. numerieke methoden of simulatietechnieken zijn verkregen, worden getest aan analytische oplossingen of aan experimentele gegevens. Alleen deze wijze van testen kan de zekerheid verschaffen dat geen conceptuele of programmatische fouten zijn gemaakt.

Indien men een oplossing van de stromingsvergelijking wil verkrijgen voor randvoorwaarden welke buiten de context van dit verslag vallen, kunnen de 'finite element'-benadering en de 'hybride computer' van dienst zijn. Voor de omstandigheden en randvoorwaarden welke eerder in dit hoofdstuk werden genoemd, biedt de finite-element-methode geen voordelen (Feddes et al., 1974), terwijl de hybride computer nog volop in ontwikkeling is waarbij de 'scaling' van de sterk niet lineaire $D(\theta)$ en $k(\theta)$ tot op heden nog steeds problemen oplevert (D'Hollander & Impens, 1974). Onder bepaalde omstandigheden kunnen oplossingen verkregen worden met hydraulische analogons (Wind, 1972). Deze modellen hebben als voordeel, dat de 'rekentijd' zeer goedkoop is zodat simulaties over zeer lange perioden (enkele tientallen jaren) financieel mogelijk zijn. Een nadeel is, dat de ontwikkelingskosten voor een model zeer hoog zijn en dat de flexabiliteit gering is, waarbij iedere aanpassing opnieuw een aanzienlijke investering vergt. Ook het bereik van een dergelijk model is veelal beperkt tot een deel van het vochttraject dat in de bodem voor kan komen. Bij het voorspellen van de bewerkbaarheid van gronden onder Nederlandse voorjaarsomstandigheden werd echter een zeer goede overeenkomst geconstateerd tussen het hydraulische model van Wind (1972) en een digitaalsimulatiemodel van Hoogmoed (1974).

In figuur 15a is een digitaalsimulatieprogramma weergegeven dat allerlei vormen van waterbeweging in gelaagde gronden kan simuleren. Dit model maakt uitsluitend gebruik van bekende fysische wetmatigheden in de grond en van experimenteel bepaalde fysische parameters zoals $k(\theta)$ en $\theta(p^m)$. Met dit model kunnen eenvoudigere digitale modellen en niet-digitale modellen getest worden (Stroosnijder & Wind, 1976). Enkele resultaten van berekeningen gedurende een 18-daagse voorjaarsperiode zijn in de figuren 15b en 15c vermeld. Voor de betekenis van de symbolen in het model wordt verwezen naar paragraaf 7.9 en naar Keulen & Van Beek (1971), Stroosnijder et al. (1972) en Stroosnijder & Wind (1976).

Fig. 15. A. Een digitaal-simulatieprogramma (CSMP) voor de waterbeweging in gelaagde gronden. B. De druk p^m in de bovenste 5 cm van een zandige grond gedurende een 18-daagse voorjaarsperiode, zoals berekend met het model in figuur 15A. C. Dezelfde informatie als in figuur 15B voor de op een na bovenste laag.

Fig. 15. A. Digital simulation program (CSMP) for water flow in layered soils. B. The pressure p^m in the top 5 cm of a sandy soil during an 18-day period in spring as calculated with the program in Fig. 15A. C. The same information as in Fig. 15B for the second 5-cm layer.

```
TITLE    SOIL MOISTURE FORECASTING                                    (A)
*L.STROOSNIJDER ON DEC-10
*
*        DATA AND BOUNDARY CONDITIONS
*
/        DIMENSION IAMW(15),NFLR(15),AMW(15)
/        EQUIVALENCE (IAMW(1),IAMW1),(NFLR(1),NFLR1),(AMW(1),AMW1)
INITIAL
NOSORT
FIXED I,K,L
STORAGE TL(20),IWC(20),FLR(20),WC(20),SU(20),CD(20),CDA(20)
*
*        GEOMETRY SPECIFICATIONS
*
TABLE TL(1=15)=11*10.,4*5.
*
*        DRAINAGE AND EVAPORATION SPECIFICATIONS
*
DRAIND=120.
DRRES=0.005
FUNCTION EFFTB=0.,1.,100.,1.
*
*        SOIL PROPERTIES
*
PARAMETER C1=155.,C2=75.,C3=0.065,C4=3.68
FUNCTION SUTB1=0.214,4000.,0.264,1000.,0.300,400.,0.368,100.,...
0.409,40.,0.428,10.,0.432,4.,0.438,0.,1.,-750.
FUNCTION SUTB2=0.208,4000.,0.255,1000.,0.284,400.,0.335,100.,...
0.374,40.,0.439,10.,0.475,4.,0.50,0.,1.,-750.
PARAMETER WCSAT1=0.434,WCSAT2=0.500
*
*        CLIMATIC DATA
*
FUNCTION RAINTB=0.,0.,19.,0.
FUNCTION PEVATB=0.000,.00,0.399,.00,0.400,.60,0.599,.60,...
0.600,.00,1.399,.00,1.400,.60,1.599,.60,1.600,.00,2.399,.00,...
2.400,.25,2.599,.25,2.600,.00,3.399,.00,3.400,.80,3.599,.80,...
3.600,.00,4.399,.00,4.400,.30,4.599,.30,4.600,.00,5.399,.00,...
5.400,.65,5.599,.65,5.600,.00,6.399,.00,6.400,.60,6.599,.60,...
6.600,.00,7.399,.00,7.400,.80,7.599,.80,7.600,.00,8.399,.00,...
8.400,.75,8.599,.75,8.600,.00,9.399,.00,9.400,.85,9.599,.85,...
9.600,.00,10.399,.00,10.400,.10,10.599,.10,10.600,.00,12.399,.00,...
12.400,.45,12.599,.45,12.600,.00,13.399,.00,13.400,.50,13.599,.50,...
13.600,.00,14.399,.00,14.400,.35,14.599,.35,14.600,.00,15.399,.00,...
15.400,.80,15.599,.80,15.600,.00,16.399,.00,16.400,.85,16.599,.85,...
16.600,.00,17.399,.00,17.400,.75,17.599,.75,17.600,.00,18.000,.0
*
*        INITIAL AND FIELD SITUATION
*
```

```
FLR(J)=FLR(K)
12 CONTINUE
DO 13 J=1,15
FLR(J)=CDA(J)*((SU(J-1)-SU(J))/(0.5*(TL(J-1)+TL(J)))+1.)
13 CONTINUE
IF(FLR(I).GT.FLR(K))FLR(I)=FLR(K)
FLRD=FLR(K)
FLRC=0.
GO TO 22
*
*        FLOW RATES BETWEEN LAYERS IN CASE
*        NO DRAINAGE AND NO FLOW TO/FROM DITCHES,I=2
*
14 DO 15 J=2,15
FLR(J)=CDA(J)*((SU(J-1)-SU(J))/(0.5*(TL(J-1)+TL(J)))+1.)
15 CONTINUE
DO 16 J=1,1
FLR(J)=0.
16 CONTINUE
FLRD=0.
IF(FLR(2).GT.0.) GO TO 116
FLRC=FLR(2)
GO TO 22
116 FLR(2)=0.
FLRC=0.
GO TO 22
*
*        FLOW RATES BETWEEN LAYERS IN CASE
*         FLOW FROM DITCHES TO SOIL,I<2
*
17 IF(I.GT.1) GO TO 19
FLR(1)=0.
DO 18 J=2,15
FLR(J)=CDA(J)*((SU(J-1)-SU(J))/(0.5*(TL(J-1)+TL(J)))+1.)
18 CONTINUE
FLRD=0.
FLRC=FLR(1)
GO TO 22
19 K=I+1
L=I-1
FLR(I)=(DRAIND-DEPG)*DRRES
DO 20 J=K,15
FLR(J)=CDA(J)*((SU(J-1)-SU(J))/(0.5*(TL(J-1)+TL(J)))+1.)
20 CONTINUE
DO 21 J=1,L
FLR(J)=FLR(I)
21 CONTINUE
FLRD=0.
FLRC=FLR(I)
```

```
IAMW(I)=IWC(I)*TL(I)
1 CONTINUE
WATL=0.
*
*        CALCULATIONS
*
DYNAMIC
PRTIME=IMPULS(0,0,0,2)
NOSORT
AMWI=INTGRL(IAMW1,NFLR1,15)
DO 2 I=1,15
WC(I)=AMW(I)/TL(I)
2 CONTINUE
PEVA=AFGEN(PEVATB,TIME)
RAIN=AFGEN(RAINTB,TIME)
EFF=AFGEN(EFFTB,WC(15))
DO 3 I=1,11
SU(I)=AFGEN(SUTB1,WC(I))
IF(SU(I),GT,300,) GO TO 100
CD(I)=5,*EXP(SU(I)*(-0.023))
GO TO 3
100 CD(I)=14,80*SU(I)**(-1,4)
3 CONTINUE
DO 4 I=12,15
SU(I)=AFGEN(SUTB2,WC(I))
IF(SU(I),GT,C1) GO TO 101
CD(I)=C2*EXP(SU(I)*(-C3))
GO TO 4
101 CD(I)=C4*SU(I)**(-1,4)
4 CONTINUE
DO 5 I=2,15
   CDA(I)=(CD(I-1)+CD(I))*0,5
5 CONTINUE
*
*        LOCATION OF GROUNDWATER TABLE
*
DEPG=130,
DO 7 I=1,11
IF((WC(I)+0,0001-WCSAT1),GE,0,) GO TO 6
GO TO 10
6 DEPG=DEPG-TL(I)
7 CONTINUE
DO 9 I=12,15
IF((WC(I)+0,0001-WCSAT2),GE,0,) GO TO 8
GO TO 10
8 DEPG=DEPG-TL(I)
9 CONTINUE
10 IF(DEPG-DRAIND) 11,14,17
*
*         FLOW RATES BETWEEN LAYERS IN CASE_
*         DRAINAGE TO DITCHES I>2
*
11 K=I-1
L=I-2
FLR(K)=(DRAIND-DEPG)*DRRES
DO 12 J=1,L
*
22 CLIMFL=RAIN-PEVA*EFF
SSAMW=WC(15)*TL(15)
SSMAX=WCSAT2*TL(15)
FLMAX=(SSMAX-SSAMW)/DELT+FLR(15)
IF(FLMAX,LT,0,) FLMAX=0,
IF(WATL,GT,0,) GO TO 24
SOILFL=CD(15)*((SU(15)-0,)/(0,5*TL(15))+1,)
IF(CLIMFL,GT,SOILFL) GO TO 23
FLR(16)=CLIMFL
GO TO 25
23 FLR(16)=AMIN1(FLMAX,SOILFL)
WATL=(CLIMFL-FLR(16))*DELT
GO TO 25
24  FLR(16)=CD(15)*(1,+WATL/(0,5*TL(15)))
IF(FLR(16),GT,FLMAX) GO TO 241
GO TO 242
241 FLR(16)=FLMAX
242 WATL1=WATL
WATL=WATL1+(CLIMFL-FLR(16))*DELT
IF(WATL,GE,0,) GO TO 25
FLR(16)=WATL1/DELT+CLIMFL
WATL=0,
*
*        NET FLOW RATES IN/OUT LAYERS
25 DO 26 I=1,15
NFLR(I)=FLR(I+1)-FLR(I)
26 CONTINUE
*
*        REALISE FLOW DURING ONE TIME STEP
*
SRAIN=INTGRL(0,,RAIN)
AEVA=INTGRL(0,,(PEVA*EFF))
DRAIN=INTGRL(0,,FLRD)
CAPPR=INTGRL(0,,FLRC)
*
*        INTEGRATION METHOD,TIME STEO,OUTPUT CONTROL
*
METHOD RECT
SU15=SU(15)
SU14=SU(14)
FLR16=FLR(16)
PRTPLT SU15(0,,1000,),SU14(0,,1000,)
PRTPLT FLRD(0,,0,5),FLRC(-0,5,0,),WATL(0,,5,),FLR16(-1,0,0,)
PRINT DEPG,WATL,SRAIN,AEVA,DRAIN,CAPPR
TIMER FINTIM=18,,PRDEL=0,2,OUTDEL=0,2,DELT=0,001
IF(PRTIME,GT,0, ,AND, KEEP,EQ,1) GO TO 2000
GO TO 5000
2000 DO 4000 I=1,15
WRITE (6,3000) I,WC(I),SU(I),CD(I),FLR(I),NFLR(I)
3000  FORMAT(2HI=,I2,5H  WC=,E16,4,5H  SU=,E16,4,5H  CD=,E16,4,
     $6H  FLR=,E16,4,7H  NFLR=,E16,4)
4000  CONTINUE
5000  CONTINUE
END
STOP
ENDJOB
```

TIME	SU15	I
0.0000E-01	8.9231E+01	----+
2.0000E-01	8.9237E+01	----+
4.0000E-01	8.7750E+01	----+
6.0000E-01	1.1664E+02	-----+
8.0000E-01	9.5507E+01	----+
1.0000E+00	9.2515E+01	----+
1.2000E+00	9.1246E+01	----+
1.4000E+00	9.0752E+01	----+
1.6000E+00	1.2891E+02	------+
1.8000E+00	9.9650E+01	----+
2.0000E+00	9.7350E+01	----+
2.2000E+00	9.6013E+01	----+
2.4000E+00	9.5322E+01	----+
2.6000E+00	1.0867E+02	-----+
2.8000E+00	9.8996E+01	----+
3.0000E+00	9.7790E+01	----+
3.2000E+00	9.7165E+01	----+
3.4000E+00	9.6857E+01	----+
3.6000E+00	1.8789E+02	---------+
3.8000E+00	1.3407E+02	------+
4.0000E+00	1.1134E+02	-----+
4.2000E+00	1.0486E+02	-----+
4.4000E+00	1.0318E+02	-----+
4.6000E+00	1.3488E+02	------+
4.8000E+00	1.1154E+02	-----+
5.0000E+00	1.0579E+02	-----+
5.2000E+00	1.0445E+02	-----+
5.4000E+00	1.0384E+02	-----+
5.6000E+00	1.9821E+02	---------+
5.8000E+00	1.5603E+02	-------+
6.0000E+00	1.3181E+02	------+
6.2000E+00	1.1766E+02	-----+
6.4000E+00	1.1146E+02	-----+
6.6000E+00	2.0791E+02	----------+
6.8000E+00	1.7279E+02	--------+
7.0000E+00	1.4932E+02	-------+
7.2000E+00	1.3194E+02	------+
7.4000E+00	1.2079E+02	------+
7.6000E+00	2.6365E+02	------------+
7.8000E+00	2.2700E+02	----------+
8.0000E+00	1.9960E+02	---------+
8.2000E+00	1.7662E+02	--------+
8.4000E+00	1.5765E+02	-------+
8.6000E+00	2.9654E+02	-------------+
8.8000E+00	2.6382E+02	------------+
9.0000E+00	2.3809E+02	-----------+
9.2000E+00	2.1533E+02	----------+
9.4000E+00	1.9502E+02	---------+
9.6000E+00	3.6138E+02	----------------+
9.8000E+00	3.3099E+02	---------------+
1.0000E+01	3.0610E+02	--------------+
1.0200E+01	2.8328E+02	-------------+
1.0400E+01	2.6197E+02	------------+

Ⓑ

Ⓒ

TIME	SU14	I
0.0000E-01	8.6154E+01	----+
2.0000E-01	8.3683E+01	----+
4.0000E-01	8.2473E+01	----+
6.0000E-01	9.1431E+01	----+
8.0000E-01	8.8619E+01	----+
1.0000E+00	8.6833E+01	----+
1.2000E+00	8.5978E+01	----+
1.4000E+00	8.5669E+01	----+
1.6000E+00	9.6229E+01	----+
1.8000E+00	9.3273E+01	----+
2.0000E+00	9.1466E+01	----+
2.2000E+00	9.0577E+01	----+
2.4000E+00	9.0113E+01	----+
2.6000E+00	9.4505E+01	----+
2.8000E+00	9.3108E+01	----+
3.0000E+00	9.2350E+01	----+
3.2000E+00	9.1947E+01	----+
3.4000E+00	9.1760E+01	----+
3.6000E+00	1.1171E+02	-----+
3.8000E+00	1.0916E+02	-----+
4.0000E+00	1.0283E+02	-----+
4.2000E+00	9.9361E+01	----+
4.4000E+00	9.7944E+01	----+
4.6000E+00	1.0687E+02	-----+
4.8000E+00	1.0340E+02	-----+
5.0000E+00	1.0016E+02	-----+
5.2000E+00	9.9283E+01	----+
5.4000E+00	9.8755E+01	----+
5.6000E+00	1.1777E+02	-----+
5.8000E+00	1.1804E+02	-----+
6.0000E+00	1.1354E+02	-----+
6.2000E+00	1.0859E+02	-----+
6.4000E+00	1.0531E+02	-----+
6.6000E+00	1.2290E+02	------+
6.8000E+00	1.2393E+02	------+
7.0000E+00	1.1996E+02	-----+
7.2000E+00	1.1581E+02	-----+
7.4000E+00	1.1157E+02	-----+
7.6000E+00	1.3056E+02	------+
7.8000E+00	1.3364E+02	------+
8.0000E+00	1.3143E+02	------+
8.2000E+00	1.2830E+02	------+
8.4000E+00	1.2468E+02	------+
8.6000E+00	1.3657E+02	------+
8.8000E+00	1.3991E+02	------+
9.0000E+00	1.3871E+02	------+
9.2000E+00	1.3665E+02	------+
9.4000E+00	1.3417E+02	------+
9.6000E+00	1.4355E+02	-------+
9.8000E+00	1.4733E+02	-------+
1.0000E+01	1.4700E+02	-------+
1.0200E+01	1.4589E+02	-------+
1.0400E+01	1.4446E+02	-------+
1.0600E+01	1.4395E+02	-------+

1,1200E+01	2,0855E+02	----------+
1,1400E+01	1,9306E+02	---------+
1,1600E+01	1,7907E+02	---------+
1,1800E+01	1,6666E+02	--------+
1,2000E+01	1,5588E+02	--------+
1,2200E+01	1,4654E+02	-------+
1,2400E+01	1,3867E+02	-------+
1,2600E+01	2,2210E+02	----------+
1,2800E+01	2,0120E+02	----------+
1,3000E+01	1,8606E+02	---------+
1,3200E+01	1,7325E+02	--------+
1,3400E+01	1,6217E+02	--------+
1,3600E+01	2,5744E+02	------------+
1,3800E+01	2,3608E+02	----------+
1,4000E+01	2,1959E+02	----------+
1,4200E+01	2,0503E+02	----------+
1,4400E+01	1,9185E+02	---------+
1,4600E+01	2,5558E+02	------------+
1,4800E+01	2,3701E+02	----------+
1,5000E+01	2,2172E+02	----------+
1,5200E+01	2,0797E+02	----------+
1,5400E+01	1,9538E+02	---------+
1,5600E+01	3,6020E+02	-----------------+
1,5800E+01	3,3769E+02	----------------+
1,6000E+01	3,1965E+02	---------------+
1,6200E+01	3,0327E+02	---------------+
1,6400E+01	2,8786E+02	--------------+
1,6600E+01	6,2611E+02	------------------------------+
1,6800E+01	5,1543E+02	------------------------+
1,7000E+01	4,3339E+02	--------------------+
1,7200E+01	3,9083E+02	-------------------+
1,7400E+01	3,7358E+02	------------------+
1,7600E+01	8,2493E+02	--+
1,7800E+01	6,9849E+02	----------------------------------+
1,8000E+01	6,0154E+02	------------------------------+

1,1000E+01	1,4144E+02	--------+
1,1200E+01	1,3946E+02	-------+
1,1400E+01	1,3725E+02	-------+
1,1600E+01	1,3482E+02	-------+
1,1800E+01	1,3221E+02	-------+
1,2000E+01	1,2947E+02	-------+
1,2200E+01	1,2687E+02	-------+
1,2400E+01	1,2440E+02	-------+
1,2600E+01	1,3366E+02	-------+
1,2800E+01	1,3732E+02	-------+
1,3000E+01	1,3630E+02	-------+
1,3200E+01	1,3425E+02	-------+
1,3400E+01	1,3183E+02	-------+
1,3600E+01	1,3929E+02	-------+
1,3800E+01	1,4296E+02	--------+
1,4000E+01	1,4251E+02	--------+
1,4200E+01	1,4104E+02	--------+
1,4400E+01	1,3916E+02	-------+
1,4600E+01	1,4252E+02	--------+
1,4800E+01	1,4457E+02	--------+
1,5000E+01	1,4391E+02	--------+
1,5200E+01	1,4247E+02	--------+
1,5400E+01	1,4067E+02	--------+
1,5600E+01	1,4855E+02	--------+
1,5800E+01	1,5329E+02	--------+
1,6000E+01	1,5406E+02	--------+
1,6200E+01	1,5376E+02	--------+
1,6400E+01	1,5302E+02	--------+
1,6600E+01	1,5994E+02	--------+
1,6800E+01	1,7125E+02	---------+
1,7000E+01	1,7440E+02	---------+
1,7200E+01	1,7378E+02	---------+
1,7400E+01	1,7255E+02	---------+
1,7600E+01	1,8267E+02	----------+
1,7800E+01	1,9655E+02	----------+
1,8000E+01	2,0210E+02	----------+

In deze paragraaf is uitvoerig naar voren gekomen hoe, en met welke voordelen men een computer kan gebruiken om een bevochtigingsproces te beschrijven. Aan dit gebruik zijn uiteraard ook voorwaarden en nadelen verbonden. In de eerste plaats moet er een computer beschikbaar zijn en de gebruiker moet zich een 'programmataal' eigen maken. Verder is het rekenen met een computer duur en kan het tot oppervlakkige, zelfs onjuiste conclusies aanleiding geven. Gebrek aan diepgang is een potentieel gevaar omdat iedere uitkomst die de computer voorspelt een ad hoc oplossing is, waarmee nauwelijks enig inzicht wordt verkregen hoe de oplossing zou zijn onder iets veranderde omstandigheden. Omdat vooral complexe processen die nauwelijks meer zijn te overzien met een computer worden berekend, heeft men vaak slechts een vaag vermoeden omtrent de uitkomsten en wordt men 'goedgelovig'. Dit laatste kan leiden tot onjuiste conclusies als conceptuele of programmatische fouten zijn gemaakt welke door onvoldoende controles niet worden opgespoord. Hiermee zij niet gezegd dat het gebruik van een computer niet gerechtvaardigd is, integendeel een groot aantal complexe situaties zou nimmer met een andere bestaande techniek beschreven kunnen worden. Het is wel zo, dat men de computer met grote zorgvuldigheid moet gebruiken en, zoals iedere ambachtsman die gereedschappen gebruikt, een aanzienlijke ervaring met het rekentuig op moet doen.

Bij juist gebruik van de computer is de verkregen oplossing nagenoeg exact, althans voorzover de gebruikte (experimentele) parameters exact zijn. Dit laatste is in de bodemfysica allerminst het geval. Van veel bodems zijn nagenoeg geen fysische parameters bekend, van andere slechts die welke eenvoudig te bepalen zijn en nagenoeg altijd is de nauwkeurigheid van de parameters vele malen kleiner dan die waarmee een computer een oplossing kan berekenen. Men kan zich dan ook terecht afvragen of dit gebrek aan goede gegevens het gebruik van een computer wel rechtvaardigd, omdat men immers slechts van een pseudo-nauwkeurigheid kan spreken.

Gegeven deze spaarzame en onnauwkeurige gegevens is het zeer wel mogelijk dat eenvoudigere, benaderende, oplossingen dezelfde voorspellings-'nauwkeurigheid' opleveren. Dit kan zowel gelden voor de details van een oplossing, zoals bijvoorbeeld de vorm van een berekend bevochtigingsfront of voor de integrale eigenschappen van de oplossing waarmee grootheden als cumulatieve infiltratie of infiltratiesnelheid worden bedoeld.

In de volgende paragraaf 4.2, worden vervolgens enkele zogeheten semi-analytische methoden besproken. Deze methoden maken enerzijds gebruik van analytische principes, anderzijds van eenvoudige numerieke methoden om bijvoorbeeld een integraal te berekenen. Ze kunnen allen m.b.v. een eenvoudige zak-rekenmachine worden uitgevoerd. Uiteraard kunnen de meest complexe bevochtigingsprocessen niet op deze eenvoudige wijze worden berekend, zodat als (praktisch) voorbeeld om semi-analytische methoden te illustreren een bassinbevloeiing (d.w.z. $\theta = \theta_s$ op de rand) in een homogene grond zal worden beschreven.

4.2 Semi-analytische oplossingen voor bassinbevloeiing van een homogene bodem

Vergelijking (36), welke geldt voor ééndimensionale neerwaartse stroming, kan ook geschreven worden als:

$$-\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta}\left[D(\theta)\Big/\frac{\partial x}{\partial \theta}\right] - \frac{\mathrm{d}k(\theta)}{\mathrm{d}\theta} \tag{40}$$

Philip (1957) geeft een oplossing voor (40) voor de volgende randvoorwaarden:

$$\left.\begin{aligned} x(\theta_s,t) &= 0 \\ x(\theta_i,0) &> 0 \end{aligned}\right\} \tag{41}$$

De oplossing die Philip verkrijgt is gebaseerd op een beschouwing waarbij het effect van de zwaartekracht als een perturbatie op de absorptie (1e term van RL verg. 40) wordt gezien en is van de vorm:

$$x(\theta,t) = \lambda_1(\theta)t^{1/2} + \lambda_2(\theta)t + \lambda_3(\theta)t^{3/2} + \ldots \tag{42}$$

waarin:

$$\int_{\theta_i}^{\theta} \lambda_1 \mathrm{d}\alpha = -\,2D(\theta)/\lambda_1' \tag{43}$$

$$\int_{\theta_i}^{\theta} \lambda_2 \mathrm{d}\alpha = D(\theta)\lambda_2'/(\lambda_1')^2 + [k(\theta) - k(\theta_i)] \tag{44}$$

$$\int_{\theta_i}^{\theta} \lambda_3 \mathrm{d}\alpha = 2D(\theta)\Big/3\left[\frac{\lambda_3'}{(\lambda_1')^2} - \frac{(\lambda_2')^2}{(\lambda_1')^3}\right] \tag{45}$$

en waarbij het accent-teken de afgeleide $\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}\theta$ aangeeft. Indien $D(\theta)$ en $k(\theta)$ bekend zijn, kunnen de coëfficiënten uit de $\sqrt{t}$-reeks λ_1, λ_2, λ_3, enz. berekend worden met eenvoudige semi-analytische methoden. De eerste coëfficiënt, en leidende term in de $\sqrt{t}$-reeks, blijkt de oplossing van (40) te zijn voor het geval dat de zwaartekracht verwaarloosd wordt. λ_1 heeft dan de betekenis van een gereduceerde (Boltzmann)-variabele $x/\sqrt{t}$. Oplossingen van (43) worden door Matano (1932), Klute (1952), Philip (1955), Parlange (1971a) en Philip & Knight (1974) beschreven. De oplossing (42) met (43, 44 en 45) wordt eveneens verkregen indien men, op grond van ervaringen met de absorptiebevochtiging, à priori een oplossing in de vorm van een $\sqrt{t}$-reeks veronderstelt en deze in (40) invult (Philip, 1969e).

Vergelijking (42) heeft als eigenschap dat zij wel geldig is in het limietgeval voor $t \to 0$, maar niet meer in het limietgeval $t \to \infty$. In een beschouwing over het 'profile at infinity' toonde Philip (1957a) aan dat voor $t \to \infty$ $\mathrm{d}x(\theta)/\mathrm{d}t$ constant en onafhankelijk van θ wordt, nl. gelijk aan $k(\theta_s) - k(\theta_i)$. Na een zekere bevochtigingstijd, afhankelijk van $D(\theta)$ en $k(\theta)$, zal (42) dus niet langer gebruikt kunnen worden.

Parlange (1971b) beschrijft eveneens een oplossing van (40) met condities (41). In de gereduceerde grootheden $\bar{\theta} = (\theta-\theta_i)/(\theta_s-\theta_i)$ en $\bar{k}(\theta) = (k(\theta)-k(\theta_i))/(\theta_s-\theta_i)$

wordt de integraal van (40) over het gehele relevante vochttraject geschreven als:

$$\int_0^1 \left(\frac{\partial x}{\partial \bar{t}}\right) \mathrm{d}\bar{\theta} = -\ D(1) \Big/ \left(\frac{\partial x}{\partial \bar{\theta}}\right)_1 + \bar{k}(1) \equiv C(t) \tag{46}$$

omdat $(\partial x/\partial \bar{\theta})_0 = \infty$ bij de gekozen randvoorwaarden (41) en $\bar{k}(0) = 0$ per definitie. De functie $C(t)$ is nauw verwant aan de infiltratiesnelheid, J_0^{V}, omdat:

$$C(t) = [J_0^{\mathrm{V}}(t) - k(\theta_{\mathrm{i}})]/(\theta_{\mathrm{s}} - \theta_{\mathrm{i}}) \tag{47}$$

Door verwaarlozing van een deel van de integraal in (46), nl. van $\bar{\theta}$ (dichtbij 1) tot 1 waar immers $\partial x/\partial t$ klein is, kan (46) ook geschreven worden als:

$$\int_0^{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial x}{\partial t}\right) \mathrm{d}\alpha = -\ D(\bar{\theta}) \Big/ \left(\frac{\partial x}{\partial \bar{\theta}}\right) + \bar{k}(\bar{\theta}) \approx C(t) \tag{48}$$

Hieruit volgt door integratie en m.b.v. $x(1,t) = 0$ een eerste benadering voor x, nl. x_1:

$$x_1[\bar{\theta}, C(t)] = \int_{\bar{\theta}}^1 \frac{D(\alpha)}{C(t) - \bar{k}(\alpha)}\, \mathrm{d}\alpha \tag{49}$$

De tot nu toe onbekende functie $C(t)$ kan worden gevonden via een 'method of undetermined functions' (Ames (1965) in McWhorter, 1971, p. 11). Indien geldt dat:

$$\mathrm{L}\, x(\bar{\theta}, t) = 0 \tag{50}$$

waarin L een differentiaaloperator is, dan geldt eveneens dat:

$$\int_0^1 \mathrm{L}\, x(\bar{\theta}, t) = 0 \tag{51}$$

Indien x slechts bij benadering bekend is zoals in (49), dan is de integrand van (51) niet gelijk aan 0 en heeft (51) een kleine (residue)waarde welke een functie is van $\bar{\theta}$ en t. Als x geschreven kan worden als:

$$x_1 = x_1\ [\bar{\theta}, C(t)] \tag{52}$$

waarin het rechterlid x_1 een bekende functie is en waarin $C(t)$ nog bepaald kan worden opdat de integrand zo klein mogelijk wordt, dan stelt de volgende vergelijking:

$$\int_0^1 \mathrm{L}\, x_1[\bar{\theta}, C(t)]\, \mathrm{d}\bar{\theta} = 0 \tag{53}$$

de gemiddelde residuewaarde over het $\bar{\theta}$-interval van 0 tot 1 op de waarde 0 en dient (53) als een differentiaalvergelijking welke de onbekende functie $C(t)$ bepaalt.

Het gebruik van (49) in (46) geeft na integreren naar t:

$$t = \int_0^1 \frac{\bar{\theta} D}{\bar{k}^2} \left[\ln\left(\frac{C - \bar{k}}{C}\right) + \frac{\bar{k}}{C - \bar{k}}\right] \mathrm{d}\bar{\theta} \tag{54}$$

waarin D, C en $\bar{k}$ kortweg geschreven zijn i.p.v. $D(\theta)$, $C(t)$ en $\bar{k}(\theta)$. Vergelijking (54) geeft niet het t.b.v. (49) gewenste expliciete $C(t)$-verband, doch slechts $t(C)$, zodat de eerste benadering voor x uiteindelijk gegeven wordt door het stelsel vergelijkingen (49) én (54).

Parlange verkrijgt een tweede benadering voor x door de eerste benadering te differentiëren en vervolgens $\partial x_1/\partial t$ in (48) te gebruiken zodat na integratie volgt:

$$x_2(\bar{\theta},C) = \int_{\bar{\theta}}^{1} \left[\frac{D(\gamma)}{C \dfrac{\displaystyle\int_0^{\gamma}\left\{\int_{\beta}^{1} \frac{D(\alpha)}{[C-\bar{k}(\alpha)]^2}\,\mathrm{d}\alpha\right\}\mathrm{d}\beta}{\displaystyle\int_0^{1} \frac{D(\bar{\theta})\,\bar{\theta}}{[C-\bar{k}(\bar{\theta})]^2}\,\mathrm{d}\bar{\theta}} - \bar{k}} \right] \mathrm{d}\gamma \tag{55}$$

I.p.v. de functie $C(t)$ opnieuw te bepalen, stelt Parlange dat het stelsel vergelijkingen (55) én (54) een goede tweede benadering vormen. Een steeds grotere nauwkeurigheid in x zou volgens hem bereikt kunnen worden door de procedure welke tot de tweede schatting voor x leidde te herhalen. Het dient echter ernstig betwijfeld te worden of deze laatste procedure convergeert, omdat uit x_2 reeds een $C(t)$ kan worden berekend welke niet overeenkomt met de in het RL van (55) voorkomende $C(t)$. Dit laatste is een gevolg van het gebruik van (54) welke op een eerste benadering x_1 was gebaseerd.

Het is niet eenvoudig dit gebrek aan convergentie bij neerwaartse stroming te bewijzen, maar voor absorptie – waar Parlange (1971a) een soortgelijke convergentie voorspelde – is wel bewezen dat de procedure niet convergeert. Omdat de absorptievergelijking en de grensvoorwaarden in de variabele $\lambda(= x/\sqrt{t})$ uitgedrukt kunnen worden, volgt dat iedere volgende benadering van x uitsluitend een functie is van $D(\theta)$ en de vorige benadering van x. Hierdoor kunnen Knight & Philip (1974) op eenvoudige wijze aantonen dat de iteratie zoals voorgesteld door Parlange divergeert i.p.v. convergeert, dan wel oscilleert. Cisler (1974) vindt bij absorptie eveneens divergentie i.p.v. convergentie bij Parlange. Hij verbetert de tweede schatting voor x door een formule af te leiden voor een tweede schatting voor $C(t)$. Een goede schatting voor x kan eveneens verkregen worden door het rekenkundig gemiddelde van x_2 en x_3 te nemen.

Ondanks dat x_2 niet een exacte oplossing kan zijn en verder itereren erg moeilijk is en bovendien waarschijnlijk niet zal convergeren, is Parlange's methode aantrekkelijk omdat men op snelle wijze, zonder itereren een redelijke schatting van het infiltratiefront kan verkrijgen. Het stelsel vergelijkingen (54) en (55) blijkt bovendien geldig van $t = 0$ tot $t = \infty$. Op $t = 0$ volgt uit (54):

$$2C^2 t = \int_{\theta_i}^{\theta_s} \theta\, D\, \mathrm{d}\theta \tag{56}$$

hetgeen ingevuld in (55) een x_2 geeft welke exact gelijk is aan de x_2 in het absorptiegeval (Parlange, 1971a). Voor $t \to \infty, C \to \bar{k}(\theta_s)$, zodat $J_0^N(t \to \infty) = k(\theta_s)$ hetgeen in dat geval de flux is welke uitsluitend een gevolg is van de zwaartekracht.

Philip (1974) heeft de methode van Parlange (1971b) enigszins verbeterd door het invoeren van een gereduceerde flux $\bar{J}^N$.

$$\bar{J}^N(\theta,t) = \frac{J^N - k(\theta_i)}{J_0^N - k(\theta_i)} \tag{57}$$

J^v is de lokale (Darcy)-flux, $k(\theta_i)$ is de hydraulische doorlatendheid bij de (uniforme) initiële vochtfractie en J_0^v is de infiltratiesnelheid. Aan het bodemoppervlak heeft $\bar{J}^v$ de waarde 1 terwijl deze waarde afneemt tot 0 aan het infiltratiefront. Vergelijking (48) kan nu nauwkeuriger geschreven worden als:

$$\bar{J}^v(\bar{\theta},t)\, C(t) = -\, D(\bar{\theta}) \Big/ \frac{\partial x}{\partial \theta} + \bar{k}(\bar{\theta}) \tag{58}$$

en integratie geeft de exacte oplossing:

$$x\,[\bar{\theta},C(t)\,] = \int_{\bar{\theta}}^{1} \frac{D(\alpha)}{\bar{J}^v(\alpha,t)C(t) - \bar{k}(\alpha)}\, \mathrm{d}\alpha \tag{59}$$

In de eerste benadering van Parlange (49) werd $\bar{J}^v = 1$ genomen. Philip (1974) laat zien dat een betere eerste schatting voor $\bar{J}^v$ kan worden gebruikt.

Om de exacte oplossing (59) te vinden moeten zowel $C(t)$ als $\bar{J}^v(\bar{\theta},t)$ bekend zijn. Voor beide functies kunnen vergelijkingen afgeleid worden welke echter onderling afhankelijk zijn, zodat ze slechts door iteratie opgelost kunnen worden. Deze iteratie wordt aanzienlijk bemoeilijkt doordat $\bar{J}^v$ zowel een functie van $\bar{\theta}$ als van t is. Zoals later uit een analyse van de $\bar{J}^v$-functie blijkt, is de afhankelijkheid van t echter gering, zodat men de iteratie kan vereenvoudigen door $\bar{J}^v$ slechts als een functie van $\bar{\theta}$ te beschouwen. Dit resulteert in de volgende vergelijkingen welke door iteratie opgelost moeten worden:

$$\bar{J}^v(\bar{\theta}) = \frac{\displaystyle\int_0^{\bar{\theta}} \left[\int_{\beta}^{1} \frac{D\bar{J}^v}{(C\bar{J}^v - \bar{k})^2}\, \mathrm{d}\alpha \right] \mathrm{d}\beta}{\displaystyle\int_0^{1} \frac{D\bar{J}^v\bar{\theta}}{(C\bar{J}^v - \bar{k})^2}\, \mathrm{d}\bar{\theta}} \tag{60}$$

$$t = \int_0^{1} \frac{\bar{\theta} D\bar{J}^v}{\bar{k}^2} \left[\ln \frac{C\bar{J}^v - \bar{k}}{C\bar{J}^v} + \frac{\bar{k}}{C\bar{J}^v - \bar{k}} \right] \mathrm{d}\theta \tag{61}$$

Omdat het belangrijk is om een goede 1e schatting voor $\bar{J}^v(\bar{\theta},t)$ te maken, verdient het aanbeveling nader in te gaan op de $\bar{J}^v(\bar{\theta})$-functie voor kleine, grote en middelbare tijd. Voor kleine t speelt de zwaartekracht nauwelijks een rol en zal een infiltratieproces nagenoeg gelijk zijn aan een absorptieproces. In dat geval is:

$$\bar{J}^v(\bar{\theta}) = \frac{J^v}{J_0^v} = \frac{\displaystyle\int_0^{\bar{\theta}} \lambda\, \mathrm{d}\alpha}{\displaystyle\int_0^{1} \lambda\, \mathrm{d}\bar{\theta}} \tag{62}$$

waarbij $\bar{J}^v$ onafhankelijk van t is. De oplossing van (62) is volledig door $D(\theta)$ bepaald en luidt voor een constante D:

$$\bar{J}^{v}(\bar{\theta}) = \exp\,[-(\mathrm{erfc}^{-1}\bar{\theta})^2] \tag{63}$$

en voor een 'Dirac-D' (Philip, 1974):

$$\bar{J}^{v}(\bar{\theta}) = \bar{\theta} \tag{64}$$

Parlange (1971b) bewijst dat het infiltratiefront voor grote t uiteindelijk een constante vorm aanneemt en na een bepaalde kritische tijd t_o met constante snelheid zal voortschrijden. Dan volgt dat:

$$\lim_{t > t_o}\,[x(\theta,t)] = \xi(\theta) + \frac{k(\theta_s) - k(\theta_i)}{\theta_s - k(\theta_i)}(t - t_o) \tag{65}$$

De constante neerwaartse flux wordt dan:

$$J^{v} = -\,D(\theta)\frac{\partial\theta}{\partial x} + k(\theta) = \int_{\theta_i}^{\theta}\frac{\partial x}{\partial t}\,\mathrm{d}\alpha + k(\theta_i) = [k(\theta_s) - k(\theta_i)]\bar{\theta} + k(\theta_i) \tag{66}$$

zodat

$$\bar{J}^{v}(\bar{\theta},t) = \bar{\theta} \tag{67}$$

Voor grote t is $\bar{J}^{v}$ dus ook onafhankelijk van t en gelijk aan de relatie voor absorptie in een grond, welke een Dirac-$D(\theta)$-verband (zie verg. 80) heeft. Omdat een infiltratieprofiel meer gelijkenis vertoont met een oneindig scherp bevochtigingsprofiel (Dirac-D) dan met een zeer geleidelijk bevochtigings profiel (constante-D), cf. paragraaf 4.3, mag men verwachten dat de variatie van $\bar{J}^{v}(\bar{\theta},t)$ in de tijd gering is en kan men als eerste schatting voor $\bar{J}^{v}$ het beste $\bar{J}^{v}(\bar{\theta}) = \bar{\theta}$ nemen (zie ook fig. 16).

Vergelijking (61), welke voor de juiste $\bar{J}^{v}(\bar{\theta},t)$ exact is, vertoont hetzelfde (juiste) asymptotische gedrag als (54) van Parlange, welke uit zijn eerste benadering volgde.

De drie hiervoor vermelde, semi-analytische methoden werden gebruikt om de infiltratie en de absorptie in een lössgrond te berekenen. De fysische eigenschappen

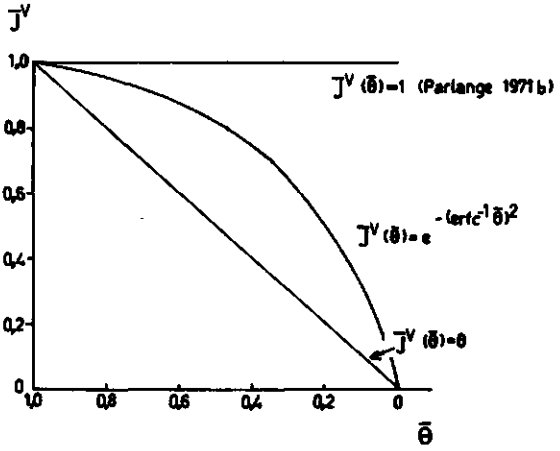


Fig. 16. Enkele relaties voor de gereduceerde flux $\bar{J}^{v}$ als functie van de gereduceerde vochtfractie $\bar{\theta}$.

Fig. 16. Some relations for the scaled flux $\bar{J}^{v}$ as a function of the scaled moisture fraction $\bar{\theta}$.

van deze grond, zoals $\theta(p^m)$, $D(\theta)$ en $k(\theta)$, zijn weergegeven in figuur 13. Er worden twee D-θ-verbanden gegeven, één zg. 'power-function' volgens Ahuja & Swartzendruber (1972) $D_P(\theta)$, en een exponentieel verband $D_E(\theta)$, zie ook sectie 2.1.3. Ten behoeve van de semi-analytische methoden werden deze diffusivity-functies en het k-θ-verband getabelleerd voor de middenwaarden van 20 gelijke vochttrajecten reikend van $\theta_s = 0{,}425$ tot $\theta_i = 0{,}09$ (zie tabel 2).

De resultaten van de berekeningen zijn samengevat in tabel 3. De infiltratieberekeningen zijn weergegeven als de cumulatieve infiltratie op $t = 86$ min, terwijl voor de absorptieberekeningen de waarde van de berekende sorptivity zijn vermeld. Enkele gedetailleerde resultaten met $D_P(\theta)$ zijn bovendien weergegeven in figuur 17. Ter vergelijking is een numerieke simulatie (met 50 laagjes van 1 cm dikte) uitgevoerd, waarin dezelfde $D(\theta)$ en $k(\theta)$ worden gebruikt (als blokdiagram) als in tabel 2.

Figuur 17 toont aan, dat de resultaten onderling dermate weinig verschillen dat het niet veel zin heeft om alle verkregen resultaten grafisch weer te geven. De berekeningen met $D_E(\theta)$ zijn in het onderhavige geval iets beter dan die welke met $D_P(\theta)$ zijn

Tabel 2. Waarden van $D(\theta)$ en $k(\theta)$, zoals gebruikt tijdens semi-analytische berekeningen en numerieke simulatie vermeld in tabel 3.

θ ($m^3 \cdot m^{-3}$)	$D_P(\theta)$ ($cm^2 \cdot min^{-1}$)	$D_E(\theta)$ ($cm^2 \cdot min^{-1}$)	$k(\theta)$ ($cm \cdot min^{-1}$)
0,417	16,8017[a]	38,8309	0,0506944
0,400	5,7170	17,2411	0,0298611
0,383	3,1731	7,6551	0,0187500
0,366	2,0162	3,3989	0,0118056
0,350	1,3916	1,5830	0,0079861
0,333	0,9683	0,7028	0,0048611
0,316	0,6856	0,3121	0,0030556
0,299	0,4894	0,1386	0,0020139
0,283	0,3569	0,0645	0,0012847
0,266	0,2545	0,0287	0,0007986
0,249	0,1802	0,0127	0,0005278
0,232	0,1261	0,0056	0,0003333
0,216	0,0889	0,0026	0,0002083
0,199	0,0602	0,0012	0,0001389
0,182	0,0397	0,0005	0,0000868
0,165	0,0254	0,0002	0,0000556
0,150	0,0166	0,0001	0,0000347
0,132	0,0095	–	0,0000160
0,115	0,0052	–	0,0000069
0,098	0,0026	–	0,0000025

a. Bij gebruik van $D_P(\theta)$ wordt deze waarde met een factor $b = (1 - m)^{-1} \cdot 2^{-m} = 2{,}87$ vermenigvuldigd (Ahuja & Swartzendruber, 1972; Stroosnijder & Bolt, 1974)/For $D_P(\theta)$, this value should be multiplied with a factor, $b = (1 - m)^{-1} \cdot 2^{-m} = 2.87$ (Ahuja & Swartzendruber, 1972; Stroosnijder & Bolt, 1974).

Table 2. Values of $D(\theta)$ and $k(\theta)$ used in semi-analytical calculation and numerical simulation mentioned in Table 3.

Tabel 3. Resultaten van semi-analytische berekeningsmethoden zoals beschreven in paragraaf 4.2.

Methode/Method	Benadering Approximation	Cumulatieve infiltratie i (cm) op t = 86 min/ Cumulative infiltration i (cm) at t = 86 min	
		$D_P(\theta)$	$D_E(\theta)$
Parlange (1971b)	1	10,49	10,54
	2	10,72 } $\bar{x}$ = 10,61	10,88 } $\bar{x}$ = 10,71
Philip & Knight (1974)	1	10,75	10,88
	2	10,58	10,67
	3	10,58	10,67
	4	10,58	10,67
Philip (1957)		10,62	10,59
Numerieke simulatie (CSMP)			
Numerical simulation (CSMP)		10,72	10,86
		Sorptivity S (cm · min$^{-1/2}$)	
		$D_P(\theta)$	$D_E(\theta)$
Parlange (1971a)	1	0,820	0,857
	2	0,848 } $\bar{x}$ = 0,834	0,883 } $\bar{x}$ = 0,870
	3	0,818	0,856
	4	0,848	0,883
	5	0,818	0,856
Philip & Knight (1974)	1	0,846	0,886
	2	0,836	0,871
	3	0,836	0,871
	4	0,836	0,871
	5	0,836	0,871
Philip (1955)		0,833	0,869
Numerieke simulatie (CSMP)[a]			
Numerical simulation (CSMP)[a]		0,830	0,870

a. S werd hier bepaald uit een lineaire regressie door i tegen $\sqrt{t}$. Deze regressielijn gaat niet door de oorsprong vanwege problemen bij de initialisatie van het simulatieproces./S was computed from a linear regression through i against $\sqrt{t}$. This regression line does not pass through the origin due to initialization problems during the simulation.

Table 3. Results of semi-analytical computations as described in Section 4.2.

uitgevoerd, hetgeen blijkt uit een vergelijking met de numerieke simulatie. Dit verschil zal bij een groter aantal vochtklassen geheel verdwijnen (Stroosnijder & Bolt, 1974).

Indien men de resultaten van de berekeningen nader beschouwt kan het volgende worden opgemerkt, waarbij wel gesteld dient te worden dat het geven van algemeen geldende conclusies niet mogelijk is omdat er slecht met één set gegevens voor één grond is gerekend. De absorptieberekening volgens Parlange (1971a) convergeert inderdaad niet. In tegenstelling tot hetgeen Knight & Philip (1974) gevonden hebben, blijkt de oplossing echter niet te divergeren maar blijft zij onveranderd oscilleren. Door middeling van de 1e en 2e schatting verkrijgt men een resultaat dat beter over-

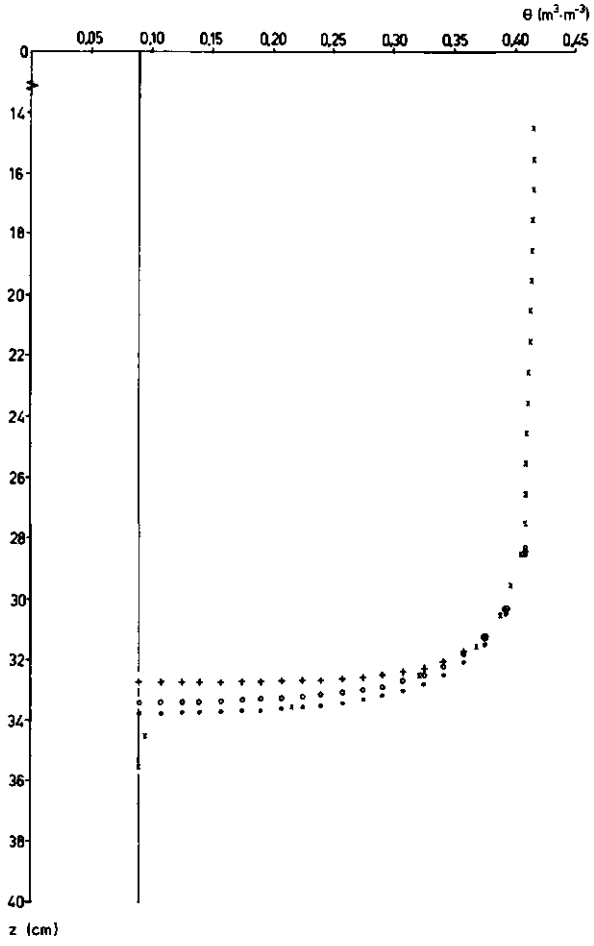


Fig. 17. Enkele resultaten van semi-analytische methoden vergeleken met die van een digitale simulatie; het infiltratiefront in löss op $t = 86$ min. + : 1e benadering volgens Parlange (1971b). ○ : 2e benadering. ●: Philip (1957c). × : Digitale simulatie.

Fig. 17. Some detailed results of semi-analytical methods compared with a digital simulation output; the infiltration front in loess at $t = 86$ min. + : 1st approximation according to Parlange (1971b). ○ : 2nd approximation. ●: Philip (1957c). × : Digital simulation.

eenkomt met dat van de numerieke simulatie. Voor de infiltratie volgens Parlange (1971b) zijn slechts twee schattingen berekend waarvan het gemiddelde slechter overeenstemt met de numerieke simulatie dan de 2e schatting welke bijzonder goed overeenstemt. De 2e schatting volgens Philip & Knight (1974) is slechter dan de 1e schatting, zodat deze 1e schatting in het onderhavige geval uitstekend voldoet Zowel de infiltratie als de absorptie volgens Philip & Knight (1974) geven een 2e schatting, welke bij verdere iteratie onveranderd blijft. Voor de absorptie geldt dat deze 2e schatting voor $D_E(\theta)$ bijzonder goed, en voor $D_P(\theta)$ redelijk goed overeenkomt met de numerieke simulatie. Tenslotte verschilt Philip's oorspronkelijke iteratieve methode voor absorptie (1955) slechts weinig van de voorgaande methoden, terwijl die voor infiltratie (1957) juist een slecht resultaat levert, voor beide $D(\theta)$ kleiner dan de numerieke simulatie.

Samenvattend kan men stellen dat althans voor absorptie de oorspronkelijke iteratieve methode (1955) in het onderhavige geval niet onderdoet voor de 'directe

integrale methoden'. Indien men deze laatste methoden m.b.v. een computer toepast, bestaat er weinig verschil in arbeid tussen de berekening volgens Parlange (1971a) en die volgens Philip & Knight (1974), zodat de 2e schatting volgens Philip & Knight (1974) de voorkeur lijkt te verdienen. Gebruikt men echter een handrekenmachine, dan is de middeling van de 1e en 2e schatting van Parlange (1971a) gemakkelijker uit te voeren dan de berekening van de 2e schatting volgens Philip & Knight (1974). Voor infiltratie lijkt de 1e schatting volgens Philip & Knight (1974) aanbevelenswaardig. Het feit dat de 2e en hogere benaderingen volgens Philip & Knight (1974) niet overeenstemmen met de numerieke simulatie kan mogelijk veroorzaakt worden door een significant verschil in de berekeningswijze. In het eerste geval wordt het vochttraject tussen θ_s en θ_i in een aantal (gelijke) stukjes verdeeld, terwijl bij de numerieke simulatie de diepte waarover de berekening plaatsvindt wordt verdeeld in een (gelijk) aantal compartimentjes. De eerste berekeningswijze leidt ertoe dat vrijwel alle berekende waarden $x(\theta,t)$ in het steile bevochtigingsfront vallen (zie fig. 17), terwijl er in het laatste geval slechts enkele waarden in het bevochtigingsfront vallen.

Zoals eerder vermeld is het niet mogelijk aan het voorgaande rekenvoorbeeld algemeen geldende conclusies te verbinden betreffende de aan te bevelen methode. Slechts een vergelijk voor een groot aantal gegevens en experimenten in een groot aantal verschillende gronden zal een dergelijk oordeel mogelijk maken. Het voorbeeld toont wel aan dat indien $D(\theta)$ en $k(\theta)$ beschikbaar zijn, men op eenvoudige semi-analytische wijze het verloop van een infiltratie front kan voorspellen, óók indien het $D(\theta)$-verband, zoals in het gekregen voorbeeld, extreem niet-lineair is hetgeen aanleiding zal zijn tot het berekenen van zeer steile fronten. Het is verder duidelijk dat discussie over de nauwkeurigheid en het al of niet convergeren van 2e en hogere benaderingen althans in dit voorbeeld van weinig praktisch belang is.

4.3 Analytische oplossingen

Analytische oplossingen voor neerwaartse bevochtigingsprocessen kunnen verkregen worden door één of meer bij het stromingsproces betrokken 'bodemkarakteristieken' sterk te vereenvoudigen. De drie hier bedoelde relaties zijn de $D(\theta)$, $k(\theta)$ en $\theta(p^m)$, welke onderling afhankelijk zijn, zodat indien er twee vast liggen de derde relatie ook bekend is, zie figuur 18.

4.3.1 Constante D en k

Het is bekend dat de 'moisture diffusivity' sterk met de vochtfractie varieert. In het voor de landbouw van betekenis zijnde traject van de vochtfractie (van verzadiging tot verwelkingspunt) zal $D(\theta)$ gemiddeld 3–5 orden van grootte kunnen verschillen. Het ligt daarom voor de hand, dat men bij gebruik van een constante D een soort (gewogen) gemiddelde waarde van $D(\theta)$ aanneemt. Men kan ook twee waarden voor D aannemen, een minimale en een maximale waarde, zodat de corresponderende twee oplossingen van (36) de grenzen aan zullen geven waarbinnen de werkelijke oplossing

Fig. 18. Analytische oplossingen. A: Constante D en k. Door deze keuze ligt $\theta(p^m)$ vast. B: Constante D en een lineaire $k(\theta)$, hetgeen dan leidt tot een niet-lineaire $\theta(p^m)$. C: Een step-functie voor de $k(\theta)$-relatie en een (althans dichtbij verzadiging) lineaire vochtkarakteristiek (bevochtigingstak) hetgeen tot een step-functie voor $D(\theta)$ leidt.

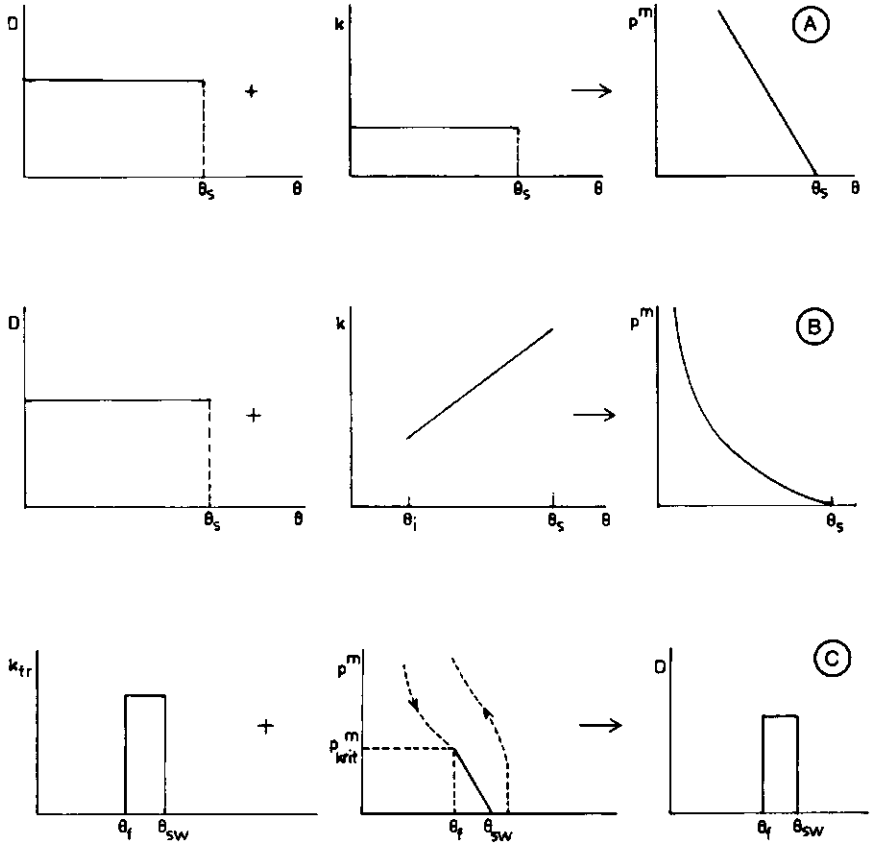


Fig. 18. Analytical models. A: Constant D and k. By choosing these two, $\theta(p^m)$ is fixed. B: Constant D and a rectilinear $k(\theta)$, which determines a curvilinear $\theta(p^m)$. C: A step function for the relation $k(\theta)$ and a rectilinear moistening branch (at least near saturation) of the retentivity curve, which determines a step function for $D(\theta)$.

zal moeten worden gezocht (cf. Bolt et al., 1965). Indien men veronderstelt dat naast D ook k constant is, gaat (36) over in een partiële lineaire differentiaalvergelijking, welke synoniem is aan de tweede vergelijking van Fick en geschreven wordt als:

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = D\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} \tag{68}$$

Deze vergelijking is tevens synoniem aan die voor horizontale stroming met een constante D. De verwaarlozing van de zwaartekracht, welke een gevolg is van de aanname dat k constant is, is voor bevochtigingsprocessen van korte duur niet onrealistisch. Uit de praktijk, maar ook uit hiernavolgende beschouwingen, blijkt dat het effect van de zwaartekracht veelal verwaarloosbaar klein is aan het begin van een bevochtigingsproces. De lengte van de tijdsperiode waarvoor deze verwaarlozing gerechtvaardigd is, is sterk afhankelijk van de grondsoort en kan variëren van enkele minuten (in droge zandgronden) tot vele uren in lemige- en kleiige gronden.

Uit handboeken welke diffusieverschijnselen bespreken (Crank, 1956; Carslaw & Jaeger, 1959) of oplossingen voor partiële differentiaalvergelijkingen geven (Sneddon, 1957), kunnen voor een zeer groot aantal verschillende randvoorwaarden oplossingen van (68) worden verkregen. De voor bevochtigingsprocessen in een half oneindig bodemsysteem relevante randvoorwaarden leveren dan de volgende oplossingen (Sneddon, 1957, p. 284 e.v.). Als:

$$\theta(x,0) = f(x) \qquad \text{en} \qquad \theta(0,t) = 0 \tag{69}$$

dan geldt:

$$\theta(x,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}}\int_0^\infty f(\alpha)\{\exp[-(x-\alpha)^2/4Dt] - \exp[-(x+\alpha)^2/4Dt]\}\mathrm{d}\alpha \tag{70}$$

welk geval correspondeert met het 'uitdoven' van initiele vochtfractieverschillen. Als:

$$\theta(x,0) = 0 \qquad \text{en} \qquad \theta(0,t) = g(t) \tag{71}$$

dan geldt:

$$\theta(x,t) = \frac{x}{2\sqrt{\pi D}}\int_0^t g(\alpha)\,(t-\alpha)^{-3/2}\exp[-x^2/4D(t-\alpha)]\,\mathrm{d}\alpha \tag{72}$$

Als de randvoorwaarden (69) en (71) tezamen worden genomen, dan kan de oplossing voor $\theta(x,t)$ worden verkregen door (70) en (72) bij elkaar op te tellen omdat beide oplossingen van de lineaire vergelijking (68) zijn. De integralen welke in de genoemde oplossingen voorkomen kunnen eventueel ontwikkeld worden in termen van Laguerre-polynomen (Abramowitz & Stegun, 1964, p. 923 e.v.), zodat oplossingen in eenvoudige vorm worden verkregen. Uit deze zeer algemene oplossingen kunnen oplossingen voor specifieke randvoorwaarden worden verkregen. De in de irrigatie veel gebruikte randvoorwaarden van bassinbevloeiing, n.l.:

$$\theta(x,0) = \theta_i \qquad \text{en} \qquad \theta(0,t) = \theta_s \tag{73}$$

leiden bijvoorbeeld tot:

$$\theta(x,t) = \theta_i + (\theta_s - \theta_i)\,\mathrm{erfc}\,(x/2\sqrt{Dt}) \tag{74}$$

waarin erfc de welbekende 'complementary error function' is, welke o.a. van tabellen in Crank (1956) kan worden afgelezen.

4.3.2 Constante D en lineaire $k(\theta)$

De oplossing van (36) met $dk(\theta)/d\theta = k'$ voor de condities (73) kan op eenvoudige wijze verkregen worden m.b.v. een Laplace-transformatie en resulteert uiteindelijk in:

$$\theta = \theta_i + \frac{\theta_s - \theta_i}{2}\left[\mathrm{erfc}\left(\frac{x - k't}{2\sqrt{Dt}}\right) + \exp\,(k^1 x/D)\,\mathrm{erfc}\left(\frac{x + k't}{2\sqrt{Dt}}\right)\right] \tag{75}$$

Deze oplossing is welbekend uit de chromatografie, waarbij de parameter k' de filtersnelheid v van de vloeibare fase voorstelt, terwijl D de diffusie/dispersie-coëfficiënt van het poreuze medium aangeeft. In de bodem is dan de waarde van de parameter D/v dikwijls slechts enkele cm. In het onderhavige geval is nu $k' \equiv dk/d\theta$ ruwweg gelijk aan k_s, d.w.z. variërend van bijvoorbeeld 10^{-5} in fijne tot 10^{-7} m·s^{-1} in grove gronden. De waarde voor de gemiddelde (natgewogen) D bedraagt doorgaans 10^{-4} m^2·min^{-1} (10^{-6} m^2·s^{-1}). Dit betekent dat D/k' hier varieert van 0,1 m tot 10 m in bijvoorbeeld een grove zandgrond. In tegenstelling tot de chromatografie, waar de diffusie/dispersie-effecten dikwijls als een perturbatie op de verplaatsing van het front t.a.v. de filtratiesnelheid van de vloeibare fase wordt behandeld, is in het onderhavige geval de zwaartekrachtsterm meestal op te vatten als een perturbatie op de 'diffusie'-term.

4.3.3 Step-functie voor $k(\theta)$-relatie en lineaire bevochtingstak van de $\theta(p^m)$-relatie

Indien men een step-functie-verband voor $k(\theta)$ veronderstelt, heeft dat tot (fysisch) gevolg, dat er uitsluitend in een natte grond, tussen θ_{sw} (de maximale vochtfractie tijdens bevochtiging) en θ_f (de vochtfractie aan het front) vochttransport kan plaatsvinden. In de droge ondergrond is daarentegen geen transport mogelijk, hoe groot de drijvende kracht hiervoor ook moge zijn. Dit zal aanleiding zijn tot het ontstaan van een zeer scherp bevochtigingsfront met $\theta = \theta_f$. In de reeds bevochtigde zone treedt nauwelijks meer verdere accumulatie van vocht op, maar wordt uitsluitend vocht getransporteerd waarmee diepere lagen bevochtigd worden, zodat dit wel de transmissiezone genoemd wordt.

Indien men verder nog de bevochtigingstak van de vochtkarakteristiek dichtbij verzadiging als lineair aanneemt, kan men de flux door het bodemoppervlak schrijven als:

$$J_0^v = k_{tr}\,[(-p^m_{krit}/d_f) + 1\,] \tag{76}$$

waarin d_f de bevochtigingsdiepte is, welke in dit geval (zeer steil bevochtigingsfront) samenvalt met de diepte waarop zich het front bevindt. Indien $(\theta_{sw}-\theta_f) << (\theta_{sw}-\theta_i)$ dan geldt ook:

$$J_0^V = (\theta_{sw} - \theta_i)\frac{dd_f}{dt} \tag{77}$$

zodat na integratie direct volgt:

$$t = \frac{\theta_{sw} - \theta_i}{k_{tr}}\left[d_f + p^m_{krit} \ln\left(\frac{d_f - p^m_{krit}}{-p^m_{krit}}\right)\right] \tag{78}$$

Vergelijking (78) voorspelt op impliciete wijze de bevochtigingsdiepte als functie van de infiltratietijd en werd voor het eerst gepresenteerd door Green & Ampt (1911). Zij beargumenteerden hun vergelijking echter nog niet op basis van vermeende $k(\theta)$- en $\theta(p^m)$-relaties maar noemden p^m_{krit} en k_{tr} resp. 'capillarity coefficient' en de 'practical permeability constant'.

Vergelijkingen analoog aan (78) werden na 1911 nog afgeleid door Philip (1954) en Fok & Hansen (1966).

De aannamen voor $k(\theta)$ en $\theta(p^m)$, zoals in figuur (18c), leiden tot een step-functie voor $D(\theta)$. Als echter $\theta_f \rightarrow \theta_{sw}$, welke voorwaarde in (77) gebruikt werd om (78) af te leiden, dan wordt $D(\theta_{sw})$ volgens (35) oneindig groot. Omdat echter altijd moet blijven gelden dat:

$$\int_{\theta_i}^{\theta_{sw}} D(\theta)d\theta = \int_{p_i^m}^{0} -k(p^m)dp^m = -k_{tr}p^m_{krit} \tag{79}$$

kan men in dat geval $D(\theta)$ schrijven als:

$$D(\theta) = -k_{tr}p^m_{krit}\,\delta_{(\theta_{sw}-\theta_f)}(\theta) \tag{80}$$

waarin $\delta_{(\theta_{sw}-\theta_f)}(\theta)$ een Dirac-distributie voorstelt. Omdat de waarde van $D(\theta)$ gedefinieerd blijft volgens het LL van (79), hetgeen met (80) ingevuld een Dirac-deltafunctie genoemd wordt (Sokolnikoff, 1966, p. 220), wordt $D(\theta)$ in dit geval wel een 'delta-function diffusivity' genoemd (Philip, 1957a; Philip, 1969e; Philip, 1974).

Evenals de benaderingen, welke in figuur 18a, b vermeld zijn, zijn de zojuist vermelde aannamen rigoreuze vereenvoudigingen van het werkelijk voorkomende niet-lineaire verband tussen k en θ, en D en θ. Zoals een voorbeeld zal verduidelijken, geven voorspellingen op basis van de aannamen in figuur 18a, b te flauwe vochtgradiënten, terwijl die in figuur 18c te steile gradiënten te zien geeft. Het werkelijke bevochtigingsprofiel zal tussen de extremen van figuur 18b en 18c in liggen.

De in figuur 19 geschetste curven a, b en c stemmen overeen met de in figuur 18a, b en c genoemde gevallen en geven het berekende vochtfront na een 86 min. durende infiltratie in een lössgrond. De bij deze berekeningen gebruikte waarden van de parameters zijn vermeld in tabel 4. Een uitgebreide discussie over de fysische betekenis van deze parameters en over de methode waarop zij bepaald kunnen worden, volgt in hoofdstuk 5.

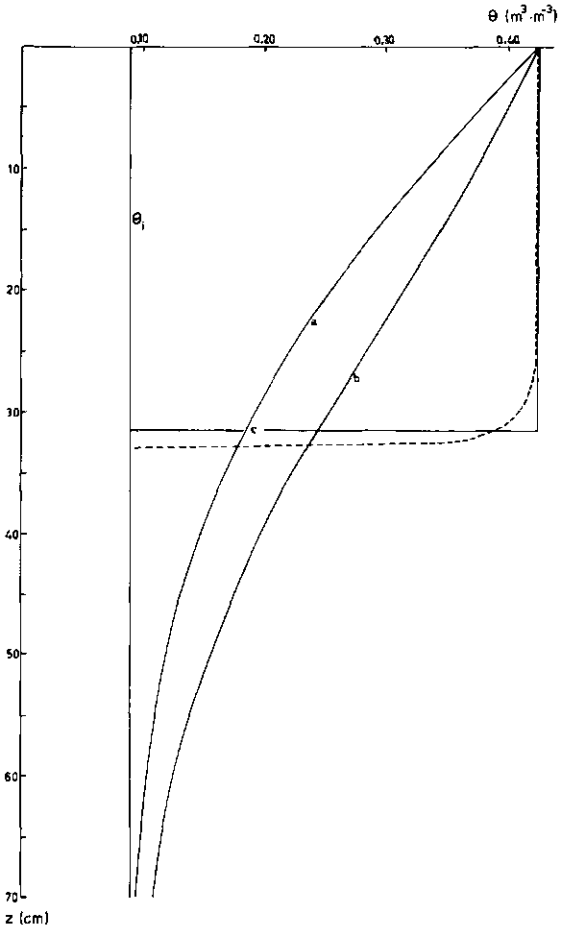


Fig. 19. Enkele resultaten van analytische methoden; het infiltratiefront in löss op $t = 86$ min. a: Constante D en k. b: Constante D en lineaire $k(\theta)$. c: Step-functie $k(\theta)$ en lineaire $\theta(p^m)$. Onderbroken lijn: experimenteel bepaald infiltratiefront.

Fig. 19. Some results of analytical methods; the infiltration front in loess at $t = 86$ min. a: Constant D and k. b: Constant D and rectilinear $k(\theta)$. c: Step function $k(\theta)$ and rectilinear $\theta(p^m)$. Broken line: experimentally found infiltration front.

Tabel 4. Gegevens en resultaten van de toegepaste analytische berekeningsmethoden (paragraaf 4.3).

Benadering Approximation	θ_s	θ_i	D	k'	p^m_{krit}	k_{tr}	θ_{sw}	i (cm)
a	0,425	0,09	5,273	–	–	–	–	8,05
b	0,425	0,09	5,273	0,1919	–	–	–	11,20
c	–	–	–	–	27,7	0,0406	0,425	10,55
Experimenteel/Experimental value								10,80

$k_{tr} = 0{,}632$ (hoofdstuk 5/Chapter 5)

Table 4. Data and results of the analytical methods used (Section 4.3).

5 Cumulatieve infiltratie en infiltratiesnelheid in een homogene bodem

5.1 Betekenis en gebruik van integrale karakteristieken voor bevochtigingsprocessen

Oplossingen van de algemene stromingsvergelijking, zoals die bijvoorbeeld in hoofdstuk 4 werden vermeld, zijn in feite distributiefuncties, waarmee θ, p^m of z als functie van tijd en plaats of van θ en tijd worden bepaald. Wil men deze distributies exact voorspellen, dan kost dat enerzijds een aanzienlijke hoeveelheid rekenwerk, terwijl anderzijds hoge eisen gesteld worden aan de beschikbaarheid van fysische gegevens van de betrokken grond. Het is veelal moeilijk en relatief uiterst kostbaar om een redelijk nauwkeurig $k(\theta)$- en $D(\theta)$-verband van een grond te bepalen, waarbij bovendien bedacht moet worden dat deze vaak slechts van incidentele waarde zijn daar de fysische toestand van een bodem gedurende het groeiseizoen of gerekend over een aantal jaren aanmerkelijk kan veranderen. Uit de praktijk is bekend dat het dikwijls niet nodig is om werkelijke distributies te kennen; veelal is het voldoende als op een bepaald tijdstip zogeheten integrale karakteristieken van het bevochtigingsproces, zoals de cumulatieve hoeveelheid vocht in een bodemprofiel of in de wortelzone of de flux, op een bepaalde diepte bekend zijn. Dit leidt tot het gebruik van vergelijkingen waarin grootheden als functie van de tijd worden uitgedrukt. De parameters welke in zulke tijd-afhankelijk relaties gebruikt worden, zijn in feite weer een functie van de fysische eigenschappen van het bodemprofiel zoals $k(\theta)$, $D(\theta)$ en de vochtkarakteristiek. Deze eigenschappen worden in de genoemde relaties echter niet als zodanig gebruikt, doch slechts in 'gecondenseerde' of 'geintegreerde' vorm gebruikt, hetgeen dan resulteert in het gebruik van slechts één of meer representatieve parameters. Zulke relaties, welke meestal als een analytische functie bekend zijn, worden ook wel kortweg integrale vergelijkingen genoemd.

Wellicht overbodig zij vermeld, dat de hierna af te leiden integrale vergelijkingen slechts geldig zijn voor homogene gronden. De meeste vergelijkingen blijven echter van waarde ook indien een bodem in zijn natuurlijke ligging weliswaar niet homogeen genoemd mag worden, maar waar het infiltratiegedrag voornamelijk beïnvloed wordt door sterk afwijkende eigenschappen aan het bodemoppervlak. De meest ernstige afwijkingen van homogeniteit treden veelal op t.g.v. korstvorming aan het oppervlak of t.g.v. de vorming van een ploegzool. In die gevallen kan de bevochtiging van het niet-homogene bodemprofiel beschreven worden als de bevochtiging van een homogene ondergrond via een dunne grenslaag met een lage hydraulische doorlatendheid. Met horizontale inhomogeniteit van bodems in hun natuurlijke ligging kan men het beste rekening houden door gronden in te delen in verschillende klassen.

Deze klassen moeten zich dan onderling onderscheiden in verschillen in de parameters welke gebruikt worden voor integrale karakteristieken van het bevochtigingsgedrag. Hiertoe is het noodzakelijk dat gronden in de toekomst meer dan voorheen op hun 'integrale' fysische eigenschappen worden gekarteerd.

De oudere integrale vergelijkingen zijn veelal empirisch, d.w.z. de relatie en de parameters werden verkregen uit een 'fitting' met experimentele gegevens (Kostiakov, 1932; Horton, 1940). Een meer fysisch georiënteerde relatie is die van Green & Ampt (1911), welke gebaseerd werd op rigoureuze benaderingen van de werkelijke fysische eigenschappen van gronden. Pas na de ontwikkeling van de semi-analytische oplossingen (zie paragraaf 4.2) ontstonden integrale vergelijkingen welke een reële fysische basis hebben. De opkomst van deze vergelijkingen heeft de belangstelling voor de (eenvoudige) empirische of semi-empirische vergelijkingen tijdelijk teruggedrongen. Het blijkt echter, dat deze laatste vergelijkingen zeer goed bruikbaar zijn en het is daarom interessant nader in te gaan op de betekenis van de gebruikte parameters en de verschillende uitdrukkingen voor integrale karkateristieken onderling te vergelijken.

De belangrijkste integrale vergelijking is die voor de infiltratiesnelheid J_0^V, i.e. de flux, welke op een bepaalde tijd tijdens bassinbevloeiingscondities het bodemoppervlak kan passeren. Vooral voor bassinbevloeiing is deze relatie belangrijk, omdat ze de tijd bepaalt gedurende welke er vrij water op de bodem moet blijven totdat een gewenste hoeveelheid water de grond is binnengedrongen. Bij 'border'-irrigatie is het één van de belangrijkste gegevens waarmee de borderlengte en borderhelling geoptimaliseerd kunnen worden. Bij 'trickle'- en 'sprinkler'-irrigatie bepaalt de infiltratiesnelheid op welk moment er, bij een zekere toedieningssnelheid, plasvorming op de grond gaat optreden. Hetzelfde geldt bij een natuurlijke neerslag. Het moment en de mate van plasvorming zijn belangrijke criteria bij het ontwerp van een irrigatieproject en bij het conserveren van bodems in gebieden met een grillige topografie en waar gevaar voor erosie bestaat. Bij de randvoorwaarden voor bassinbevloeiing, welke ook in hoofdstuk 4 veelal werden verondersteld, geldt dat:

$$J_0^V(t) = -k_{sw}\left[\frac{\partial p^m(z,t)}{\partial z}\right]_{z=0} + k_{sw} \quad \left\{\text{of} = -D_{sw}\left[\frac{\partial \theta(z,t)}{\partial z}\right]_{z=0} + k_{sw}\right\} \qquad (81)$$

Met k_{sw} wordt hier de waarde van de verzadigde hydraulische doorlatendheid bedoeld tijdens het bevochtingsproces. Deze kan het beste worden gedefinieerd als de constante flux, welke bij een hydraulische gradiënt $= -1$ in neerwaartse richting door een kolom grond stroomt welke juist is verzadigd en zowel aan de boven- als de onderkant op een $p^m = 0$ wordt gehouden. De waarde van k_{sw} kan aanzienlijk kleiner zijn dan de verzadigde doorlatendheid zoals die gemeten wordt nadat het monster langdurig verzadigd is geweest en welke waarde met k_{sd} zal worden aangegeven. Dit verschil treedt op, doordat tijdens (snelle) bevochtiging lucht wordt ingesloten.

Op $t = 0$ is de drukgradiënt in (81) oneindig groot, zodat bij eindige k_{sw} de infiltratiesnelheid ook oneindig groot is. Bij voortschrijding van het vochtfront zal deze gradiënt steeds kleiner en uiteindelijk gelijk aan nul worden. In het laatste geval zal

de infiltratiesnelheid afnemen tot een constante waarde. Volgens (81) zal deze waarde gelijk zijn aan k_{sw}, welke waarde in de praktijk echter zelden wordt bereikt. Het blijkt dat bij het voortschrijden van het vochtfront de maximale graad van verzadiging in de bevochtigde zone slechts 80–95% bedraagt. Deze verdere teruggang van de effectieve doorlatendheid in de bevochtigde zone kan twee oorzaken hebben. In de eerste plaats dient, tijdens de infiltratie, de in de bodem aanwezige lucht verplaatst te worden, hetgeen soms weliswaar met zeer kleine drukgradiënt in de gasfase zal kunnen geschieden maar hetgeen niettemin de luchtdruk in de continue luchtfase hoger doet zijn dan atmosferische luchtdruk. Een verhoging van de bodemluchtdruk heeft tot gevolg dat de bodem onverzadigd raakt (zie ook hoofdstuk 6). Een tweede oorzaak ligt aan het bodemoppervlak zelf. Als de weerstand voor infiltratie aan het oppervlak iets hoger is dan in de rest van het gestructureerde profiel, bijvoorbeeld ten gevolge van verslemping, dan fungeert het bodemoppervlak als 'throttle' en heerst er aan de onderkant van deze slecht doorlatende laag (ter grootte van 1–2 cm) een waarde van p^m welke reeds zó (laag) is dat de ondergrond nimmer meer voor 100% verzadigd kan geraken. Uit een nadere studie van de gegevens van Bodman & Coleman (1944) blijkt, dat dit de verklaring moet zijn voor de door hen gevonden bevochtigingsprofielen. Als gevolg van korstvorming aan het bodemoppervlak zal de constante infiltratiesnelheid, welke uiteindelijk voor grote tijd bereikt wordt, veelal kleiner zijn dan de k_{sw}-waarde van de grond. Omdat de semi-analytische oplossingen (zie paragraaf 4.2) gelden voor homogene gronden met een atmosferische luchtdruk, mag men van deze oplossingen niet verwachten dat zij de infiltratiesnelheid juist voorspellen indien in de loop van het bevochtigingsproces er een 'throttle' of een niet-atmosferische bodemluchtdruk ontstaat.

Keert men terug naar de beschouwing welke voor kleine t geldt, dan blijkt de absorptiekracht van de grond op het water sterk te overheersen over de zwaartekracht hetgeen, zoals later in dit hoofdstuk aangetoond zal worden, tot gevolg heeft dat J_0^N evenredig is met $1/\sqrt{t}$. Op tussenliggende tijden, d.w.z. tijdstippen welke niet als kleine t noch als grote t aangemerkt kunnen worden, zal het effect van de absorptiekracht verder afnemen en derhalve zal de relatieve invloed van de constante zwaartekracht belangrijker worden.

Hoewel dus zowel het verloop voor kleine t als dat voor grote t bekend is, betekent dit nog niet dat daarmee ook het verloop op tussenliggende t bekend is. Eenvoudige superposite van het effect van de zwaartekracht op het absorptieproces is niét mogelijk omdat beide processen verre van lineair zijn. Eén en ander heeft tot gevolg, dat het tot op heden niet mogelijk is gebleken om een analytische uitdrukking voor J_0^N (met slechts twee parameters) te vinden die voor ieder tijdstip en in alle voorkomende gronden geldig is. Het zal wel duidelijk zijn, dat de in gebruik zijnde vergelijkingen onderling slechts gering zullen verschillen en deze verschillen zich hoofdzakelijk manifesteren als een verschil in gewicht dat wordt toegekend aan het verloop voor kleine of voor grote tijd. Daar het tijdstip waarop de zwaartekracht het verloop van J_0^N met de tijd aanmerkelijk zal gaan beïnvloeden per grondsoort sterk verschilt, verklaart dit de grote diversiteit in de experimentele bevestigingen van de onderscheiden

vergelijkingen.

Een tweede belangrijke integrale eigenschap van een bevochtingsproces is het verloop van de cumulatieve hoeveelheid binnengedrongen water, kortweg cumulatieve infiltratie genoemd. De cumulatieve infiltratie kan voor de eerdergenoemde randvoorwaarden geschreven worden als:

$$i(t) = \int_0^\infty \left[\theta(z,t) - \theta_i\right] \mathrm{d}z + k(\theta_i)t \tag{82}$$

waarin de term $k_i t$ zorgt dat de initiële conditie, nl. $\theta = \theta_i$, $x > 0$ en $t = 0$ en de hieruit voortvloeiende conditie dat $\partial\theta/\partial z = 0$ voor $z \to \infty$ gehandhaafd blijft. Natuurlijk kan $i(t)$ ook verkregen worden door (81) te integreren van $t = 0$ tot $t = t$ evenals een uitdrukking voor $J_0^v(t)$ gevonden kan worden door (82) naar de tijd te differentiëren.

Welke van de twee bovenstaande, sterk verwante, integrale karakteristieken men prefereert om een bevochtigingsproces te beschrijven, zal mede afhangen van welke θ- of p^m-distributie men uitgaat. Sommige distributies zijn eenvoudiger te differentieren dan te integreren of omgekeerd, zodat dit de voorkeur voor het hanteren van $J_0^v(t)$ of $i(t)$ kan verklaren.

Uit het voorgaande zal duidelijk geworden zijn, dat men van een overzicht en een vergelijk van verschillende uitdrukkingen voor integrale karakteristieken niet mag verwachten dat er één als beste wordt gekenmerkt. Het kan wel inzicht verschaffen in de onderlinge verschillen en hun oorsprong, zodat men voor een bepaalde grondsoort en onder bepaalde omstandigheden de meest geschikte uitdrukking zal kunnen gaan gebruiken.

5.2 Bestaande uitdrukkingen voor integrale karakteristieken

Wanneer we (42) (Philip's (1957) semi-analytische oplossing) invullen in de definitievergelijking voor $i(t)$ (82), levert dit:

$$i(t) = \left[\int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_1(\theta)\,\mathrm{d}\theta\right]\sqrt{t} + \left[\int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_2(\theta)\,\mathrm{d}\theta + k(\theta_i)\right] t + \left[\int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_3(\theta)\,\mathrm{d}\theta\right] t^{3/2} + \ldots \tag{83}$$

Door (83) te differentiëren kan men een uitdrukking voor $J_0^v(t)$ verkrijgen welke door een soortgelijke reeks wordt voorgesteld. Het is duidelijk dat (83) wel voor de limiet $t \to 0$ zal gelden, maar niet voor de limiet $t \to \infty$. Philip (1969) beperkt het gebruik van (83) tot het tijdvak waarin $t < S^2/A^2$, waarbij:

$$S \equiv \int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_1(\theta)\mathrm{d}\theta \qquad \text{en} \qquad A \equiv \int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_2(\theta)\mathrm{d}\theta + k(\theta_i) \tag{84}$$

Met de invoering van de van θ_i-afhankelijke parameters S (sorptivity) en A kan (83), indien slechts de twee eerste termen van de reeks beschouwd worden, geschreven worden als twee-parametervergelijking (Philip, 1957):

$$i(t) = S\sqrt{t} + At \tag{85}$$

Indien de tweede term uit het rechterlid van (85) wordt weggelaten, geldt de vergelijking voor die gevallen waarin de zwaartekracht geen rol speelt. Wordt daarentegen de eerste term weggelaten, dan worden alle krachten buiten de zwaartekracht verwaarloosd.

De vergelijkingen (54) en (61), welke onderdelen vormen van de semi-analytische oplossingen van Parlange (1971b) en Philip & Knight (1974), zijn reeds (impliciete) uitdrukkingen voor integrale karakteristieken:

$$t = \int_0^{\bar{\theta}} \frac{\bar{\theta} D}{\bar{k}^2} \left[\ln \left(\frac{C - \bar{k}}{C} \right) + \frac{\bar{k}}{C - \bar{k}} \right] \mathrm{d}\bar{\theta} \tag{54}$$

$$t = \int_0^{\bar{\theta}} \frac{\bar{\theta} D \bar{J}^{\mathrm{v}}}{\bar{k}^2} \left[\ln \frac{C\bar{J}^{\mathrm{v}} - \bar{k}}{C\bar{J}^{\mathrm{v}}} + \frac{\bar{k}}{C\bar{J}^{\mathrm{v}} - \bar{k}} \right] \mathrm{d}\theta \tag{61}$$

waarin:

$$C(t) = [J_0^{\mathrm{v}}(t) - k(\theta_{\mathrm{i}})]/(\theta_{\mathrm{s}} - \theta_{\mathrm{i}}) \tag{47}$$

Zoals reeds in paragraaf 4.2 werd betoogd, voldoen (54) en ook (61) zowel voor $t = 0$ als voor $t \to \infty$, in welk geval $J_0^{\mathrm{v}} \to k_{\mathrm{sw}}$.

De analytische oplossingen tenslotte voorspellen na integratie van (74), dat bij constante D en k geldt:

$$i(t) = 2(\theta_{\mathrm{s}} - \theta_{\mathrm{i}}) \sqrt{D/\pi}\, \sqrt{t} \tag{86}$$

Dit resultaat is hetzelfde als dat, welke wordt verkregen bij verwaarlozing van de zwaartekracht en wordt daarom ook wel een oplossing voor absorptie (van water door de grond) genoemd.

Voor het geval dat $k(\theta)$ lineair is en D constant is, kan via differentiëren van (75) de volgende uitdrukking voor $J_0^{\mathrm{v}}(t)$ gevonden worden:

$$J_0^{\mathrm{v}}(t) = \frac{2(\theta_{\mathrm{s}} - \theta_{\mathrm{i}}) \sqrt{D/\pi}}{\sqrt{t}} \exp(-k' t^2/4D) - \frac{\theta_{\mathrm{s}} - \theta_{\mathrm{i}}}{2} k' \operatorname{erfc}(k' \sqrt{t/2}\sqrt{D}) + k_{\mathrm{sw}} \tag{87}$$

Voor kleine t geldt dat zowel $\exp[-(\,)] \approx 1$ als ook $\operatorname{erfc}(\,) \approx 1$ en (87) gaat over in:

$$J_0^{\mathrm{v}}(t) = 2(\theta_{\mathrm{s}} - \theta_{\mathrm{i}}) \sqrt{D/\pi} \Big/ \sqrt{t} + (k_{\mathrm{sw}} - \frac{\theta_{\mathrm{s}} - \theta_{\mathrm{i}}}{2} k') \tag{88}$$

Voor grote t is $\exp[-(\,)] \approx 0$ en $\operatorname{erfc}(\,) \approx 0$, zodat $J_0^{\mathrm{v}}(\infty) \to k_{\mathrm{sw}}$, terwijl voor kleine t de leidende term in (88) de verwachte evenredigheid met $1/\sqrt{t}$ vertoont.

De step-functie-benadering voor $k(\theta)$ leidde tot een impliciete vergelijking (78) welke voor het eerst gebruikt werd door Green & Ampt (1911) en welke door substitutie van $d_{\mathrm{f}} = i/(\theta_{\mathrm{sw}} - \theta_{\mathrm{i}})$ geschreven kan worden als:

$$t = \frac{\theta_{\mathrm{sw}} - \theta_{\mathrm{i}}}{k_{\mathrm{tr}}} \left\{ \frac{i}{\theta_{\mathrm{sw}} - \theta_{\mathrm{i}}} + p_{\mathrm{krit}}^{\mathrm{m}} \ln \left[\frac{i/(\theta_{\mathrm{sw}} - \theta_{\mathrm{i}}) - p_{\mathrm{krit}}^{\mathrm{m}}}{-p_{\mathrm{krit}}^{\mathrm{m}}} \right] \right\} \tag{89}$$

Voor kleine t, en dus kleine i, kan de ln-term benaderd worden zodat:

$$i = \sqrt{2k_{tr} \mid p^{m}_{krit} \mid (\theta_{sw} - \theta_i)} \tag{90}$$

terwijl (89) eveneens voor grote t een correct asymptotisch gedrag te zien geeft.

Oudere, in de praktijk veel gebruikte uitdrukkingen zijn die van Kostiakov (1932):

$$i(t) = at^b\ (+c) \tag{91}$$

waarbij a, b en c constanten zijn en van Horton (1940):

$$J^{V}_{0}(t) = J^{V}_{0}(\infty) + [J^{V}_{0}(i) - J^{V}_{0}(\infty)] \exp(-at) \tag{92}$$

waarbij $J^{V}_{0}(\infty)$ de uiteindelijke constante infiltratiesnelheid voorstelt, $J^{V}_{0}(i)$ een bekende snelheid op een tijdstip dichtbij $t = 0$ voorsteld en a een constante is. Omdat in deze beide uitdrukkingen coefficiënten worden gebruikt welke geen fysische betekenis hebben, worden zij hier niet verder uitgewerkt en zijn zij slechts vermeld ter completering van het overzicht van veel gebruikte vergelijkingen.

5.3 Nadere uitwerking en vergelijk

De waarde van de parameter S in (85) wordt volledig door $D(\theta)$ tussen θ_i en θ_s bepaald volgens (84). S kan dus berekend worden als $D(\theta)$ bekend is, of kan experimenteel bepaald worden. Dit laatste kan zowel in het veld gebeuren (Talsma, 1969) als m.b.v. (zeer nauwkeurige) methoden in het laboratorium (Van Keulen & Stroosnijder, 1973). De variatie van S met θ_i zal afhankelijk zijn van de mate waarop er een niet-lineair verband bestaat tussen D en θ; hierop zal in paragraaf 5.5 nader worden ingegaan.

Als tweede parameter in (85), naast S, werd door Philip (1957b) A genomen. Hiermee is deze tweede parameter, evenals de eerste, afhankelijk geworden van θ_i. Met behulp van een volledig bekende $D(\theta)$ en $k(\theta)$ berekende Philip voor 'Yolo light clay' met $\theta_i = 0{,}2376$ en $\theta_s = 0{,}4950$ dat $A = 0{,}38\ k_{sw}$. Uit een analyse van een aantal experimenten in situ vindt Talsma (1969) dat $A = 1/3\ k_{sw}$. Youngs (1968) neemt $A = 1/3\ k_{sw}$ aan voor 'slate dust', terwijl voor het grovere 'Ballotini glass beads' een waarde $A = 2/3\ k_{sw}$ wordt aangeraden. Whisler & Bouwer (1970) vergelijken experimentele gegevens met (85) en vinden de beste correlatie met $A = 2/3\ k_{sw}$. Vele auteurs bepalen A uit een 'curve fitting' en geven A op als waardevolle parameter, daarbij geen rekening houdend met de afhankelijkheid van A van θ_i. In de literatuur kunnen voor A dan ook alle waarden tussen 1/3 en 2/3 gevonden worden. Dit laatste wordt mede veroorzaakt door de manier waarop A bepaald wordt, nl. via een curve matching met experimentele gegevens. Doet men dit laatste, dan vindt men in feite niet A (welke volgens de definitievergelijking (84) constant in de tijd is) maar fk_{sw}. In dat geval dient men (85) te beschouwen als:

$$i(t) = S\sqrt{t} + fk_{sw}t \tag{85'}$$

waarin dus tevens het effect van de derde en hogere termen van (83) een rol speelt. Dit laatste heeft tot gevolg dat de waarde van f niet constant is maar toeneemt met de

tijd. Als parameter is f dus bijzonder lastig, daar f zowel van θ_i als van t afhangt. Daar A niet van t afhangt (wel van θ_i!) zal (85') voor toenemende t nauwkeuriger blijven met $f(\theta_i,t)k_{sw}$ als parameter dan (85) met $A(\theta_i)$.

Zoals in paragraaf 5.1 reeds werd toegelicht, is de constante waarde van de infiltratiesnelheid welke na langdurige infiltratie bereikt wordt (volgens (85) is dit de waarde A) inderdaad vaak kleiner dan k_{sw}. Omdat het model dat aan de afleiding van (85) ten grondslag ligt echter geen rekening houdt met een niet-atmosferische luchtdruk of een 'throttle' aan het bodemoppervlak, moet het feit dat zowel de berekende waarde van A volgens (44) als de experimenteel passend gemaakte waarde van fk_{sw} volgens (85'), altijd kleiner zijn dan k_{sw} een andere oorzaak hebben.

Philip (1957c) heeft het effect van de zwaartekracht als een perturbatie op een (ongestoord) absorptieproces beschouwd. Uit een analyse van het absorptieproces blijkt dat het bevochtigingsfront, in termen van de Boltzmann-variabele, een constante vorm heeft. Daar tijdens absorptie geldt dat $J_0^V(t) = -D_{sw}(\partial\theta(x,t)/\partial x)_{x=0}$, leidt zulk een 'similarity' ertoe dat de infiltratiesnelheid (eigenlijk absorptiesnelheid) exact beschreven kan worden d.m.v. een $1/\sqrt{t}$-evenredigheid. Tijdens infiltratie heeft de zwaartekracht invloed op de vorm van het bevochtigingsprofiel, zodat de 'similarity' niet meer geldt. De relatieve invloed van de zwaartekracht zal met de tijd toenemen en steeds meer de absorptie 'similarity' verstoren. Deze verstoring heeft altijd een steiler bevochtigingsfront tot gevolg, zodat hiermee de drijvende kracht voor de absorptie, nl. $(\partial\theta(x,t)/\partial x)_{x=0}$, sneller met de tijd zal afnemen dan men met de $1/\sqrt{t}$-evenredigheid uit 'similarity'-oogpunt zou voorspellen. In (85) is de eerste term van het RL $(S\sqrt{t})$ dus geen goede weergave van dat deel van de cumulatieve infiltratie dat door de absorptiekracht van de grond wordt opgeleverd. Doordat de cumulatieve infiltratie hierdoor overschat wordt, wordt dit in de tweede term van het RL van (85) gecorrigeerd doordat A een waarde heeft welke kleiner is dan k_{sw}. Dat (85) tijdens het passend maken met experimentele gegevens toch goed voldoet is opvallend. Het blijkt dat A soms over een redelijke tijdsinterval nagenoeg constant is. Helaas is deze constante waarde in de ene grond of bij het ene experiment gelijk aan $1/3\ k_{sw}$ en bij een andere grond gelijk aan $2/3\ k_{sw}$. Ook blijft het feit bestaan, dat (85) voor $t \to \infty$ niet de juiste infiltratiesnelheid zal voorspellen. Eén en ander brengen Youngs (1957), Childs (1967), Childs (1969), Whisler & Bouwer (1970) en Schwartzendruber & Youngs (1974) ertoe (85) slechts te beschouwen als een (bruikbare) empirische vergelijking.

Past men de semi-analytische benaderingen van Parlange (1971a) en Philip & Knight (1974) toe op absorptiestroming dan geldt:

$$J_0^V(t) = {}^1/_2 \left[2 \int_{\theta_i}^{\theta_s} (\theta - \theta_i) D(\theta)\, d\theta \right]^{1/2} t^{-1/2} \tag{93}$$

of:

$$J_0^V(t) = {}^1/_2 \left[2 \int_{\theta_i}^{\theta_s} (\theta - \theta_i) \frac{D(\theta)}{\bar{J}^V(\theta)}\, d\theta \right]^{1/2} t^{-1/2} \tag{94}$$

Indien geldt dat $\bar{\theta}D$ evenredig is met $\mathrm{d}\bar{k}/\mathrm{d}\bar{\theta}$, zoals bij $k = k(\theta_s)\exp(\alpha p^m)$, dan kan (54) voor neerwaartse stroming vereenvoudigd worden door substitutie van (Talsma & Parlange, 1972):

$$\bar{\theta}D \approx \left[\mathrm{d}\bar{k}/\mathrm{d}\bar{\theta}\int_0^1 \bar{\theta}D\,\mathrm{d}\bar{\theta}\int_0^1 (\mathrm{d}\bar{k}/\mathrm{d}\bar{\theta})\,\mathrm{d}\bar{\theta}\right] \approx \mathrm{d}\bar{k}/\mathrm{d}\bar{\theta}\,\varkappa \tag{95}$$

M.b.v. (93) kan de constante $\varkappa$ uit (95) ook geschreven worden als:

$$\varkappa \approx S^2/[2k_s(\theta_s - \theta_i)] \tag{96}$$

Als men de resulterende impliciete vergelijking voor relatief kleine t omzet in een expliciete uitdrukking door de ln-term te benaderen, verkrijgt men:

$$J_0^v(t) = {}^1/_2\left[2\int_{\theta_i}^{\theta_s}(\theta - \theta_i)D(\theta)\,\mathrm{d}\theta\right]^{1/2} t^{-1/2} + {}^1/_3\,k_s \tag{97}$$

Opvallend is, dat de factor $^1/_3$ in (97) overeenkomt met de waarde die veelal in de literatuur gevonden wordt.

Vergelijking (88), voor constante D en lineaire $k(\theta)$ kan vereenvoudigd worden door voor k' de waarde $(k(\theta_s) - k(\theta_i))/(\theta_s - \theta_i)$ te nemen; Philip (1969e):

$$J_0^v(t) = {}^1/_2\ [2(\theta_s - \theta_i)\sqrt{D/\pi}\,]\,t^{1/2} + {}^1/_2\,k_s \tag{98}$$

waarbij k_i verwaarloosd is omdat meestal geldt $k_i \ll k_s$.

Vergelijking (89) kan voor kleine t vereenvoudigd worden door de ln-term te benaderen. Door de vergelijking vervolgens te inverteren verkrijgt men:

$$J_0^v(t) = {}^1/_2\ \sqrt{2k_{tr}\,|\,p_{krit}^m\,|\,(\theta_{sw} - \theta_i)}\ t^{-1/2} + {}^2/_3\,k_{tr} \tag{99}$$

Men kan nu de verschillende uitdrukkingen het beste vergelijken door invoering van gereduceerde variabelen $I = k_s i/S^2$ en $T = k_s{}^2 t/S^2$, waarin S respectievelijk gelijk is aan:

$$S = \int_{\theta_i}^{\theta_s}\lambda_1(\theta)\,\mathrm{d}\theta \qquad \text{In Philip (1957c)} \tag{100}$$

$$S = \left[2\int_{\theta_i}^{\theta_s}(\theta - \theta_i)D(\theta)\,\mathrm{d}\theta\right]^{1/2} \qquad \text{In Parlange (1971b)} \tag{101}$$

$$S = 2(\theta_s - \theta_i)\sqrt{D/\pi} \qquad \text{Bij een constante } D \tag{102}$$

$$S = \left[2k_{tr}\,|\,p_{krit}^m\,|\,(\theta_{sw} - \theta_i)\right]^{1/2} \qquad \text{In step-}k(\theta)\text{-functie} \tag{103}$$

M.b.v. (100)–(103) kunnen (85), (97), (98) en (99) geschreven worden als resp.:

$$I = \sqrt{T} + fT \tag{104}$$

$$I = \sqrt{T} + {}^1/_3\, T \tag{105}$$

$$I = \sqrt{T} + {}^1/_2\, T \tag{106}$$

$$I = \sqrt{T} + {}^2/_3\, (k_{tr}/k_{sw})\, T \tag{107}$$

Hieruit blijkt dat alle uitdrukkingen, althans voor kleine t en nadat ze omgewerkt zijn tot expliciete analytische uitdrukkingen, van dezelfde vorm zijn en dat zij uitsluitend voor wat de tweede term betreft onderling verschillen. De factor f is aan het begin van deze paragraaf uitvoerig besproken en varieert in de literatuur tussen $^1/_3$ en $^2/_3$. Als men $k_{tr} = k_{sw}$ neemt zoals Childs (1969) voorstelt, dan wordt de tweede term in (107) eveneens gelijk aan $^2/_3$. Zoals later blijkt kan men ook $k_{tr} = 0{,}632\, k_{sw}$ stellen, waardoor de tweede term in het RL van (107) gelijk wordt aan 0,42 T, welke waarde tussen $^1/_3$ en $^1/_2$ inligt. In figuur 20 wordt een grafisch overzicht gegeven van de belangrijkste vergelijkingen (104)–(107). Tevens zijn drie experimentele waarden vermeld voor Ballotini met $S = 2{,}417$ cm·min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 0{,}3252$ cm·min^{-1} volgens Youngs (1968). De experimentele punten in figuur 20 suggereren dat de relatieve

Fig. 20. Vergelijking van drie uitdrukkingen voor de dimensieloze cumulatieve infiltratie I als functie van de dimensieloze tijd T met experimentele waarden (×) van Youngs (1968) voor 'Ballotini grade 15' met $S = 2{,}417$ cm·min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 0{,}325$ cm·min^{-1}.

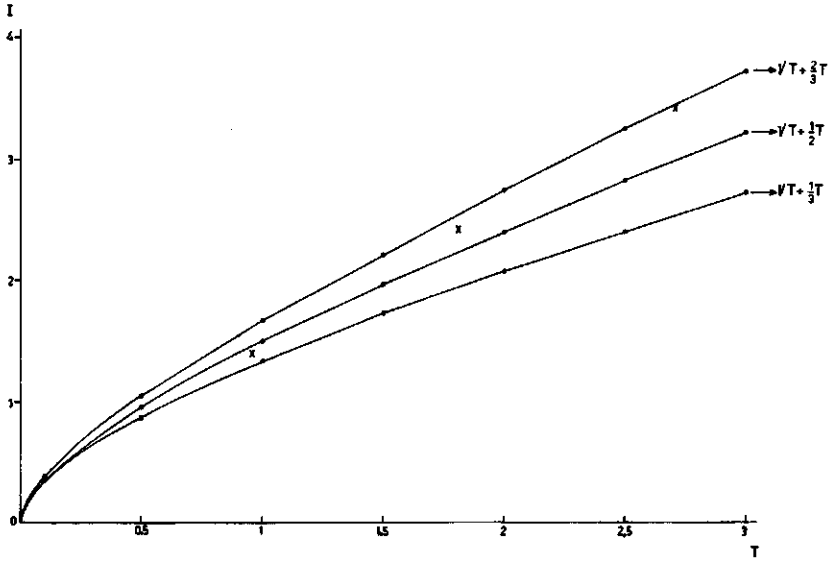


Fig. 20. Comparison of three expressions for the dimensionless cumulative infiltration I as a function of dimensionless time T with experimental data (×) of Youngs (1968) for Ballotini grade 15 with $S = 2.417$ cm·min$^{-1/2}$ and $k_{sw} = 0.325$ cm·min^{-1}.

bijdrage van de T-term niet constant is, maar toeneemt met de tijd. Men kan het voorgaande op twee manieren verklaren. Men kan stellen dat (kennelijk!) de zwaartekracht bij kleine t geen rol speelt en dat deze rol langzamerhand zijn intree doet en uiteindelijk pas bij grote t volledig tot zijn recht komt. Als men hiermee de relatieve invloed bedoelt, dan is deze verklaring op zich zelf niet onjuist, maar verklaart zij niets. Als men de absolute invloed van de zwaartekracht bedoelt is de verklaring fout, daar het nu eenmaal op aarde onmogelijk is zich op eenvoudige wijze van de invloed van de zwaartekracht te ontdoen. De enige resterende verklaring is die, welke hier al eerder naar voren werd gebracht en waarin gesteld werd, dat de invloed van de zwaartekracht de vorm van het bevochtigingsfront kennelijk dusdanig beinvloed dat het effect van de absorptie op de cumulatieve infiltratie geringer wordt dan indien dit effect als enige drijvende kracht op het water werkzaam zou zijn. De eerste term van (104)–(107) (welke allen uit benaderingen werden verkregen) vertegenwoordigt dus ten onrechte het absorptie-effect geheel, zoals dat in het geval dat absorptie alleen optreedt wordt gevonden. Deze overschatting van het absorptie-effect wordt dan gecorrigeerd door het effect van de zwaartekracht te reduceren.

5.4 Een nieuwe vergelijking

Uit de in paragraaf 5.3 naar voren gebrachte kritiek op de bestaande vergelijkingen volgt, dat een vergelijking, wil hij beter voldoen dan de daar beschreven vergelijkingen, aan de volgende eisen moet voldoen:

1. Voor $t \to \infty$ moet $J_0^V \to k_{sw}$
2. Voor $t \to 0$ moet $J_0^V \to \infty$
3. Voor kleine t moet $J_0^V \to {}^1/_2\, S\, t^{-1/2}$
4. Het moet liefst een twee-parametervergelijking zijn.
5. De voorgestelde parameters dienen een duidelijke fysische betekenis te hebben en moeten eenvoudig en ondubbelzinnig meetbaar zijn.

Een vergelijking die aan de genoemde voorwaarden 1, 2, 3 voldoet is:

$$J_0^V(t) = {}^1/_2\, S\, t^{-1/2} \exp(-b\sqrt{t}) + k_{sw} \tag{108}$$

met

$$i(t) = \frac{S}{b}\,[1 - \exp(-b\sqrt{t})] + k_{sw}t$$

waarin b een constante is. Deze constante bepaalt nu de snelheid van afzwakking van de bijdrage van de sorptiekrachten op het infiltratieproces. In analogie met andere systemen waarin convectie en diffusie tezamen fluxbepalend zijn (i.e. in de chromatografie), lijkt het logisch de exponent van de 'decay'-factor evenredig te stellen aan een verhouding van het type $vt/\sqrt{Dt}$. In het geval van infiltratie is dan de convectiesnelheid v te identificeren met k_{sw}, terwijl de progressie van het vochtfront o.i.v. de sorptiekrachten gegeven wordt door $S\sqrt{t}$. Ergo:

$$b\sqrt{t} = \alpha k_{sw}t/S\sqrt{t} = (\alpha k_{sw}/S)\sqrt{t}$$

Voorzover kon worden nagegaan, blijkt $\alpha = {}^4/_3$ voor zeer uiteenlopende gronden uitstekend te voldoen. Hiermee is dan tevens aan de vierde en vijfde voorwaarde voldaan.

ad. 1. Indien $t \to \infty$ gaat $J_0^V \to k_{sw}$ en $i(t) \to S/b + k_{sw}t$. De (initiële) bijdrage van de absorptiekrachten nadert dus tot een constante waarde voor grote t, waarna verdere infiltratie uitsluitend o.i.v. de zwaartekracht plaatsvindt.
ad. 2. Indien $t \to 0$ zal $J_0^V \to \infty$ en $i \to 0$.
ad. 3. Voor kleine t kan men $e^{-b\sqrt{t}}$ benaderen door $(1 - b\sqrt{t} + {}^1/_2 b^2 t)$ zodat volgt:

$$i(t) = S\sqrt{t} + (1 - Sb/2k_{sw})k_{sw}t \tag{109}$$

welke vergelijking identiek is met (85') waarbij:

$$f = 1 - Sb/2k_{sw} \tag{110}$$

Voor $b = 4k_{sw}/3S$ geldt volgens (110) dat $f = {}^1/_3$.
ad. 4. De ervaring leert dat $b = 4\,k_{sw}/3S$ in zeer uiteenlopende gronden voldoet. Dit kan geïllustreerd worden aan 2 bekende 'gronden' waaraan in de bodemfysische literatuur veelvuldig gerefereerd wordt. De eerste is Yolo light clay, een tamelijk ondoorlatende grond. In figuur 21 is de cumulatieve infiltratie weergegeven, zoals dat volgens (83) m.b.v. vier coëfficiënten berekend kan worden (Philip, 1957c). De figuur

Fig. 21. Vergelijking tussen verschillende uitdrukkingen voor $i(t)$ voor 'Yolo light clay', met $S = 0{,}097$ cm·min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 7{,}38 \times 10^{-4}$ cm·min^{-1} (Philip, 1957). ——: Semi-analytische methode. –·–: $i = S\sqrt{t} + k_{sw}t/3$. ●: $i = (S/b)[1 - \exp(-b\sqrt{t})] + k_{sw}t$, met $b = 4k_{sw}/3S$.

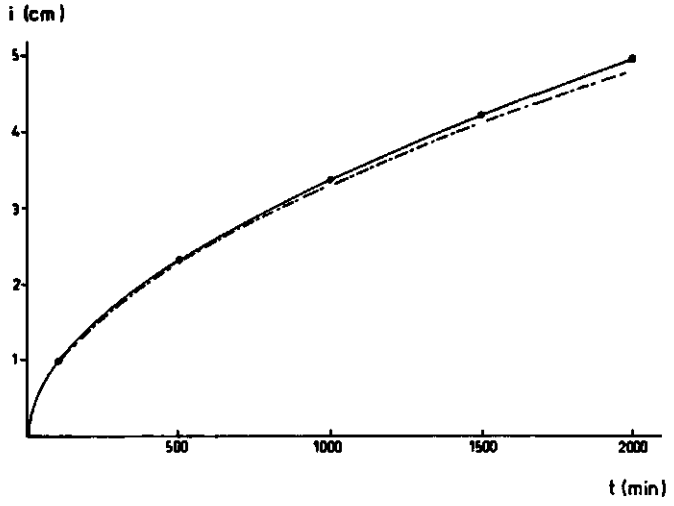


Fig. 21. Comparison between various expressions for $i(t)$ with Yolo light clay, with $S = 0.097$ cm·min$^{-1/2}$ and $k_{sw} = 7.38 \times 10^{-4}$ cm·min^{-1} (Philip, 1957). ——: Semi analytical method. –·–: $i = S\sqrt{t} + k_{sw}t/3$. ●: $i = (S/b)[1 - \exp(-b\sqrt{t})] + k_{sw}t$, with $b = 4k_{sw}/3S$.

Fig. 22. Vergelijking tussen verschillende uitdrukkingen voor $i(t)$ voor 'Ballotini grade 15', met S = 2,417 cm·min$^{-1/2}$ en k_{sw} = 0,325 cm·min^{-1} (Youngs, 1968). ——: Experimentele waarden. –·–: $i = S\sqrt{t} + 2k_{sw}t/3$. ....: $i = S\sqrt{t} + k_{sw}t/3$. ●: $i = (S/b)[1 - \exp(-b\sqrt{t})] + k_{sw}t$, met $b = 4k_{sw}/2S$.

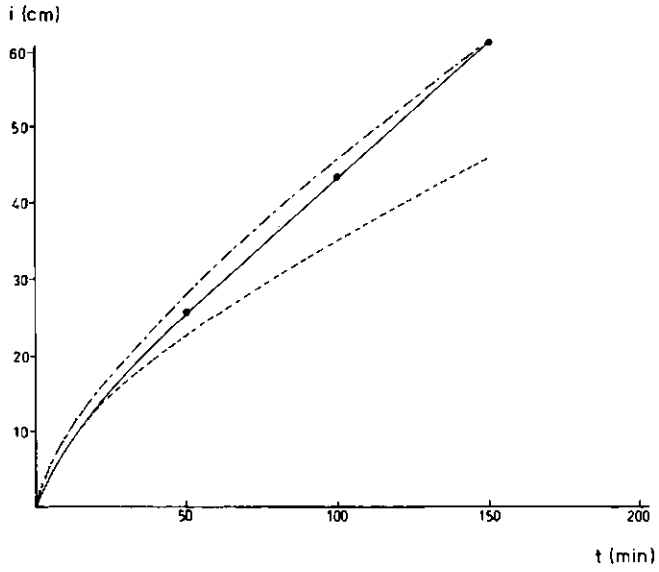


Fig. 22. Comparison between various expressions for $i(t)$ with Ballotini grade 15, with S = 2.417 cm·min$^{-1/2}$ and k_{sw} = 0.325 cm·min^{-1} (Youngs, 1968). ——: Experimental values. –·–: $i = S\sqrt{t} + 2k_{sw}t/3$. ....: $i = S\sqrt{t} + k_{sw}t/3$. ●: $i = (S/b)[1 - \exp(-b\sqrt{t})] + k_{sw}t$, with $b = 4k_{sw}/3S$.

Fig. 23. Grafische bepaling m.b.v. (108) van S en k_{sw} uit twee experimentele waarnemingen.

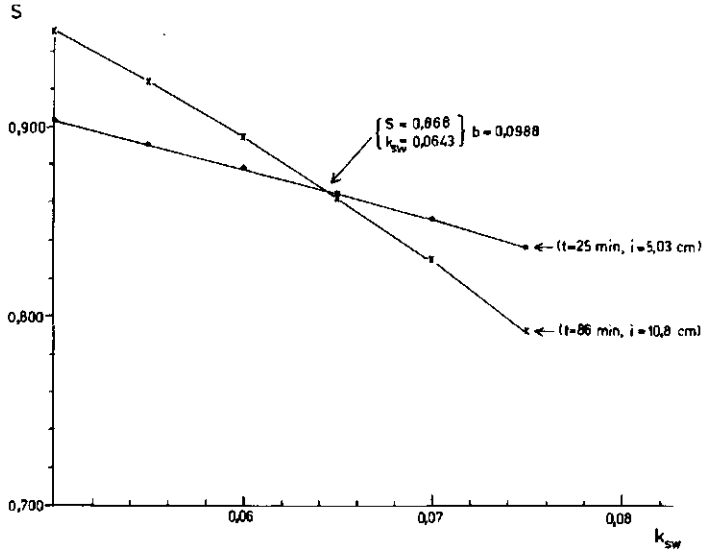


Fig. 23. Graphical determination with Eq. (108) of S and k_{sw}, using two experimental values.

toont verder, dat (108) met $k_{sw} = 7{,}38\ 10^{-4}$ cm·min^{-1} en $S = 0{,}0971$ cm·min$^{-1/2}$ (Philip, 1957c) en $b = 4\,k_{sw}/3S$ de cumulatieve infiltratie zeer goed beschrijft en beter voldoet dan (85') met $f = {}^1/_3\ k_{sw}$.

De tweede grond is de zeer doorlatende Ballotini-'grade 15' met $S = 2{,}417$ cm·min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 0{,}3252$ cm·min^{-1} (Youngs, 1968). M.b.v. $b = 4\,k_{sw}/3S$ levert (108) zeer goede resultaten, zie figuur 22, welke duidelijk veel beter zijn dan die, welke uit (85') volgen met $f = {}^1/_3\ k_{sw}$ of $A = {}^2/_3\ k_{sw}$.

Een derde bewijs dat $b = 4\,k_{sw}/3S$ in (108) goed voldoet wordt aan het eigen löss-experiment ontleend. Omdat de waarden van k_{sw} en S voor de grond, zoals gebruikt in het experiment, niet nauwkeurig bekend waren, zijn deze waarden uit het experiment zelf bepaald. Hiertoe werden k_{sw}-waarden als functie van S-waarden bepaald (door 'trial and error'), waarvoor (108) met $b = 4\,k_{sw}/3S$ voor een gemeten waarde van $i(t)$ voldoet. Vervolgens kunnen deze waarden grafische worden weergegeven, zoals in figuur 23. Door dit voor twee meetwaarden, ($t = 25$ min en $i = 5{,}03$ cm, $t = 86$ min en $i = 10{,}8$ cm) te doen, kan uit het snijpunt van beide lijnen een sorptivity $S(\theta_i = 0{,}09) = 0{,}868$ cm·min$^{-1/2}$ en een (praktische) verzadigde doorlatendheid k_{sw} van 0,0643 cm·min^{-1} worden bepaald. Deze waarden vormden de basis voor de in hoofdstuk 2 afgeleide relaties $D(\theta)$ en $k(\theta)$, welke bij de berekeningen in hoofdstuk 4 zijn gebruikt. Figuur 24 toont aan dat (108) met deze gegevens en met gebruik van

Fig. 24. $i = (S/b)\,[1 - \exp(-\,b\sqrt{t})\,] + k_{sw}t$, met $b = 4k_{sw}/3S$, voor löss ($k_{sw} = 0{,}064$ cm·min^{-1}) voor verschillende waarden van θ_i. —: $\theta_i = 0{,}09$; $S = 0{,}868$ cm·min$^{-1/2}$ en $b = 0{,}099$. ---: $\theta_i = 0{,}00$; $S = 0{,}964$ en $b = 0{,}089$. ....: $\theta_i = 0{,}17$; $S = 0{,}746$. $b = 0{,}115$. ●: Experimentele waarden voor $\theta_i = 0{,}09$. ○: Gesimuleerde waarden voor $\theta_i = 0{,}09$.

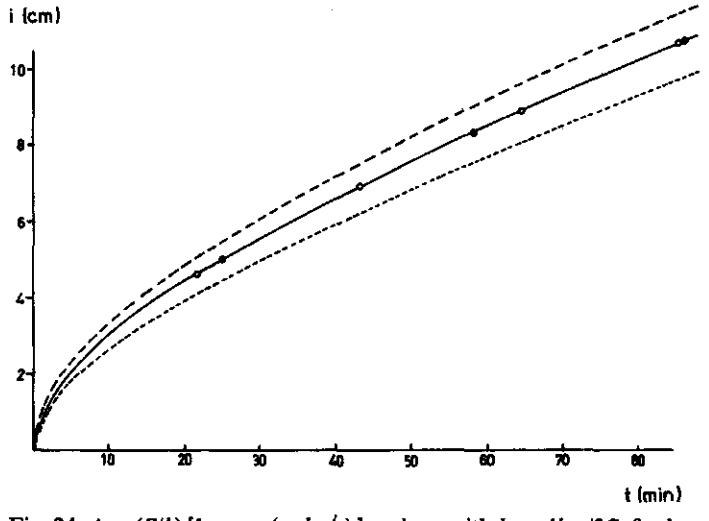


Fig. 24. $i = (S/b)\,[1 - \exp(-\,b\sqrt{t})\,] + k_{sw}t$, with $b = 4k_{sw}/3S$, for loess ($k_{sw} = 0.064$ cm·min^{-1}) for different values of θ_i. —: $\theta_i = 0.09$; $S = 0.868$ cm·min$^{-1/2}$ and $b = 0.099$. ---: $\theta_i = 0.00$; $S = 0.964$ and $b = 0.089$. ....: $\theta_i = 0.17$; $S = 0.746$ and $b = 0.115$. ●: Experimental values for $\theta_i = 0.09$. ○: Simulated values for $\theta_i = 0.09$.

$b = 4\ k_{sw}/3S$ ook de derde experimentele meetwaarde $i(t)$ goed beschrijft.

Indien men (108) in de dimensieloze grootheden I en T (zie paragraaf 5.3) uitschrijft en daarbij $b = 4\ k_{sw}/3S$ introduceert, dan volgt:

$$I = {}^3/_4\ [1 - \exp(-{}^4/_3\sqrt{T})] + T \qquad (111)$$

In figuur 25 is (111) uitgezet, evenals de relaties zoals beschreven in (104)–(107). Zoals te verwachten (daar zij passend zijn gemaakt bij de bepaling van S en k_{sw}), vallen de experimentele waarden samen met (111). Het opmerkelijke aan de figuur 25 is dat (111) nagenoeg samenvalt met $\sqrt{T} + {}^1/_2T$. Dit betekent, dat de experimentele gegevens, althans over een beperkt tijdstraject, volgens de $\sqrt{T} + fT$-vergelijking beschreven kunnen worden indien, naast de zojuist bepaalde waarden $S = 0{,}868$ cm · min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 0{,}0643$ cm · min^{-1}, f gelijk aan 0,5 wordt genomen (zie verder paragraaf 5.5). Uitgaande van dezelfde vergelijking (85′) adviseert echter Philip (1957) voor Yolo light clay $f = 0{,}38$ te nemen, terwijl Youngs (1968) voor Ballotini $f = 0{,}67$ als beste benadering adviseert. Vergelijking (108) blijkt nu in al deze drie gevallen te voldoen met een constante b-waarde, nl. $b = 4\ k_{sw}/3S$. Een extra voordeel van (108) bleek reeds in figuur 22, waar (108) goed voldoet, maar waar (85) voor geen enkele f-waarde voldoet!

Uit het Ballotini-experiment in vergelijking tot de infiltratie in Yolo light clay blijkt voorts overtuigend de bruikbaarheid van de gekozen formulering van b. Naarmate k/S groter is zal de zwaartekracht des te sneller de dominante term worden. Bij Ballotini begint f uit (109) al na 25 min uit te groeien tot zijn limietwaarde van 1 voor $t \to \infty$, terwijl bij de Yolo light clay na 1500 min f nog dicht bij zijn limietwaarde voor $t \to 0$ ligt.

ad. 5. Indien $b = 4\ k_{sw}/3S$ wordt genomen, bestaat (108) uit goed gedefinieerde en eenvoudig te bepalen parameters, nl. de sorptivity en de (praktische) verzadigde doorlatendheid.

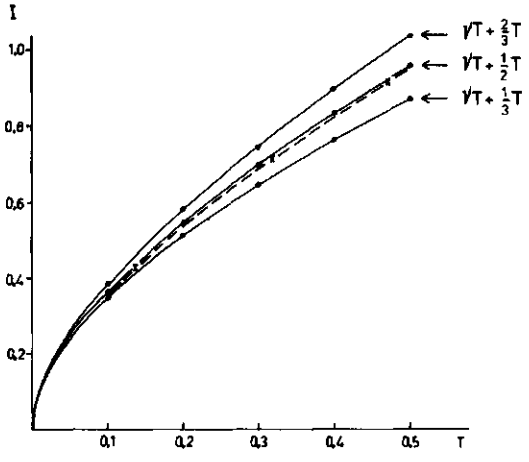


Fig. 25. Vergelijking van (111) met reeds bestaande uitdrukkingen. ×: Experimentele waarden voor $S = 0{,}868$ cm · min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 0{,}064$ cm · min^{-1}.

Fig. 25. Comparison of Eq. (111) with existing expressions. ×: Experimental values for S = 0.868 cm · min$^{-1/2}$ and $k_{sw} = 0.064$ cm · min^{-1}.

Tabel 5. Waarden voor k_{sw} van 20 Nederlandse gronden (Rijtema, 1969) en enkele daarvan afgeleide fysische karakteristieken (zie paragraaf 5.4).

nr. No	Grondsoort[a] Soil type[a]	k_{sw}/S	S (cm·min$^{-1/2}$)	k_{sw} (cm·min^{-1}))	$b = {}^4/_3 k_{sw}/S$ (min$^{-1/2}$)	$t_{90\%}$ (min)
1	coarse sand	$5{,}9 \times 10^{-1}$	1,322	$7{,}78 \times 10^{-1}$	$7{,}87 \times 10^{-1}$	8,57
2	medium coarse sand	$2{,}5 \times 10^{-1}$	0,835	$2{,}08 \times 10^{-1}$	$3{,}33 \times 10^{-1}$	$4{,}77 \times 10^{1}$
3	medium fine sand	$1{,}2 \times 10^{-1}$	0,641	$7{,}64 \times 10^{-2}$	$1{,}60 \times 10^{-1}$	$2{,}07 \times 10^{2}$
4	fine sand	$6{,}1 \times 10^{-2}$	0,565	$3{,}47 \times 10^{-2}$	$8{,}13 \times 10^{-2}$	$8{,}01 \times 10^{2}$
9	sandy loam	$3{,}8 \times 10^{-2}$	0,302	$1{,}15 \times 10^{-2}$	$5{,}07 \times 10^{-2}$	$2{,}07 \times 10^{3}$
8	loamy fine sand	$3{,}6 \times 10^{-2}$	0,506	$1{,}84 \times 10^{-2}$	$4{,}80 \times 10^{-2}$	$2{,}30 \times 10^{3}$
14	sandy clay loam	$3{,}3 \times 10^{-2}$	0,502	$1{,}63 \times 10^{-2}$	$4{,}40 \times 10^{-2}$	$2{,}74 \times 10^{3}$
10	loess loam	$2{,}9 \times 10^{-2}$	0,344	$1{,}01 \times 10^{-2}$	$3{,}87 \times 10^{-2}$	$3{,}55 \times 10^{3}$
20	peat	$1{,}9 \times 10^{-2}$	0,196	$3{,}68 \times 10^{-3}$	$2{,}53 \times 10^{-2}$	$8{,}26 \times 10^{3}$
11	fine sandy loam	$1{,}8 \times 10^{-2}$	0,463	$8{,}33 \times 10^{-3}$	$2{,}40 \times 10^{-2}$	$9{,}20 \times 10^{3}$
6	light loamy medium coarse sand	$1{,}3 \times 10^{-2}$	0,119	$1{,}60 \times 10^{-3}$	$1{,}73 \times 10^{-2}$	$1{,}76 \times 10^{4}$
12	silt loam	$1{,}2 \times 10^{-2}$	0,381	$4{,}51 \times 10^{-3}$	$1{,}60 \times 10^{-2}$	$2{,}07 \times 10^{4}$
13	loam	$1{,}1 \times 10^{-2}$	0,309	$3{,}47 \times 10^{-3}$	$1{,}47 \times 10^{-2}$	$2{,}46 \times 10^{4}$
17	light clay	$8{,}6 \times 10^{-3}$	0,283	$2{,}43 \times 10^{-3}$	$1{,}15 \times 10^{-2}$	$4{,}03 \times 10^{4}$
15	silty clay loam	$6{,}4 \times 10^{-3}$	0,162	$1{,}04 \times 10^{-3}$	$8{,}53 \times 10^{-3}$	$7{,}28 \times 10^{4}$
5	humous loamy medium coarse sand	$5{,}6 \times 10^{-3}$	0,124	$6{,}94 \times 10^{-4}$	$7{,}47 \times 10^{-3}$	$9{,}51 \times 10^{4}$
16	clay loam	$5{,}5 \times 10^{-3}$	0,124	$6{,}81 \times 10^{-4}$	$7{,}33 \times 10^{-3}$	$9{,}86 \times 10^{4}$
7	loamy medium coarse sand	$5{,}0 \times 10^{-3}$	0,050	$2{,}50 \times 10^{-4}$	$6{,}67 \times 10^{-3}$	$1{,}19 \times 10^{5}$
19	basin clay	$3{,}0 \times 10^{-3}$	0,051	$1{,}53 \times 10^{-4}$	$4{,}00 \times 10^{-3}$	$3{,}31 \times 10^{5}$

a. De oorspronkelijke, door Rijtema gebezigde nummers en Engelse namen zijn gehandhaafd/The original numbers and names are reproduced.

Table 5. Values of k_{sw} for 20 Dutch soils (Rijtema, 1969) and some derived physical properties (Section 5.4).

Met gebruikmaking van $b = 4\,k_{sw}/3S$ zijn in tabel 5 de b-waarden van een twintigtal gronden gegeven welke in Nederland veelvuldig voorkomen. De k_{sw}-waarden werden ontleend aan Rijtema (1969), terwijl de S-waarden werden berekend uit $k(\theta)$ en $p^m(\theta)$, zoals beschreven in paragraaf 5.5. Hierbij dient vermeld, dat deze S-waarden gebaseerd zijn op $\theta_i = 0{,}0$ en derhalve de berekende b-waarden ook slechts voor $\theta_i = 0{,}0$ gelden. In paragraaf 5.5 beschrijft figuur 28 de variatie van S met θ_i. Omdat b aan S is gekoppeld, is daarom tevens de variatie van b met θ_i bekend. Zo is het dus mogelijk om het $i(t)$-verband voor iedere waarde van θ_i te berekenen.

Voor löss ($m = 0{,}8$) blijkt de S-waarde voor $\theta_i = 0{,}0$ gelijk aan 0,964 en voor $\theta_i = 0{,}17$ gelijk aan 0,746 te zijn. De hiermee corresponderende b-waarden zijn derhalve 0,0889 en 0,1149, waarmee in figuur 25 de $i(t)$-relaties voor deze waarde van θ_i werden berekend.

Men kan (108) nog op velerlei andere manieren gebruiken. Zo is het bijvoorbeeld mogelijk om het tijdstip te berekenen waarop 90% van de potentiële hoeveelheid

water welke door de absorptiekrachten van de grond kan worden aangetrokken (nl. $S/b = 3S^2/4\,k_{sw}$), de grond al is binnengestroomt. Voor de eerder genoemde 20 gronden is dit tijdstip $t_{90\%}$ in tabel 5 vermeld.

5.5 Bepalingswijze en fysische betekenis van enkele parameters

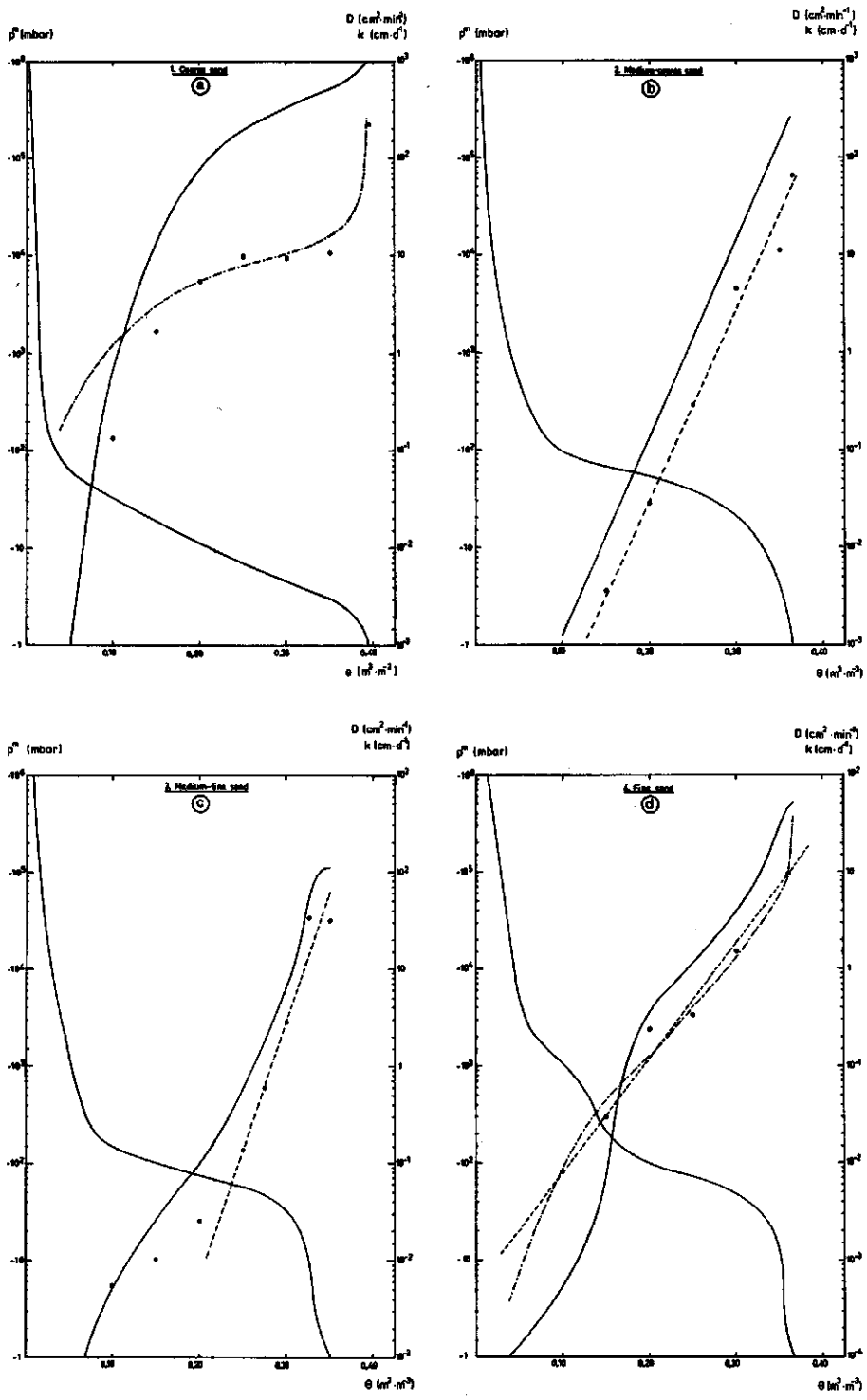
Indien $D(\theta)$ bekend is kan de sorptivity S op een groot aantal manieren bepaald worden. In de eerste plaats kan dit gebeuren via de definitievergelijking (84), waarvoor dan eerst het λ_1-θ-verband berekend moet zijn. Het absorptieprofiel $\lambda_1(\theta)$ kan m.b.v. semi-analytische methoden, zoals in paragraaf 4.2 berekend worden of m.b.v. numerieke methoden.

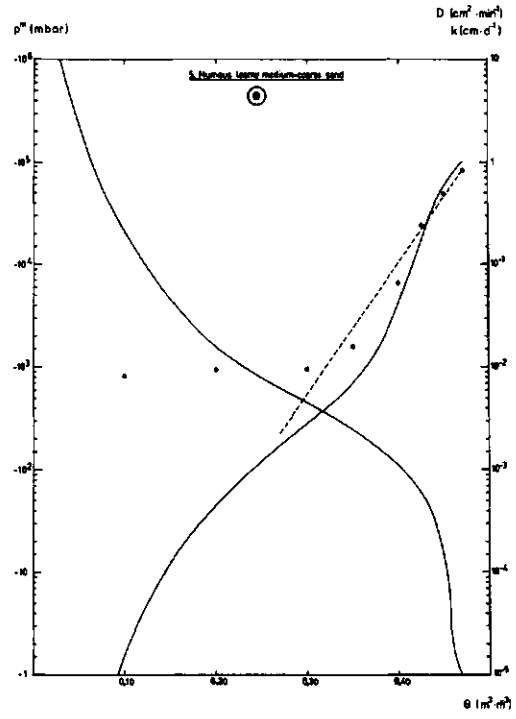
Indien $D(\theta)$ als exponentiële- of 'Ahuja'-functie bekend is, kunnen de nomogrammen figuur 8 en 11 gebruikt worden om S op snelle wijze af te lezen. Bij benadering is de waarde van de sorptivity ook m.b.v. (100)–(103) te verkrijgen. Via (101) kan dit door een eenvoudige integratie geschieden, welke overigens nog iets verbeterd kan worden door S uit te drukken als de som van twee integralen (Parlange, 1975d). M.b.v. (102) is S te berekenen uit een andere parameter, nl. de constante diffusivity D. Later zal echter blijken dat slechts een zinvolle waarde van D verkregen kan worden door een (gewogen) gemiddelde D te bepalen, waarvoor $D(\theta)$ bekend moet zijn. Mede gezien (101) lijkt het dus omslachtig om S via een D te berekenen, die op deze wijze is bepaald. Uit (103) tenslotte blijkt dat S ook nog bepaald kan worden uit p^m_{krit} en k_{tr}. Deze beide parameters dienen door rechtstreekse meting verkregen te worden (zie later in deze paragraaf), of uit het k-p^m-verband te worden verkregen.

M.b.v. gegevens van 20 gronden (Rijtema, 1969), welke ruwweg de variatie aan bodems welke in Nederland voor landbouwkundige doeleinden gebruikt worden beslaan, werden telkens op twee manieren waarden voor de sorptivity berekend. Nadat de beschikbare $k(p^m)$-relaties waren omgezet in $k(\theta)$-relaties m.b.v. het eveneens beschikbare tabellarische $\theta(p^m)$-verband, werden een aantal $D(\theta)$-waarden berekend als $k(\theta)/(d\theta/dp^m)$. M.b.v. een op het oog getrokken lijn door deze berekende waarden werden telkens de parameters D_s en β uit de functie $D_E(\theta) = D_s \exp(\beta(\theta-\theta_i))$, of a en m uit $D_P(\theta) = a\theta^{5m}\,(\theta_s-\theta)^{-m}$ bepaald. Telkens werd dié functie gekozen, welke het beste aan de berekende $D(\theta)$-waarden voldeed. In figuur 26a-t zijn zowel de vochtkarakteristiek als $k(\theta)$ en $D(\theta)$ van deze 20 gronden weergegeven. De berekende $D(\theta)$-waarden zijn weergegeven d.m.v. vette punten.

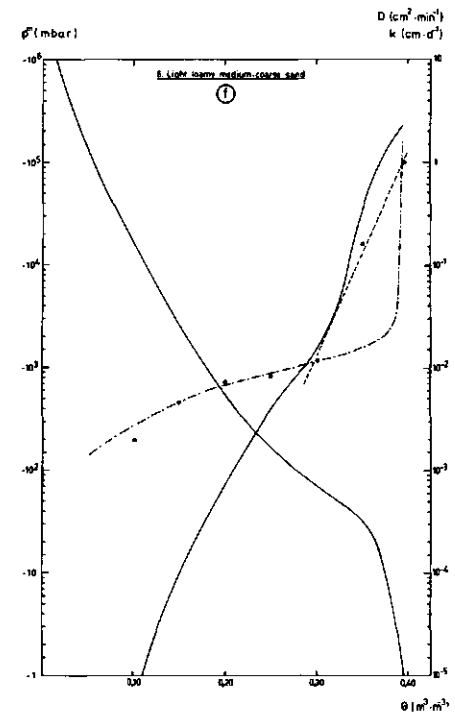
Fig. 26. Fysische eigenschappen van 20 Nederlandse gronden. ——: Met linker as: $\theta(p^m)$ volgens Rijtema (1969).——: Met rechter as: $k(\theta)$ volgens Rijtema (1969). ●: Berekende D-waarden. ---: $D_E(\theta)$ door berekende D-waarden. –·–: $D_P(\theta)$ door berekende D-waarden.

Fig. 26. Physical properties of 20 Dutch soils. ——: With left hand axis: $\theta(p^m)$ after Rijtema (1969). ——: With right hand axis: $k(\theta)$ after Rijtema (1969). ●: Calculated values of D. ---: $D_E(\theta)$ from calculated values of D. –·–: $D_P(\theta)$ from calculated values of D.

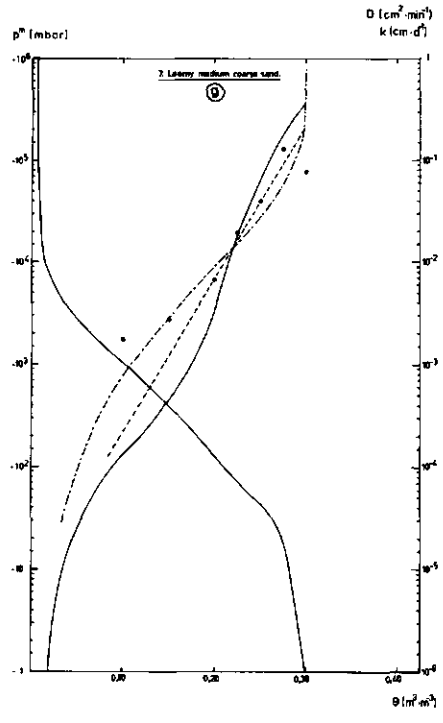

1. Coarse sand
a
2. Medium-coarse sand
b
3. Medium-fine sand
c
4. Fine sand
d
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
θ (m³·m⁻³)



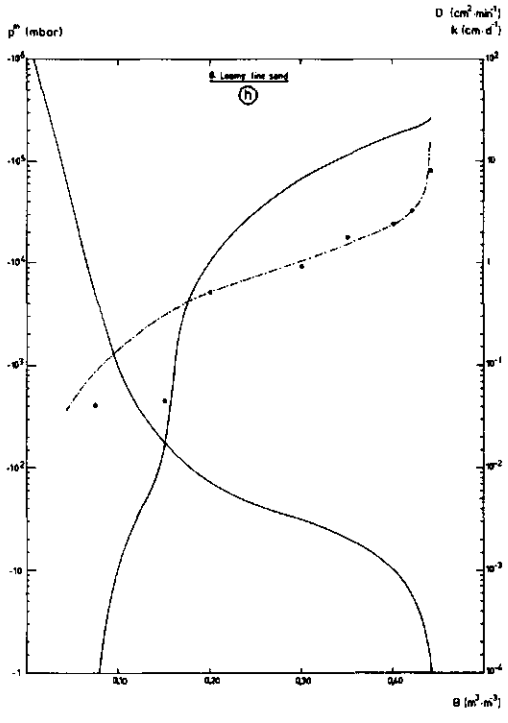
p^m (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
5. Humous loamy medium-coarse sand
e
θ (m³·m⁻³)



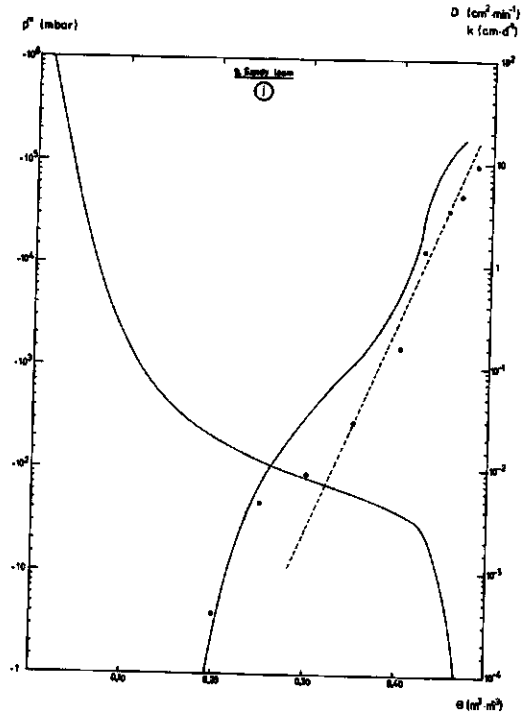
p^m (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
6. Light loamy medium-coarse sand
f
θ (m³·m⁻³)

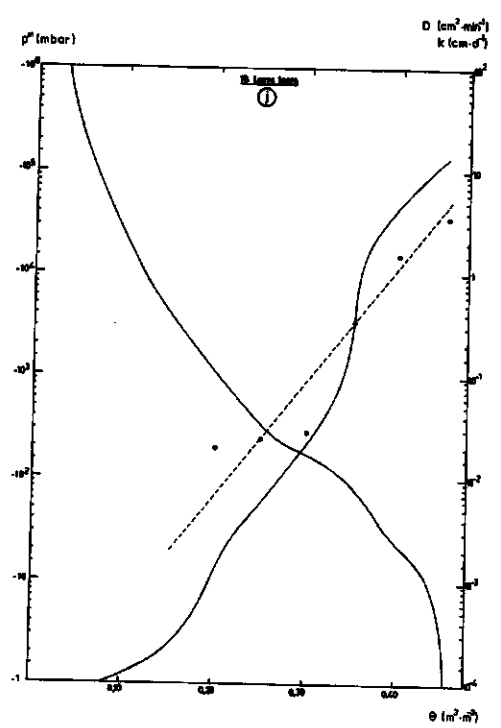


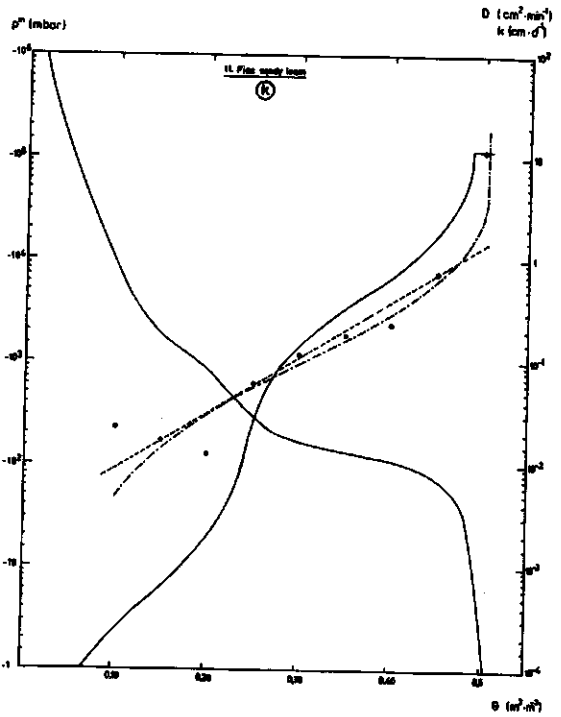
p^m (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
7. Loamy medium coarse sand.
g
θ (m³·m⁻³)

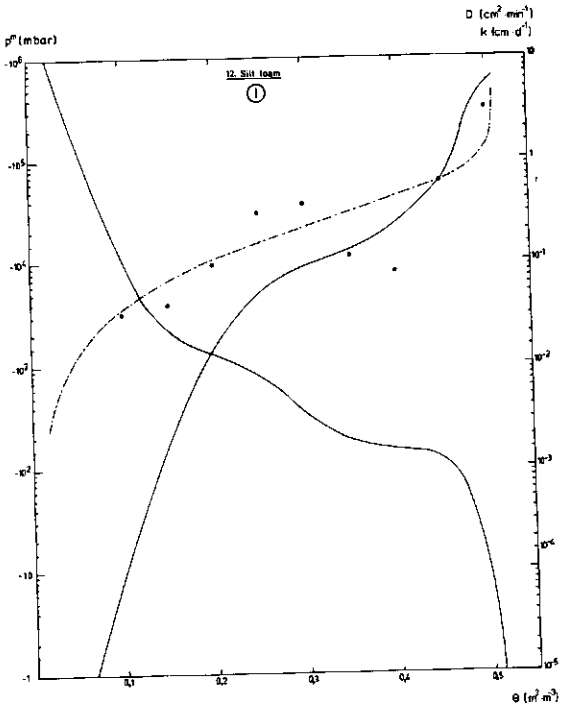


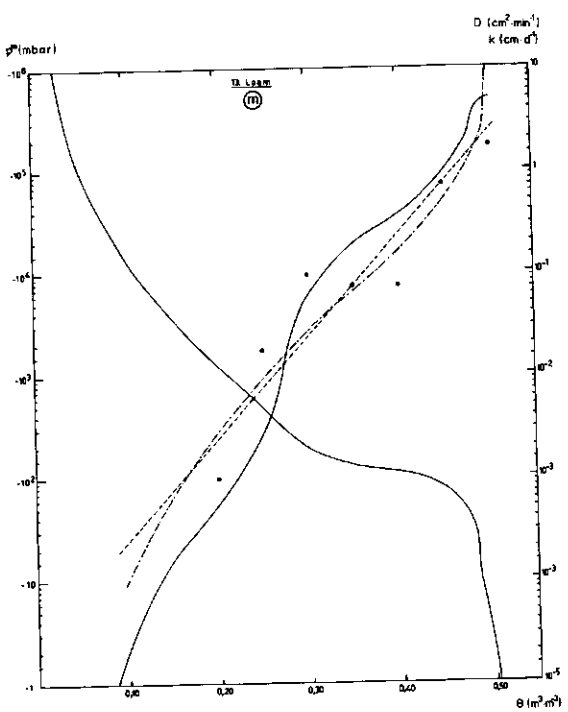
p^m (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
8. Loamy fine sand
h
θ (m³·m⁻³)

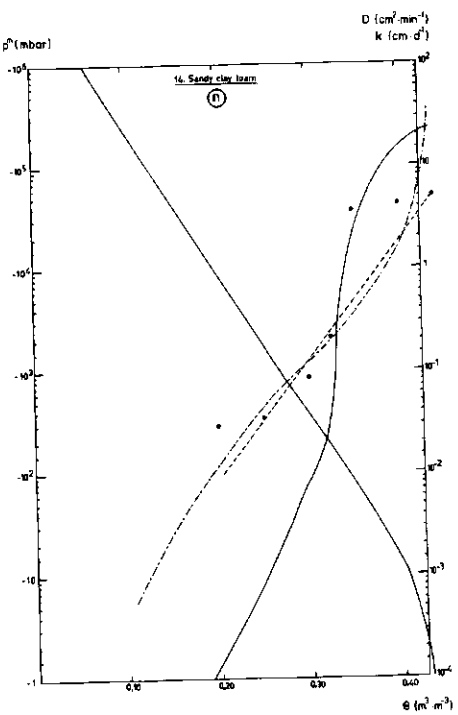

p^m (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
9. Sandy loam
Ⓘ
Θ (m³·m⁻³)

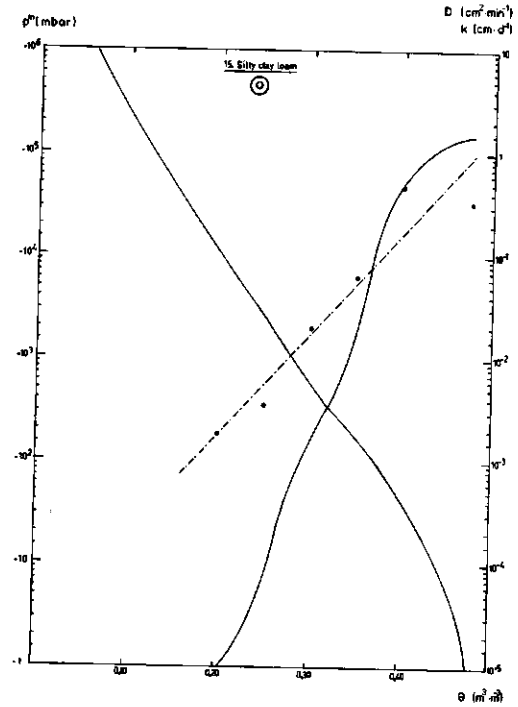

p^m (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
Ⓘ
Θ (m³·m⁻³)

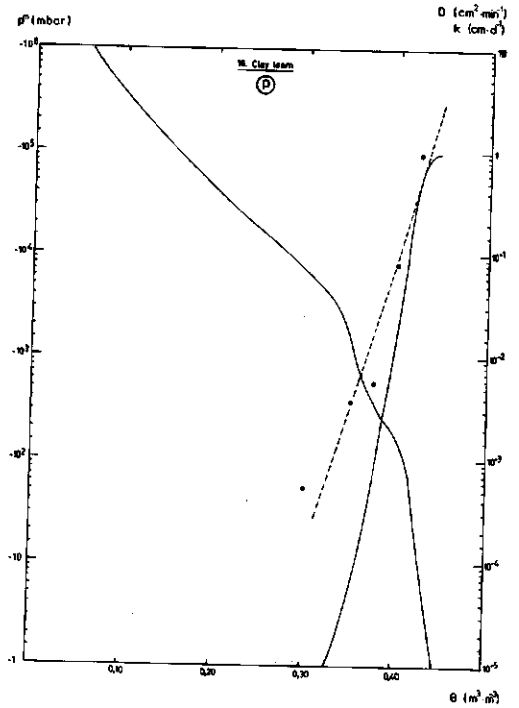

p^m (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
Ⓚ
Θ (m³·m⁻³)

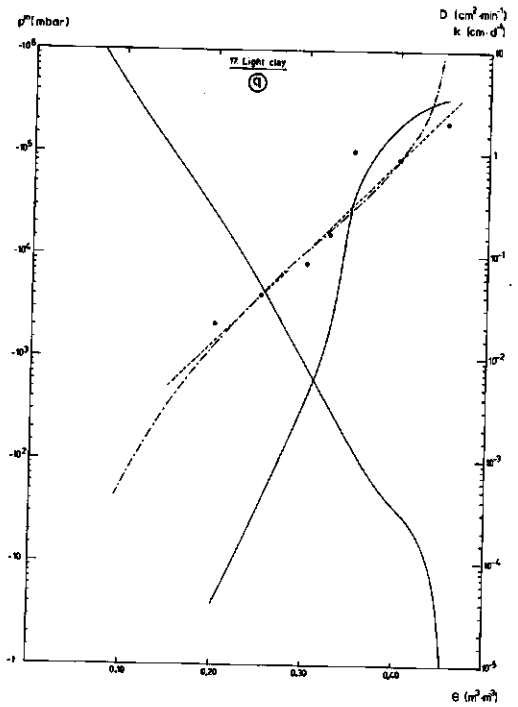

D (cm² min⁻¹)
k (cm d⁻¹)
p^m (mbar)
12. Silt loam
(l)
θ (m³ m⁻³)

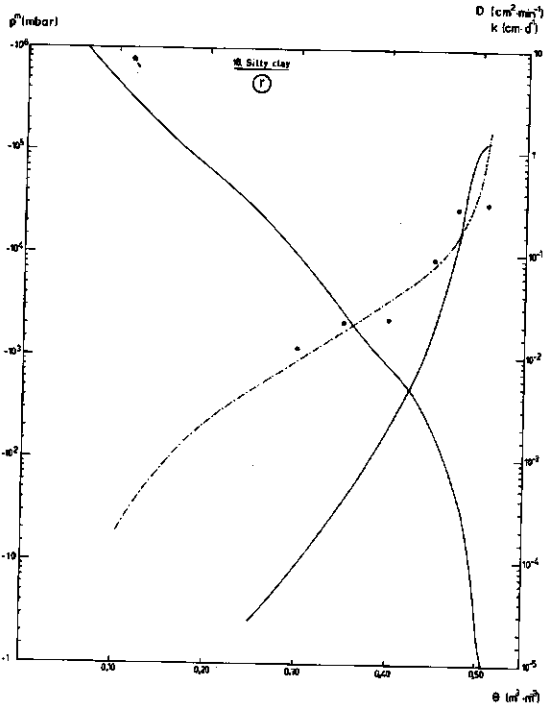

D (cm² min⁻¹)
k (cm d⁻¹)
p^m (mbar)
13. Loam
(m)
θ (m³ m⁻³)

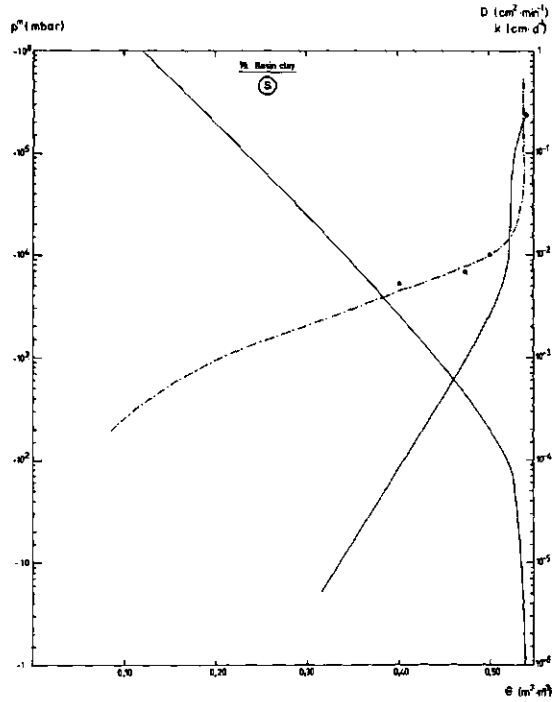

D (cm² min⁻¹)
k (cm d⁻¹)
p^m (mbar)
14. Sandy clay loam
(n)
θ (m³ m⁻³)

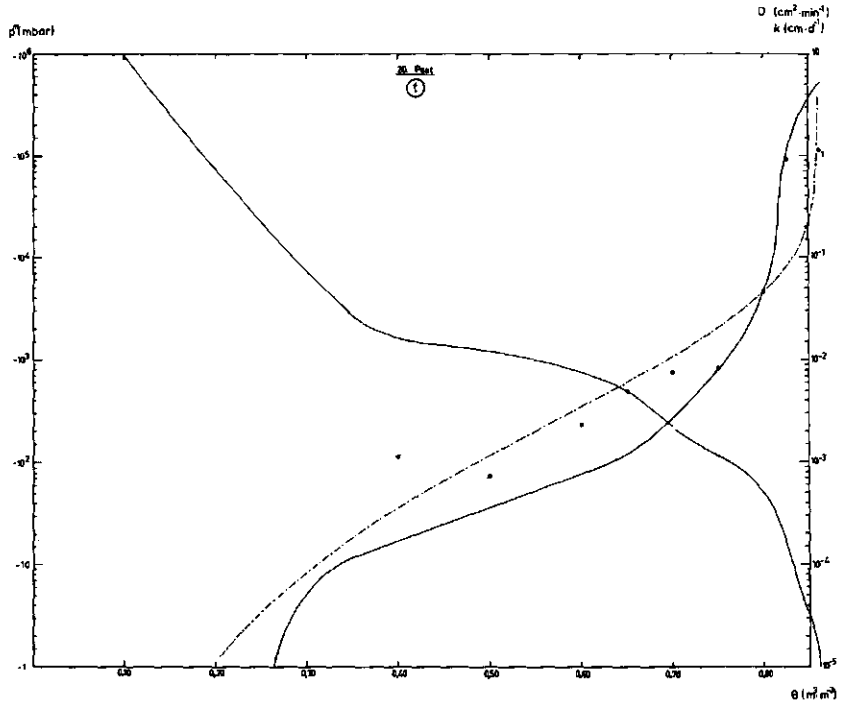

15. Silty clay loam
o
pF (mbar)
D (cm² min⁻¹)
k (cm d⁻¹)
θ (m³ m⁻³)


16. Clay loam
p
pF (mbar)
D (cm² min⁻¹)
k (cm d⁻¹)
θ (m³ m⁻³)


17. Light clay
q
pF (mbar)
D (cm² min⁻¹)
k (cm d⁻¹)
θ (m³ m⁻³)


18. Silty clay
r
pF (mbar)
D (cm² min⁻¹)
k (cm d⁻¹)
θ (m³ m⁻³)


pF (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
19. Resin clay
S
θ (m³·m⁻³)


pF (mbar)
D (cm²·min⁻¹)
k (cm·d⁻¹)
20. Peat
T
θ (m³·m⁻³)

De bij deze berekende $D(\theta)$-waarden behorende S-waarden (voor $\theta_i = 0$) zijn vervolgens uit de nomogrammen 8 of 11 afgelezen. Uit de beschikbare $k(p^m)$-relaties werden tevens p^m_{krit} en k_{tr} bepaald (zie later in deze paragraaf), waarna m.b.v. (103) eveneens S werd bepaald. In tabel 6 zijn de verschillende parameters samengevat. Bij 6 gronden kan alleen een $D_p(\theta)$ door de berekende $D(\theta)$-waarden getrokken worden, terwijl bij 7 gronden alleen een $D_E(\theta)$ voldoet. Bij eveneens 7 gronden kunnen beide functies aan de meetwaarden voldoen, maar de verschillen tussen de S-waarden volgens beide functies zijn nogal groot. De correlatie tussen de S-waarde bepaald m.b.v. $D_E(\theta)$ en die bepaald volgens (103) zijn steeds het beste en is samengevat in figuur 27. Deze correlatie is redelijk te noemen, zodat men indien men de voorlopige gegevens van Rijtema betrouwbaar acht, een indruk heeft van de variatie in S voor de verschillende gronden.

De waarden voor S zoals weergegeven in tabel 6 gelden alle voor $\theta_i = 0$. Vergelijking (102) voorspelt dat S lineair met θ_i zal variëren als D constant is. Als $D(\theta)$

Fig. 27. Vergelijking tussen waarden voor de sorptivity zoals berekend uit $D_E(\theta)$ of $D_P(\theta)$ en zoals berekend volgens een methode volgens Green & Ampt (1911).

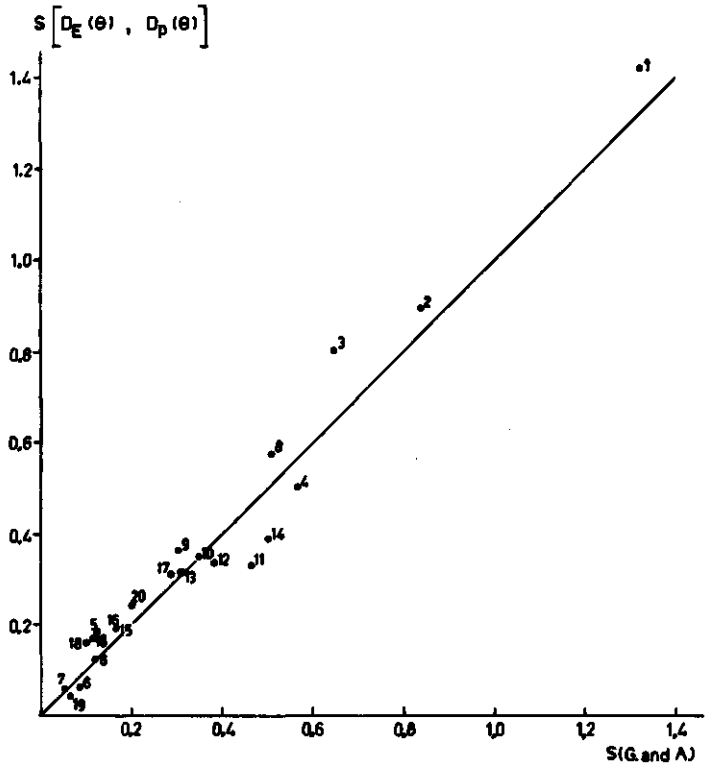


Fig. 27. Comparison between values for the sorptivity as calculated from $D_E(\theta)$ or $D_P(\theta)$ and as calculated from a method according to Green & Ampt (1911).

Tabel 6. Overzicht van gemeten fysische grootheden van 20 Nederlandse gronden Rijtema, 1969) en de in dit verslag daaruit afgeleide grootheden.

nr. No	Grondsoort[a] Soil type[a]	k_s (cm·d^{-1})	α (mbar^{-1})	θ_s (m^3·m^{-3})	$p^m_{krit} = 1/\alpha$ (mbar)	S (cm·min$^{-1/2}$)	D_s (cm^2·min^{-1})	β –	S (cm·min$^{-1/2}$)	a (cm^2·min^{-1})	m –	S (cm·min$^{-1/2}$)
1	coarse sand	1120	0,2240	0,395	− 4,5	1,322				36,0	0,35	1,423
2	medium coarse sand	300	0,1380	0,365	− 7,3	0,835	53,0	45,6	0,894			
3	medium fine sand	110	0,0822	0,350	−12,2	0,641	60,0	60,8	0,805			
4	fine sand	50	0,0500	0,364	−20,0	0,565	11,0	27,6	0,528	7,4	0,66	0,483
5	humous loamy medium coarse sand	1	0,0269	0,470	−37,2	0,124	0,83	29,6	0,185			
6	light loamy medium coarse sand	2,3	0,0562	0,394	−17,8	0,119	1,00	46,6	0,124	0,024	0,20	0,045
7	loamy medium coarse sand	0,36	0,0378	0,301	−26,5	0,050	0,22	34,6	0,060	0,293	0,60	0,062
8	loamy fine sand	26,5	0,0398	0,439	−25,1	0,506				3,74	0,31	0,573
9	sandy loam	16,5	0,0737	0,465	−13,6	0,302	7,00	47,4	0,365			
10	loess loam	14,5	0,0490	0,455	−20,4	0,344	5,00	25,9	0,410			
11	fine sandy loam	12,0	0,0248	0,504	−40,3	0,463	1,50	12,7	0,328	0,945	0,50	0,333
12	silt loam	6,5	0,0200	0,509	−50,0	0,381				0,836	0,30	0,341
13	loam	5,0	0,0231	0,503	−43,3	0,309	2,40	22,8	0,317	1,28	0,89	0,643
14	sandy clay loam	23,5	0,0353	0,432	−28,3	0,502	5,00	28,0	0,389	4,42	0,90	0,812
15	silty clay loam	1,5	0,0237	0,475	−42,2	0,162	0,95	22,7	0,190			
16	clay loam	0,98	0,0248	0,445	−40,3	0,124	3,00	66,8	0,195			
17	light clay	3,5	0,0174	0,453	−57,5	0,283	2,50	20,3	0,317	3,39	0,83	0,653
18	silty clay	1,3	0,0480	0,507	−18,9	0,105				0,181	0,68	0,164
19	basin clay	0,22	0,0380	0,540	−25,0	0,051				0,0108	0,35	0,042
20	peat	5,3	0,1045	0,863	− 9,6	0,196				0,0104	0,88	0,248

a. De oorspronkelijke, door Rijtema gebezigde nummers en Engelse namen zijn gehandhaafd/The original numbers and names are reproduced.

Table 6. Outline of measured physical data of 20 Dutch soils (Rijtema, 1969) and of quantities that have been computed from them in this report.

Fig. 28. Sorptivity als functie van de initiële vochtfractie voor verschillende $D_P(\theta)$.

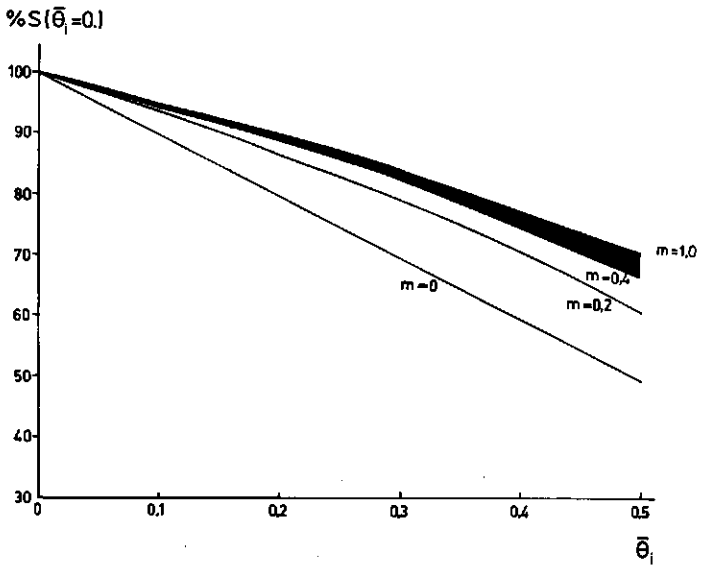


Fig. 28. Sorptivity as a function of the initial moisture fraction for different $D_P(\theta)$.

echter de delta-functie benadert, zal S slechts met de wortel uit de verandering van θ_i variëren zoals blijkt uit (103). Een $D(\theta)$ welke qua vorm een positie inneemt tussen voorgaande twee extremen in, zal dan ook qua variatie in S een tussenpositie innemen. In figuur 28 is de waarde van S als fractie van de waarde van S bij $\theta_i = 0$ uitgezet als functie van de verhouding θ_i/θ_s voor een aantal waarden van m uit het $D_P(\theta)$-verband. Het voorgaande maakt duidelijk, waarom het voorstel van Bolt (1969), om de afhankelijkheid van S van θ_i te elimineren door een nieuwe parameter $s = S/(\theta_s - \theta_i)$ te definiëren, in het algemeen niet geldig is.

Zoals reeds eerder opgemerkt kan de sorptivity eveneens rechtstreeks gemeten worden, zowel in het laboratorium als in het veld. De laboratoriummeting is reeds besproken in hoofdstuk 2 en verder in Van Keulen & Stroosnijder (1973). Een veldmethode is gegeven door Talsma (1969). Deze methode berust op het bepalen van de evenredigheidsconstante tussen i en $\sqrt{t}$ voor kleine t. Niet voor alle gronden echter is de relatie tussen i en $\sqrt{t}$ voor kleine t lineair. Een ander bezwaar is, dat de metingen welke tijdens de eerste minuten moeten worden gedaan niet zo nauwkeurig zijn. Twee methoden welke toegepast kunnen worden op aflezingen van i voor grotere t en in gronden welke geen lineaire relatie voor i versus $\sqrt{t}$ bij kleine t kennen, zullen hier worden besproken.

De eerste, tot dusver meest gebruikte methode gaat uit van Philip's infiltratieformule (85'): $i = S\sqrt{t} + fk_{sw}t$. Uit twee $i(t)$-waarden kunnen zowel S als fk_{sw} bepaald worden. Uit het gebruik van twee waarden van het löss-experiment, nl. $t =$ 25 min en i = 5,03 cm, t = 86 min en $i =$ 10,8 cm, volgt een $S = 0{,}820$ cm $\cdot$ min$^{-1/2}$

en een $fk_{sw} = 0{,}0372$ cm·min^{-1}. Is de waarde k_{sw} van een grond reeds bekend, dan kan men de beschikbare experimentele $i(t)$-waarden verminderen met de waarde $fk_{sw}t$, waarbij men f moet schatten. De beste schatting voor f en S verkrijgt men uit de beste lineaire regressie door de $(i - fk_{sw}t)$-waarden tegen $\sqrt{t}$. Zo verkrijgt men voor löss, indien men $k_{sw} = 0{,}0643$ cm·min^{-1} neemt, een $S = 0{,}820$ cm·min$^{-1/2}$ en een $f = 0{,}585$.

De tweede methode gaat uit van de infiltratievergelijking, welke in dit verslag werd afgeleid, nl.:

$$i = 3S^2/4k_{sw}\ [1 - \exp(-4k_{sw}\sqrt{t}/3S)] + k_{sw}t \tag{112}$$

Zoals in paragraaf 5.4 werd toegelicht, werden door 'trial and error' en met gebruikmaking van dezelfde, zojuist genoemde $i(t)$-gegevens, waarden voor $S = 0{,}868$ cm·min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 0{,}0643$ cm·min^{-1} gevonden. M.b.v. deze waarden werden vele berekeningen in dit verslag uitgevoerd.

De S-waarde welke m.b.v. de eerste methode werd berekend, verschilt aanzienlijk van dié, welke volgens de tweede methode wordt gevonden. Het betere fysische fundament van (112) en de uitstekende experimentele overeenstemming welke tot nu toe werd verkregen (zie paragraaf 5.4), bepalen een duidelijke voorkeur voor de tweede methode. De reden dat de S-waarden verschillen ligt in de minder juiste formulering van (85′) als vergelijking welke de cumulatieve infiltratie beschrijft. Hierdoor wordt met de eerste methode een te kleine S-waarde bepaald, waarmee ook uit S afgeleide waarden (zie hoofdstuk 2) onjuist bepaald zullen worden.

In paragraaf 5.3 is reeds gebleken dat fk_{sw} geen vaste waarde heeft. Enerzijds worden voor verschillende gronden verschillende f-waarden gevonden, terwijl anderzijds duidelijk is (zie Ballotini, figuur 22) dat een bepaalde f-waarde voor een bepaalde grond slechts over een beperkt tijdsinterval voldoet. M.b.v. de semi-analytische methoden van Philip (1957c) (uit paragraaf 4.2) werden zowel A- als f-waarden voor löss berekend ($k_i \approx 0{,}0$), zoals weergegeven in tabel 7. In deze tabel zijn de f-waarden op basis van de A-waarden en die welke uit $f = [i(t) - S\sqrt{t}]/k_{sw}t$ berekend kunnen worden gegeven. Het is duidelijk dat f bij toenemende t moet toenemen. Indien men f uit experimentele waarden voor J_0^N berekent, zal f nog sneller toenemen. Omdat al deze f-waarden gebaseerd zijn op $S = 0{,}868$ cm·min$^{-1/2}$ en $k_{sw} = 0{,}0643$ cm·min^{-1}, komt f lager uit dan die welke uit de eerste 'matchprocedure' volgde ($f = 0{,}585$), waarbij tevens een te lage sorptivity ($S = 0{,}820$) werd gevonden. Samenvattend moet men concluderen dat (85) slechts beperkt geldig is, terwijl een uitbreiding van (85) door $A(\theta_i)$ door $f(\theta_i,t)k_{sw}$ te vervangen weliswaar de geldigheidsduur van deze twee-parameter-vergelijking verlengt, maar in dat geval de moeilijkheden naar een juiste bepaling van $f(\theta_i,t)$ zijn verplaatst. Het is duidelijk dat een vergelijking van het type (85′) niet bijzonder geschikt is om er de cumulatieve infiltratie mee te beschrijven.

De constante D, welke in (98) gebruikt wordt, kan berekend worden uit een gemeten waarde voor S m.b.v. (102). Koppeling van (102) aan (101) levert:

$$D = \pi/[2(\theta_s - \theta_i)^2] \int_{\theta_i}^{\theta_s} (\theta - \theta_i) D(\theta)\, d\theta \tag{113}$$

Tabel 7. Overzicht van berekende S- en A-waarden en gemeten f-waarden voor löss.

	Met/With $D_P(\theta)$	Met/With $D_E(\theta)$
$S = \int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_1(\theta)\mathrm{d}\alpha =$	$8{,}3318 \times 10^{-1}$	$8{,}6930 \times 10^{-1}$
$A = \int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_2(\theta)\mathrm{d}\alpha =$	$2{,}9061 \times 10^{-2}$	$2{,}5213 \times 10^{-2}$
$A = \int_{\theta_i}^{\theta_s} \lambda_3(\theta)\mathrm{d}\alpha =$	$4{,}9067 \times 10^{-4}$	$4{,}5564 \times 10^{-4}$
$f = A/k_{sw} =$	0,452	0,392
$i(25) =$	4,9538	5,0338
$i(25) - S\sqrt{25} =$	0,7879	0,6873
$f(25) =$	0,490	0,428
$i(86) =$	10,6172	10,5933
$i(86) - S\sqrt{86} =$	2,8906	2,5317
$f(86) =$	0,523	0,458

Table 7. Outline of calculated S and A values and measured f values for loess, using $D_P(\theta)$ and $D_E(\theta)$.

Volgens (113) kan dus een gemiddelde D berekend worden, welke dezelfde cumulatieve absorptie geeft als een exacte vergelijking met $D(\theta)$, door voor deze gemiddelde waarde een gewogen gemiddelde D te nemen. Philip (1955) gebruikte hiervoor:

$$D = 2/(\theta_s - \theta_i)^2 \int_{\theta_i}^{\theta_s} (\theta - \theta_i) D(\theta)\, \mathrm{d}\theta \tag{114}$$

Crank (1956) en Gardner (1959) gebruikten hiervoor:

$$D = 5/[3(\theta_s - \theta_i)^{5/3}] \int_{\theta_i}^{\theta_s} (\theta - \theta_i)^{2/3} D(\theta)\, \mathrm{d}\theta \tag{115}$$

Het berekenen van D uit een gemeten S-waarde lijkt veel aantrekkelijker dan het berekenen van D volgens (113), (114) of (115), omdat voor deze laatste berekeningswijze de gehele $D(\theta)$ bekend moet zijn. Is dit laatste verband bekend, dan zal niet gauw de analytische methode met constante D gebruikt worden, maar zullen methoden welke van het gehele $D(\theta)$-verband gebruik maken de voorkeur verdienen. In het rekenvoorbeeld van löss wordt m.b.v. $S = 0{,}868$ cm·min$^{-1/2}$ en (102) een D-waarde $= 5{,}273$ cm^2·min^{-1} gevonden. M.b.v. (113)–(115) en $D(\theta)$, zoals gebruikt bij alle berekeningen in hoofdstuk 4, volgt:

		uit $D_P(\theta)$	uit $D_E(\theta)$
volgens (113)	$D =$	4,704	5,141
(114)	$D =$	5,980	6,545
(115)	$D =$	5,091	5,574

In figuur 19 is $\theta(z)$ voor $t = 86$ min weergegeven, zoals berekend in paragraaf 4.3.

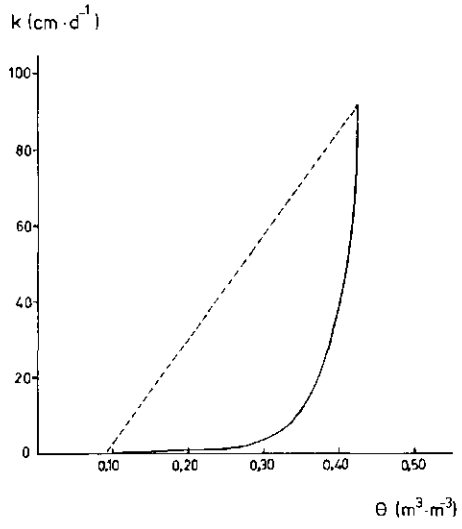


Fig. 29. Lineaire $k(\theta)$ (---) zoals gebruikt in de analytische methode en niet-lineaire $k(\theta)$ (——) als in figuur 13, en zoals gebruikt bij de digitale simulatie.

Fig. 29. Rectilinear $k(\theta)$ (---) as used in the analytical method and curvilinear $k(\theta)$ (——) as in Fig. 13, as used in the digital simulation.

De cumulatieve infiltratie is vermeld in tabel 4.

Het is interessant op te merken, dat de cumulatieve infiltratie welke uit de lineaire benadering volgt en waarbij slechts twee eenvoudige parameters D en k' zijn betrokken, toch redelijk voldoet t.o.v. de numerieke oplossing welke het gehele $D(\theta)$- en $k(\theta)$-verband bekend vereist. Niettegenstaande het grote verschil in de vorm van het bevochtigingsfront, is het toch opvallend dat een integrale eigenschap van dit front, zoals $i(t)$, m.b.v. (87) kennelijk correct wordt voorspeld. Hierbij zij opgemerkt, dat het gekozen voorbeeld, nl. een infiltratie in een 'gemiddelde' bodem, gedurende ca. 1,5 uur waarbij 12 cm water wordt toegediend, goed overeenstemt met de 'gemiddelde' irrigatiepraktijk.

De bruikbaarheid van (87) om er vergelijkingen voor $J_0^N(t)$ of $i(t)$ uit af te leiden, vindt zijn oorzaak in een compensatie-effect dat optreedt indien de lineaire benadering van $k(\theta)$ wordt gesuperponeerd op de absorptievergelijking met een constante D. De lineaire benadering van $k(\theta)$ houdt in, dat voor alle θ-waarden $k(\theta)$ groter is dan in de werkelijke (niet-lineaire) $k(\theta)$-relatie, hetgeen door figuur 29 duidelijk wordt geïllustreerd. Daar de bijdrage van de zwaartekracht aan de neerwaartse flux $k(\theta)$ bedraagt, zou men dus in eerste instantie een overschatting van de invloed van de zwaartekracht verwachten. Uit figuur 30, waar de $k(x)$ distributies voor een lineaire en een niet-lineaire oplossing van de absorptievergelijking zijn gegeven, blijkt echter het tegendeel. Dit wordt veroorzaakt doordat de lineaire absorptievergelijking een vochtprofiel beschrijft waarbij θ bovenin het profiel te laag en dieper in het profiel te hoog voorspeld wordt. Het superponeren van een 'overschatte' lineaire $k(\theta)$-relatie op een 'onderschat' vochtprofiel levert klaarblijkelijk een uiterst gunstige compensatie op. Dat $k(\theta)$ boven in het profiel uiteindelijk nog wat te laag wordt genomen is alleen maar gunstig omdat dieper in het profiel $k(\theta)$ bij het 'lineaire profiel' uiteraard te hoog uitkomt.

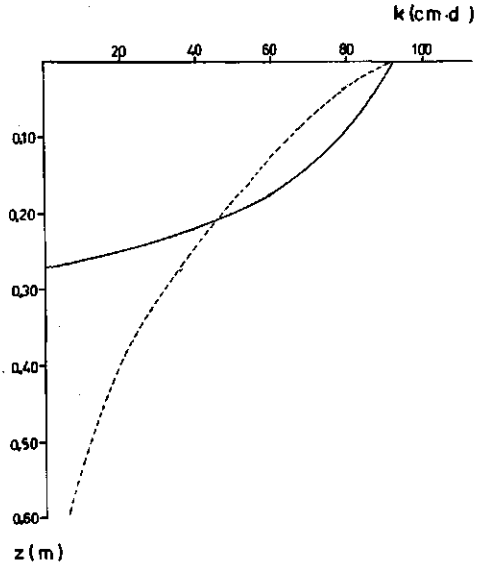


Fig. 30. $k(z)$ tijdens een analytische (---) en een digitale (——) methode van berekening.

Fig. 30. $k(z)$ during analytical (---) and digital (——) method of calculation.

Alhoewel voorgaand voorbeeld de bruikbaarheid van de lineaire benadering onder de vermelde omstandigheden illustreert, kan een algemene bruikbaarheid slechts bewezen worden na veel meer experimentele verificatie. Daar de lössgrond welke in dit voorbeeld werd gebruikt sterk niet-lineaire $D(\theta)$- en $k(\theta)$-verbanden vertoont (zie figuur 13), ligt het voor de hand dat voorgaande benadering ook goede resultaten oplevert in gronden welke minder sterk niet-lineaire $D(\theta)$- en $k(\theta)$-relaties vertonen.

De waarde van k_{tr} wordt door Bouwer (1966), op empirische gronden, gesteld op: $k_{tr} = {}^1/_2 k_s$. Het is niet duidelijk welke waarde voor k_s hierbij bedoeld wordt, daar Bouwer niet, zoals in paragraaf 5.1, een onderscheid maakt tussen k_{sw} en k_{sd}. Daar met k_{tr} een soort gemiddelde waarde bedoeld wordt, welke in de bevochtigde zone heerst waar de waarde van p^m varieert tussen 0 en p^m_{krit}, kan men ook stellen:

$$k_{tr} = \int_0^{p^m_{krit}} k(p^m)\, dp^m \Big/ p^m_{krit} \qquad (116)$$

Indien $k(p^m)$ voldoet aan $k(p^m) = k(0)e^{\alpha p^m}$, dan volgt uit (116) dat $k_{tr} = (1 - e^{-1})k(0)$ $= 0{,}632\ k(0)$. Op deze wijze is k_{tr} verkregen uit de voorlopige gegevens voor 20 Nederlandse gronden van Rijtema (1969), zoals weergegeven in tabel 6.

Onderwerp van zeer veel studies is de fysische betekenis en de waarde van de parameter p^m_{krit}. In de oorspronkelijke opzet (Green & Ampt, 1911) is het bedoeld als een karakteristieke waarde voor p^m aan de teen van het bevochtigingsfront, welke gedurende het infiltratieproces niet zou veranderen en dus een maat is voor het absorptievermogen van de grond. In 1954 definieert Philip de 'critical matric potential' als: $2\gamma cos\alpha/\rho_1 gr$. Hierin is γ de oppervlaktespanning van het bodemwater met dichtheid ρ_1, α de bevochtigingshoek en r de straal van de grootste (hypothetisch ronde) porie welke aan het front nog juist gevuld is. Dit betekent dat Philip de fysische

betekenis van p^m_{krit} zag als een soort waterintreewaarde (of 'air exit value') (Peck (1965a,b)). In 1957 verlaat Philip deze definitie en herdefinieert p^m_{krit} op basis van (103), zodat p^m_{krit} nu een 'matchfactor' is op basis van de eerder door Philip (1957b) geïntroduceerde 'sorptivity'. Childs (1969) verwerpt iedere fysische betekenis van p^m_{krit}. Bouwer (1964, 1969) verkrijgt goede resultaten met het gebruik van p^m_{krit} door deze te definiëren als:

$$p^m_{krit} = \int_0^{-\infty} k(p^m)\, dp^m \Big/ k_s \tag{117}$$

Dit houdt in dat p^m_{krit} gezien kan worden als een k-gewogen gemiddelde p^m. Vergelijking (117) laat zien dat bij een exponentieel verloop van k met p^m (bijvoorbeeld $k(p^m) = k(0)e^{\alpha p^m}$) p^m_{krit} gelijk is aan $-1/\alpha$ (Raats, 1971). Vergelijking (117) werd voor de eerste maal gebruikt door Meyers & Van Bavel (1963) om de dikte van een 'apparent capillary fringe' te berekenen.

Op basis van een groot aantal experimentele gegevens constateerde Bouwer (1966), dat tijdens infiltratie $p^m_{krit} \approx {}^1/_2\, p^m_{a,e}$ dus ongeveer de halve luchtintreewaarde is. Deze vuistregel vereenvoudigt de bepaling van p^m_{krit} aanzienlijk, omdat de luchtintreewaarde in het veld goed te bepalen is (Bouwer, 1966). Cisler (1972) gebruikt Bouwer's vuistregel en zijn meettechniek voor de luchtintreewaarde met succes.

Gezien het eenvoudige karakter van (89), de Green & Ampt-vergelijking, lijkt het ook mogelijk de parameters p^m_{krit} en k_{tr} te bepalen uit een experimenteel bepaald $i(t)$-verband. Fok & Hansen (1966) produceren zelfs nomogrammen voor dit doel. Stroosnijder (1969) toonde echter aan, dat indien i evenredig is met $\sqrt{t}$, het niet mogelijk is om uit (89) de parameters te vinden. Daar de meeste experimentele gegevens slechts bekend zijn voor kleine t en het experimentele i-$\sqrt{t}$-verband derhalve

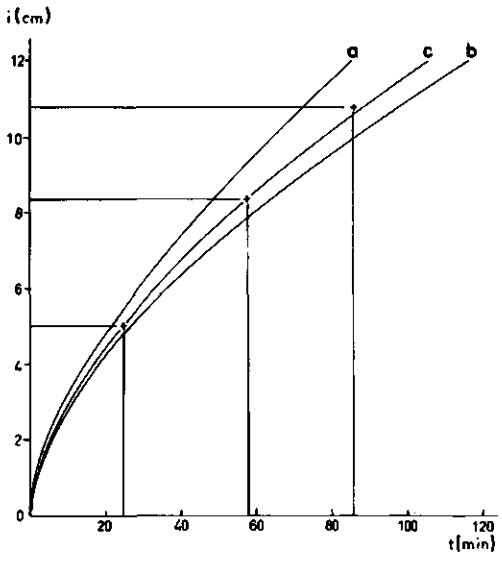


Fig. 31. Berekening van $i(t)$ volgens Green & Ampt (1911). a: $k_{tr} = k_{sw} = 0{,}064$ cm·min^{-1} → $p^m_{krit} = -17{,}5$ mbar. b: Bouwer; $k_{tr} = 0{,}5 \times k_{sw} = 0{,}032$ cm·min^{-1} → $p^m_{krit} = -35{,}0$ mbar. c: Stroosnijder; $k_{tr} = 0{,}632 \times k_{sw} = 0{,}041$ cm·min^{-1} → $p^m_{krit} = -27{,}7$ mbar. +: Experimentele waarden.

Fig. 31. Calculation of $i(t)$ according to Green & Ampt (1911). a: $k_{tr} = k_{sw} = 0.064$ cm·min^{-1} → $p^m_{krit} = -17.5$ mbar. b: Bouwer; $k_{tr} = 0.5 \times k_{sw} = 0.032$ cm·min^{-1} → $p^m_{krit} = -35.0$ mbar. c: Stroosnijder; $k_{tr} = 0.632 \times k_{sw} = 0.041$ cm·min^{-1} → $p^m_{krit} = -27.7$ mbar. +: Experimental values.

vaak slechts gering afwijkt van een lineair verband, is de voorgaande methode vaak zeer onnauwkeurig. Men kan beter m.b.v. (103) uit een experimenteel bepaalde S-waarde p^{m}_{krit} bepalen, waarbij dan k_{tr} bekend moet zijn. Voor het löss-experiment geldt met $k_{tr} = 0{,}632 \times 0{,}0643$ cm·min^{-1}, $\theta_{sw} - \theta_i = 0{,}335$ en $S = 0{,}868$ een p^{m}_{krit}-waarde van $-27{,}7$ mbar. Wordt de experimentele vuistregel van Bouwer toegepast, $k_{tr} = 0{,}5 \times 0{,}643$ cm·min^{-1}, dan krijgt p^{m}_{krit} de waarde $-35{,}0$ mbar. Zoals uit fig. 31 blijkt geeft deze laatste berekeningswijze, in de figuur weergegeven als C, voor alle t's een onderschatting van de bevochtigingsdiepte. Curve B, met de hier voorgestelde waarde van k_{tr}, voldoet voor kleine t goed, maar geeft voor grote t eveneens een onderschatting. Daarom is ook situatie A ingeschetst waar k_{tr} gelijk aan k_{sw} is genomen; dit geeft een overschatting. De ideale waarde voor k_{tr} zal dus tussen 1 k_{sw} en 0,632 k_{sw} inliggen.

Helaas is van de betrokken gestoorde lössgrond wel de hoofduitdrogingstak van de vochtkarakteristiek bepaald, maar zijn geen bevochtigingscurven beschikbaar. Gezien deze uitdrogingstak echter, welke een aanzienlijk luchtintreewaarde vertoont, mag men verwachten dat er ook een aanzienlijke waterintreewaarde bestaat. In dat geval zal (116) zeker niet meer gelden en dient deze vervangen te worden door:

$$k_{tr} = \left[p^{m}_{w.e.}\, k_{sw} + \int_{p^{m}_{w.e.}}^{p^{m}_{krit}} k(p^{m})\, dp^{m}\right] \Big/ p^{m}_{krit} \qquad (116')$$

welke vergelijking een waarde voor k_{tr} levert die inderdaad tussen k_{sw} en 0,632 k_{sw} inligt, althans als wordt aangenomen dat overigens voor $p^{m} < p^{m}_{w.e.}$ (de waterintreewaarde) weer de exponentiële relatie tussen k en p^{m} geldt.

Aan gestoorde grondmonsters wordt meestal een aanzienlijke luchtintreewaarde gemeten. Bouwer (1966) en Cisler (1972) meten in situ in een groot aantal gevallen ook aan ongestoorde grondmonsters een luchtintreewaarde. Rijtema (1969) echter vindt a.h.v. ringmonsters voor 18 van de 20 gronden vermeld in hoofdstuk 2 geen luchtintreewaarde.

6 Infiltratie bij niet-atmosferische bodemluchtdruk

6.1 Inleiding

In de vorige hoofdstukken is tijdens de infiltratie de druk in de bodemluchtfase altijd gelijk aan de atmosferische druk verondersteld. Dit impliceert dat de verplaatste lucht vrijelijk uit het bodemsysteem moet kunnen stromen zodat men bij bovenstaande aanname de weerstand voor de stroming van de bodemlucht verwaarloosbaar klein veronderstelt. Men heeft lange tijd gedacht dat deze aanname in relatie tot de vele andere vereenvoudigingen in de voorstelling omtrent het bodemsysteem, zoals homogeniteit, structuur, stabiliteit en hysterese, onder vrijwel alle omstandigheden is toegestaan. In de praktijk echter blijkt, dat zowel in het veld (Linden & Dixon, 1973) als ook in het laboratorium (Peck, 1965a, 1965b), vooral bij bevochtiging met een vrije waterlaag aan het bodemoppervlak, de uitstroming van de bodemlucht wordt gehinderd en dat de daarmee gepaardgaande verhoging van de druk in de bodemluchtfase de infiltratie aanmerkelijk kan beïnvloeden. Zo kan het vóórkomen, dat de cumulatieve infiltratie in een grond met een grondwaterstand op 2 m diepte 25% lager is dan deze infiltratie in dezelfde grond zou zijn indien de grondwaterstand zeer diep of afwezig is (Linden & Dixon, 1973). Ook de twijfelachtige toepasbaarheid van ringinfiltrometer-gegevens kan in verband gebracht worden met het gedrag van de gasfase. Tijdens de metingen met een ringinfiltrometer kan de bodemlucht zijdelings ontwijken, waardoor de bodemluchtdruk nauwelijks beïnvloed zal worden. In de praktijk echter, zal op plaatsen waar grote oppervlakten bevochtigd worden, deze zijdelingse uitstroming veelal onmogelijk zijn, zodat een volkomen afwijkend infiltratiebeeld ontstaat.

Het effect van een verhoogde druk van de gasfase op een bevochtigingsproces heeft twee aspecten. In de eerste plaats wordt de tensiometerdruk(potentiaal) aan de teen van het bevochtigingsfront verhoogd, zodat de drijvende kracht voor de bevochtiging van de grond geringer wordt. In paragraaf 6.5 zal blijken, dat men deze reductie van de drijvende kracht goed kan beschrijven in termen van 'Green & Ampt', zie paragraaf 5.5. De drijvende kracht t.g.v. de absorptiekrachten van de bodem kan men benaderen door de tensiometerdruk aan de teen van het bevochtigingsfront gelijk aan p^{m}_{krit} te stellen, welke waarde meestal enkele tientallen mbar bedraagt. Verhoogt men nu de tensiometerdruk door de bodemluchtdruk te verhogen tot $|p^{m}_{krit}|$, dan zal deze verhoging het effect van de absorptiekrachten ten volle compenseren, zodat uitsluitend de zwaartekracht als drijvende kracht overblijft. Een tweede effect betreft de waarde van de hydraulische doorlatendheid. Als de bodemluchtdruk hoger

is dan de atmosferische druk kunnen de grootste poriën nimmer met water gevuld zijn. Omdat het juist deze grootste poriën zijn welke het meest bijdragen tot de waarde van de doorlatendheid, zal deze doorlatendheid zeer snel kunnen afnemen bij een verhoging van de bodemluchtdruk. Zowel het eerste als ook het tweede effect geven dus reeds bij een ogenschijnlijk geringe verhoging van de bodemluchtdruk aanleiding tot een aanzienlijke beïnvloeding van de infiltratie. De mate van beïnvloeding kan, afhankelijk van het bodemtype, aanzienlijk verschillen.

Bodemfysici hebben het probleem van de bodemluchtdruk reeds lang geleden onderkend. Powers (1934), Lewis & Powers (1938) en Free & Palmer (1940) vermelden verschillende experimenten in deze, waarbij men reeds tot de conclusie kwam, dat de infiltratie aanzienlijk werd beïnvloed in het geval de bodemlucht niet vrij kon ontwijken. Horton (1940) vermeldt soortgelijke ervaringen van Russische onderzoekers. Youngs & Peck (1964) en Peck (1965 a,b) presenteren een eenvoudig fysisch model, dat rekening houdt met een toename van de bodemluchtdruk tijdens bevochtiging. Peck (1965a,b) vermeldt experimentele gegevens van zowel absorptie- als infiltratiestroming in afgesloten grondkolommen. Adrian & Franzini (1966) gebruiken een ander fysisch model, waarin de weerstand voor stroming toeneemt als de bodemluchtdruk toeneemt. De ideeën in hun model zijn verwant aan ideeën van Green & Ampt (1911). Numerieke oplossingen van de differentiaalvergelijking welke de twee-fasenstroming van water en gas beschrijft, worden vermeld door Phuc (1969) en Green et al. (1970). Analytische oplossingen van deze differentiaalvergelijking, welke na een aantal vereenvoudigingen en beperkingen mogelijk zijn, worden tenslotte vermeld door Brustkern & Morel-Seytoux (1970), McWhorter (1971) en Noblanc & Morel-Seytoux (1972). Bij vele bevochtigingsexperimenten, ook die waarbij de bodemlucht ogenschijnlijk in goed contact staat met de omringende atmosfeer, wordt de bodemluchtdruk als controle en op routinebasis gemeten, zoals vermeld in Vachaud et al. (1972), Stroosnijder & Koorevaar (1972) en Raj Pal & Stroosnijder (1976).

Het belang van de bodemluchtdruk kan onder meer worden gedemonstreerd door het effect op de sorptivity (cf. Philip, 1957b en paragraaf 5.5) te onderzoeken. Wilson & Luthin (1963) vinden een lineaire relatie tussen S^2 en p^a. Hun experimenten bevestigen dat de bodemluchtdruk eenzelfde effect heeft op S als de parameter p^m_{krit} (zie paragraaf 5.5) uit een 'Green & Ampt'-benadering. Peck's (1965a,b) eenvoudige fysische model berekent de cumulatieve infiltratie waarbij voor iedere Δt de (tijdens stationaire) experimenten bepaalde waarde van $S(p^a)$ wordt gebruikt. De berekeningen voor 'slate dust', een materiaal dat enige hysterese vertoont (zie fig. 36), werden experimenteel bevestigd. Peck verbindt hieraan de conclusie, dat de absorptietheorie (Philip, 1955) – welke geen rekening houdt met hysterese – wèl gebruikt kan worden in gronden waarin de bodemluchtdruk oploopt, mits de statische relatie tussen S en p^a bekend is en wordt toegepast.

Het gebruik van een statische relatie tussen p^a en S zal in de praktijk echter niet altijd juiste resultaten geven, omdat in werkelijkheid de waarde van p^a geleidelijk toeneemt en de hysterese-eigenschappen van de grond bepalen welk effect deze geleidelijke toename op de infiltratie heeft. Indien p^a aanvankelijk nul is kunnen zich tijdens bevoch-

tiging ook de grote poriën vullen welke later, als p^a is toegenomen, weer geleegd zullen worden.

De waarde van p^a waarbij de poriën geleegd worden, kan aanzienlijk hoger liggen dan die waarbij diezelfde poriën al niet meer bevochtigd zullen worden, hetgeen een gevolg is van de hysterese-eigenschappen van het poriënstelsel. Dit betekent dat bij eenzelfde p^a, poriën welke bij een constant gehouden p^a nooit gevuld zullen worden, nog steeds gevuld kunnen zijn indien p^a via een geleidelijke toename is bereikt. Veldexperimenten van Linden & Dixon (1973) bevestigen dat in een grond waarvan de statisch bepaalde sorptivity een reductie van 20% – t.o.v. de sorptivity bij atmosferische luchtdruk – vertoont bij $p^a = 10$ mbar, er nauwelijks van enige reductie sprake is indien p^a geleidelijk is toegenomen tot de waarde van 10 mbar. Hun conclusie is dan ook, dat de reductie van de infiltratie geringer is als de grote poriën tijdens het begin van de infiltratie gevuld worden. De praktische consequentie is, dat men de minste reductie krijgt indien men de grond begint te bevochtigen d.m.v. een aanzienlijke laag vrij water aan het oppervlak, zodat de zone waarvoor $p^m > 0$, waarbij ook de grootste poriën gevuld zijn, zich reeds tot enige diepte heeft kunnen uitbreiden alvorens p^a zo is toegenomen dat tijdens verdere bevochtiging de grotere poriën niet meer gevuld kunnen worden.

Twee-fasenstroming (het proces waarbij bodemvocht en bodemlucht tegelijkertijd stromen en elkaar beïnvloeden) kan door een partiële differentiaalvergelijking beschreven worden, welke een synthese is van een Darcy-vergelijking voor de fluxen en de massaconserveringsvergelijking. De afleiding van deze algemene stromingsvergelijking wordt in paragraaf 6.3 gegeven.

De meest nauwkeurige oplossing van deze algemene stromingsvergelijking wordt via een numerieke oplossing (zie paragraaf 4.1) van de vergelijking verkregen (Phuc, 1969). Omdat dit soort oplossingen weinig inzicht in het tweefasenproces verschaft (zie paragraaf 4.1), is het eveneens interessant na te gaan of er geen analytische oplossing mogelijk is welke kan worden verkregen door bepaalde vereenvoudigingen of beperkingen aan de geldigheid van de oplossing toe te kennen. Brustkern & Morel-Seytoux (1970) geven een oplossing, welke in paragraaf 6.4 besproken zal worden. In paragraaf 6.5 tenslotte wordt een nog eenvoudiger model – gebaseerd op aannamen van het 'Green & Ampt'-type – besproken, waarmee voor een viertal sets experimentele gegevens opvallend goede resultaten worden verkregen.

6.2 Veldsituaties waarbij niet-atmosferische gasdrukken in de bodem voorkomen

In Nederland komt de situatie waarbij er tijdens bevochtiging een vrije waterlaag aan het bodemoppervlak aanwezig is zelden voor. Dit komt enerzijds doordat er nagenoeg geen bassinbevloeiing plaatsvindt en anderzijds doordat de natuurlijke neerslag zelden een hoge intensiteit bereikt. Toch zijn er enkele voorbeelden te vermelden waarbij het verwaarlozen van de invloed van de bodemluchtdruk aanleiding kan geven tot grote misvattingen.

Een klassiek voorbeeld betreft het zogeheten 'Lisse-effect', genoemd naar de gelijk-

namige plaats in Nederland, waar de overwegend zandige gronden voor de teelt van bloembollen gebruikt worden. Met het 'Lisse-effect' bedoelt men de zeer snelle en exorbitant grote stijging welke in grondwaterstandsbuizen wordt waargenomen tijdens regenbuien van korte duur doch met een relatief hoge intensiteit. De verklaring voor dit verschijnsel is het snelle stijgen van de bodemluchtdruk doordat de grondwaterstand erg hoog is (50 cm beneden maaiveld) t.b.v. de bloembollencultuur en de bovengrond verzadigd wordt, zodat de bodemlucht niet naar de atmosfeer kan ontsnappen. Dat het effect duidelijk meetbaar is, wordt mede veroorzaakt doordat de gronden zeer uniform van korrelgrootte zijn en een enkelvoudige structuur vertonen. Hierdoor bezitten zij een scherp bepaalde luchtintreewaarde. Door de snelle bodemluchtdrukstijging stijgt ook het niveau in de grondwaterstandsbuizen bijzonder snel en kan het niveau zelfs boven maaiveld hoogte komen. De 'grondwaterstand' in de grond blijft hierbij nagenoeg onveranderd, doch deze grondwaterstand vertegenwoordigt nu niet meer het niveau van de vrije waterspiegel doch van wat men in dezelfde terminologie een onvrije waterspiegel mag noemen.

Een tweede voorbeeld, waarbij nu sprake is van een onderdruk van de bodemluchtfase, treedt op tijdens de drainage van 'opgespoten terreinen'. Deze terreinen, die bestemd zijn voor stadsuitbreidingen of voor nieuw aan te leggen wegtracés, ontstaan doordat men gronden met een onvoldoende stabiliteit (slappe kleigronden of veengronden) met enkele meters zand ophoogt. (Dit zand wordt opgebracht door het vermengd met zeer veel water op het op te hogen terrein te spuiten, hetgeen de term opgespoten terrein verklaart.) Indien tijdens de drainage van deze gronden de aanvoer van atmosferische lucht door de bovengrond gehinderd wordt, kan de bodemluchtdruk beneden de atmosferische waarde dalen. Een gehinderde aanvoer van lucht wordt veroorzaakt doordat de bovengrond vaak een zeer grote volumedichtheid heeft, enerzijds omdat hier het fijnste materiaal tijdens de sedimentatie van zand terecht is gekomen en anderzijds doordat het oppervlak onderhevig is aan mechanische verdichting t.g.v. zware voertuigen. Om de drainage en consolidatie van deze terreinen te versnellen worden soms draineerpijpen op 2–3 m diepte aangebracht, waarin het water onder onderdruk gebracht wordt. Indien men het resultaat van deze kunstmatige drainage afleest m.b.v. grondwaterstandsbuizen, dan ziet men daarin een zeer snelle daling, terwijl er nauwelijks een verhoogde afvoer van water via de draineerpijpen heeft plaatsgevonden. Dit kan men verklaren door het feit dat het vrije water in de grondwaterstandsbuis niet meer samenvalt met de overgang van verzadigde naar onverzadigde grond omdat de druk van de bodemlucht beneden de atmosferische luchtdruk is gedaald.

6.3 Fysisch-mathematische formulering van de simultane beweging van bodemvocht en bodemlucht

6.3.1 Drijvende krachten

De totale drijvende kracht op het bodemvocht 1 is tenminste:

$$\Sigma F_l = -\nabla p_l + \rho_l g \nabla h \tag{118}$$

waarin p_l nu de absolute druk (t.o.v. vacuüm) van het bodemvocht voorstelt.

$$\Sigma F_a = -\nabla p_a \tag{119}$$

waarin $\rho_a g \nabla h$ is verwaarloosd omdat $\rho_a \ll \rho_l$.
Verder geldt dat:

$$p^w = p_l - p_a \tag{120}$$

waarin p^w volgens paragraaf 3.1 de druk van de bodemoplossing is voorzover deze bepaald wordt door het vochtgehalte. In afwezigheid van p^e wordt p^w ook wel de 'matrische' component van de lokale waterdruk genoemd en weergegeven als p^m.

In verdere analogie met paragraaf 3.1 geldt nog dat:

$$p = p_l - p \text{ (atm)} \tag{121}$$

waarin p de tensiometerdruk is en p (atm) de (absolute) atmosferische luchtdruk.

6.3.2 De fluxvergelijking voor bodemvocht en bodemlucht

Onder omstandigheden waarbij de Darcy-vergelijking geldt (paragraaf 3.2), kan men de ééndimensionale stroming van bodemwater schrijven als:

$$J_l^V = -K(\theta)\frac{\partial p_l}{\partial z} + \rho_l g K(\theta) \tag{122}$$

waarin z de diepte is.
Voor de gasfase vindt men:

$$J_a^V = -K(A)\frac{\partial p_a}{\partial z} \tag{123}$$

waarin in analogie met θ eveneens voor de met lucht gevulde volumefractie een enkel symbool $A(= \varepsilon - \theta)$ wordt ingevoerd. Men kan ook een totale flux definiëren als:

$$J_t^V \equiv J_l^V + J_a^V = -[K(\theta) + K(A)]\frac{\partial p_a}{\partial z} - K(\theta)\frac{\partial p^m}{\partial z} + \rho_l g K(\theta) \tag{124}$$

Zoals later plausibel zal worden gemaakt, zal nu J_t^V, althans gedurende bepaalde intervallen van t en z, nagenoeg onafhankelijk van z zijn. In dat geval geeft integratie

van (124) over z vanaf het bodemoppervlak s tot aan de teen van het bevochtigingsfront f:

$$J_l^V \int_{z^s}^{z^f} \frac{1}{K(A) + K(\theta)} \, dz = (p_a^s - p_a^f) - \int_{(p^m)_s}^{(p^m)^f} \frac{K(\theta)}{K(A) + K(\theta)} \, dp^m +$$

$$+ g\rho_l \int_{z^s}^{z^f} \frac{K(\theta)}{K(A) + K(\theta)} \, dz \tag{125}$$

De eerste term van het RL van (125) vertegenwoordigt de drijvende kracht op beide fasen t.g.v. de gradiënt van de luchtdruk. De tweede term geeft het effect van de absorptiekracht van de bodem, terwijl de derde term het effect van de zwaartekracht weergeeft. De integraal in het LL tenslotte vertegenwoordigt de totale weerstand voor de stroming.

6.3.3 De massaconserveringsvergelijking voor bodemvocht en bodemlucht

De massaconserveringsvergelijking voor het bodemvocht voor het ééndimensionale geval is nu:

$$\frac{\partial \rho_l \theta}{\partial t} = - \frac{\partial \rho_l J_l^V}{\partial z} \tag{126}$$

Voor de bodemlucht wordt dit:

$$\frac{\partial \rho_a A}{\partial t} = - \frac{\partial \rho_a J_a^V}{\partial z} \tag{127}$$

Terwijl ρ_l zeker als constant mag worden beschouwd, dient in principe rekening te worden gehouden met de samendrukbaarheid van de gasfase. Niettemin zal het voor een eerste benadering dikwijls gepermitteerd zijn om bij de heersende betrekkelijk geringe drukverschillen ook ρ_a als constant te beschouwen, althans voor niet te grote intervallen Δt en Δz.

Omdat in een rigide grond de porositeit $\varepsilon = \theta + A$ constant is, volgt uit een sommatie van (126) en (127):

$$\frac{\partial (A + \theta)}{\partial t} = 0 = \frac{\partial (J_a^V + J_l^V)}{\partial z} = \frac{\partial J_t^V}{\partial z} \tag{128}$$

zodat J_t^V onafhankelijk van z is en uitsluitend in de tijd zal variëren. De vergelijkingen (122) en (123) kunnen, met gebruikmaking van (120), nu zodanig worden gecombineerd dat de term met $(\partial p^a/\partial z)$ verdwijnt. Dit levert:

$$J_l^V = \frac{K(\theta)}{K(A) + K(\theta)} \left[-K(A) \frac{\partial p^m}{\partial z} + J_t^V + \rho_l g K(A) \right] \tag{129}$$

Substitutie in (126) levert dan:

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\mathrm{K}(\theta)}{\mathrm{K}(A)+\mathrm{K}(\theta)}\,\mathrm{K}(A)\,\frac{\mathrm{d}p^{\mathrm{m}}}{\mathrm{d}\theta}\,\frac{\partial\theta}{\partial z}\right] - \left\{ J_{\mathrm{t}}^{\mathrm{V}}\frac{\mathrm{d}\left[\dfrac{\mathrm{K}(\theta)}{\mathrm{K}(A)+\mathrm{K}(\theta)}\right]}{\mathrm{d}\theta} + \right.$$

$$\left. + \rho_{\mathrm{l}} g\,\frac{\mathrm{d}\left[\dfrac{\mathrm{K}(\theta)}{\mathrm{K}(A)+\mathrm{K}(\theta)}\,\mathrm{K}(A)\right]}{\mathrm{d}\theta}\right\}\frac{\partial\theta}{\partial z} \qquad (130)$$

Vergelijking (130) kan als een algemene stromingsvergelijking voor (onsamendrukbare) twee-fasenstroming beschouwd worden. Een uitstekend overzicht van oplossingen van (130) met verschillende randvoorwaarden wordt gegeven door McWhorter (1971).

6.4 Analytische oplossing voor transport in twee fasen

In 1970 presenteerden Brustkern & Morel-Seytoux (1970) een benaderende analytische oplossing van (130). De wijze van oplossen van (130) is verwant aan die welke door Parlange (1971) wordt gebruikt. In paragraaf 4.2 werd uitvoerig besproken hoe met behulp van een benaderende oplossing $x\,[\bar{\theta},C(t)]$ via de 'method of undetermined functions' een uitdrukking voor $C(t)$ gevonden werd. Het stelsel impliciete vergelijkingen werd vervolgens iteratief opgelost. Brustkern & Morel-Seytoux (1970) leidden een dergelijke set impliciete vergelijkingen af, welke een benaderende oplossing voor $x(\theta,t)$ bevat die een functie is van twee onbekende functies van t. Tezamen met de uitdrukkingen van deze functies van t wordt het stelsel van drie vergelijkingen niet iteratief doch expliciet opgelost.

Nogmaals gebruik makend van de aanname dat $J_{\mathrm{t}}^{\mathrm{V}}$ slechts een functie van t is, wordt (126):

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = -J_{\mathrm{t}}^{\mathrm{V}}\frac{\mathrm{d}(J_{\mathrm{l}}^{\mathrm{V}}/J_{\mathrm{t}}^{\mathrm{V}})}{\mathrm{d}\theta}\,\frac{\partial\theta}{\partial z} \qquad (131)$$

Nu geldt voor eindige waarden van $\left(\dfrac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{\mathrm{t}}$:

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_{z} = -\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{\mathrm{t}}\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\theta} \qquad (132)$$

zodat:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\theta} = J_{\mathrm{t}}^{\mathrm{V}}\frac{\mathrm{d}(J_{\mathrm{l}}^{\mathrm{V}}/J_{\mathrm{t}}^{\mathrm{V}})}{\mathrm{d}\theta} \qquad (133)$$

een vorm is, welke reeds door Buckley & Leverett (1942) gegeven wordt en waarin $J_{\mathrm{t}}^{\mathrm{V}}$ door (125) wordt gegeven en de differentiaal kan worden bepaald uit (129), welke vergelijking immers ook geschreven kan worden als:

$$J_l^V/J_t^V = \frac{K(\theta)}{K(A) + K(\theta)}\left[1 - \frac{K(A)}{J_t^V}\left(\frac{\partial p^m}{\partial z} - \rho_l g\right)\right] \tag{134}$$

Vergelijking (133) kan nu opgelost worden voor een kort tijdsinterval Δt waarvoor J_t^V redelijkerwijs constant zal blijven, zodat (133) levert:

$$z(\theta,t + \Delta t) = z(\theta,t) + J_t^V \frac{d(J_l^V/J_t^V)}{d\theta}\Delta t \tag{135}$$

De vergelijkingen (125), (134) en (135) vormen nu het stelsel impliciete vergelijkingen welke door Brustkern & Morel-Seytoux (1970), na verdere benadering van (134), voor iedere Δt worden opgelost.

Een benadering van (134) verkrijgt men door $\partial p^m/\partial z$ te verwaarlozen. Dat betekent niet dat men de absorptiekracht als drijvende kracht verwaarloost; immers deze wordt weergegeven in (125), maar men verwaarloost wel de invloed van $\partial p^m/\partial z$ op de vorm van het infiltratiefront. Vergelijking (134) luidt dan:

$$f(\theta,t) = f(\theta)\,[1 + K(A)\rho_l g(J_t^V)^{-1}] \tag{136}$$

waarin $f(\theta) = K(\theta)/[K(\theta) + K(A)]$ en $f(\theta,t) = J_l^V/J_t^V$. Een voorbeeld van een $f(\theta)$-functie is weergegeven in figuur 32, waarin ook een bijbehorend voorbeeld van een $f(\theta,t)$-functie is opgenomen. Voor iedere Δt waarvoor het stelsel vergelijkingen expliciet wordt opgelost, moet $f(\theta,t)$ opnieuw worden berekend.

Het gebruik van (135) en (136) met de $f(\theta,t)$functie, zoals weergegeven in figuur 32, leidt tot een infiltratiefront waarbij de indringing van de lage θ-waarden achterblijft bij die van hogere θ-waarden (zie fig. 33). Deze fysisch onaanvaardbare vorm is een gevolg van een niet-juist gebruik van (135), welke immers slechts geldt voor eindige waarden van $(\partial\theta/\partial z)_t$. Is $(\partial\theta/\partial z)_t$ niet overal eindig, dan moet (135) geschreven worden als:

$$z(\theta,t + \Delta t) = z(\theta,t) + J_t^V \frac{\Delta(J_l^V/J_t^V)}{\Delta\theta}\Delta t \tag{137}$$

Men kan nu aantonen (Bolt, 1977) dat de enig juiste waarde voor $\Delta(J_l^V/J_t^V)/\Delta\theta$ bepaald wordt door een koorde van de $f(\theta,t)$-functie, zoals weergegeven in figuur 32 en welke een steil bevochtigingsfront beschrijft (De Wiest, 1969), zodanig dat de gearceerde oppervlakken gelijk zijn.

De voorspelling van de infiltratie volgens voorgaande benaderde analytische oplossing kan vergeleken worden met minder benaderende oplossingen zoals die van Noblanc & Morel-Seytoux (1972) en van Phuc & Morel-Seytoux (1972). Alhoewel deze laatste methoden welke wel het effect van de absorptiekracht ten volle in beschouwing nemen een nauwkeuriger vorm van het infiltratiefront voorspellen, zijn de voorspelde integrale bevochtigingskarakteristieken zoals cumulatieve infiltratie en infiltratiesnelheid nauwelijks verschillend van die welke volgens de benaderende analytische methode voorspeld worden (Morel-Seytoux, pers. meded.). Hierbij moet wel worden opgemerkt, dat deze vergelijking van de verschillende oplossingen slechts

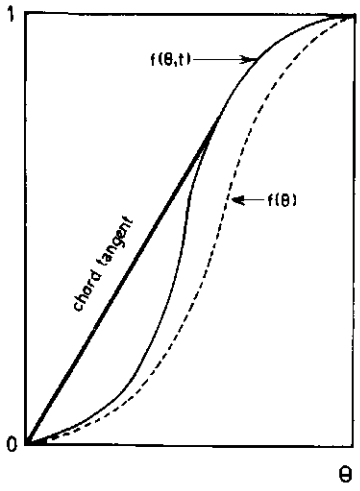


Fig. 32. Een voorbeeld van een $f(\theta)$- en een $f(\theta,t)$-functie en de 'chord tangent'-constructie (vette lijn).

Fig. 32. Example of a $f(\theta)$ and $f(\theta,t)$ function and the chord tangent construction (bold line).

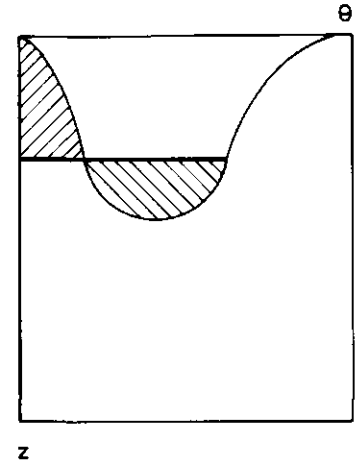


Fig. 33. Infiltratiefront zoals door (135) + (136) voorspeld en zoals verbeterd door de 'chord tangent'-constructie (vette lijn).

Fig. 33. Infiltration front as determined by Eq. (135) + (136) and as corrected by the construction of the chord tangent (bold line).

is uitgevoerd voor een grove grond en dat juist in deze gronden steile bevochtigingsfronten voorkomen omdat de zwaartekracht de absorptiekracht overheerst.

6.5 Een 'Green & Ampt'-type oplossing voor twee-fasenstroming

Zoals in voorgaande hoofdstukken is gebleken, kan men de drijvende kracht voor waterbeweging onderverdelen in een kracht die veroorzaakt wordt door de absorptiekracht van de (droge) grond en de zwaartekracht. Zolang de invloed van de zwaartekracht verwaarloosd mag worden geldt in termen van Green & Ampt (zie paragraaf 5.5):

$$\left(J_l^{\mathrm{v}}\right)_0 = -k_{\mathrm{tr}}\left(\frac{p^{\mathrm{m}}_{\mathrm{krit}} + p^{\mathrm{a}}}{l}\right) \tag{138}$$

hierin is $(J_1^v)_0$ de flux door het bodemoppervlak, k_{tr} de gemiddelde hydraulische doorlatendheid van de bevochtigde zone, p_{krit}^m de effectieve 'matrische' potentiaal aan het bevochtigingsfront, p^a de bodemluchtdruk relatief t.o.v. de atmosferische luchtdruk en l de lengte van de bevochtige zone. Omdat p_{krit}^m een vaste negatieve waarde heeft, maakt (138) duidelijk dat zowel een toename van l als ook een toename van p^a de drijvende kracht voor de bevochtiging verkleint. Bij de aanvang van de bevochtiging is $p^a = 0$ en zal het bodemoppervlak volledig verzadigd raken zodat er geen bodemlucht meer naar de atmosfeer kan ontsnappen. Dit laatste heeft tot gevolg dat de toename van p^a, welke bij voortschrijdende bevochtiging plaatsvindt, beschreven kan worden m.b.v. de gaswet:

$$p^a = \frac{i}{\varepsilon L - i} p \text{ (atm)} \tag{139}$$

waarin i de cumulatieve infiltratie is, ε de porositeit van de grond, L de diepte van het bodemprofiel waarover de bodemluchtdrukverhoging plaatsvindt en p(atm) de (absolute) atmosferische druk is. De bodemluchtdruk zal stijgen totdat $p^a = -p_{krit}^m$, waarbij de drijvende kracht geheel is verdwenen en het bevochtigingsproces tot staan is gebracht. Deze waarde van p^a, die men de balanswaarde zou kunnen noemen, zal veelal onvoldoende zijn om de bodemlucht via het verzadigde bodemoppervlak te laten ontwijken. De druk die hiervoor nodig is ligt immers dichtbij de luchtintreewaarde van de grond, waarvan de (absolute) waarde altijd groter is dan $|p_{krit}^m|$, de waterintreewaarde (zie paragraaf 5.5). In gronden waarin de zwaartekracht verwaarloosbaar klein is t.o.v. de absorptiekracht zal de infiltratiesnelheid dus gelijk aan nul kunnen worden zonder dat de bodemlucht in de vorm van luchtbellen via het bodemoppervlak kan ontsnappen. Terwijl de maximumwaarde van de bodemluchtdruk bepaald wordt door $-p_{krit}^m$ en dus onafhankelijk is van de diepte van het profiel L, bepaalt deze diepte wel het tijdstip waarop, en de snelheid waarmee de situatie van een nul-flux wordt bereikt.

De infiltratiesnelheid kan in het geval dat zowel de absorptiekracht alsook de zwaartekracht van belang zijn, geschreven worden als:

$$\left(J_1^v\right)_0 = -k_{tr}\left(\frac{p_{krit}^m + p^a}{l} - 1\right) \tag{140}$$

In dit geval wordt de drijvende kracht gelijk aan nul indien:

$$p^a = l - p_{krit}^m \tag{141}$$

De waarde van l zal bij een bepaalde waarde van p^a een functie zijn van L, zodat in tegenstelling tot genoemde situatie nu de balanswaarde van p^a wel een functie is van de profieldiepte. Voor kleine waarden van L zal l eveneens klein zijn, zodat de balanswaarde van p^a in dat geval beneden de luchtintreewaarde kan liggen en de infiltratie stopt omdat de bodemlucht niet kan ontwijken. Voor grote waarden van L, zoals die voorkomen bij diepe grondwaterstand, kan p^a de luchtintreewaarde van de verzadigde bovengrond overschrijden, zodat de bodemlucht kan ontsnappen. In dit geval

wordt de balanswaarde van p^a nimmer bereikt en zal de infiltratiesnelheid nooit tot nul kunnen afnemen. Het ontsnappen van bodemlucht naar de atmosfeer gaat gepaard met het onverzadigd raken van de bovengrond. De lucht zal de grootste poriën in de bovengrond legen. Dit proces kan aanleiding geven tot iets wat men oscillatie kan noemen, omdat het plotseling legen van poriën gevolgd kan worden door een gedeeltelijke herverzadiging. Bij dit alternerend vullen en legen van poriën speelt hysterese een belangrijke rol en de bodemluchtdruk zal zich uiteindelijk stabiliseren op een waarde welke beneden de luchtintreewaarde zal liggen en nagenoeg overeenkomt met $-p^m_{krit}$, de waterintreewaarde. Het gevolg hiervan is dat de infiltratiesnelheid na het bereiken van een minimumwaarde op het moment dat het ontwijken van de bodemlucht begint weer zal kunnen toenemen om zich vervolgens op een nagenoeg constante waarde te stabiliseren. De plotselinge toename van de infiltratiesnelheid en dus de toename van de voortschrijdingssnelheid van het bevochtigingsfront na het bereiken van een minimumwaarde wordt wel verantwoordelijk gesteld voor de onregelmatige bevochtiging (i.e. 'wet fingers') welke tijdens de bevochtiging van ondiepe profielen is waargenomen. Een minimum in de infiltratiesnelheid is experimenteel waargenomen door o.a. Free & Palmer (1940), Peck (1965b) en McWhorter (1971).

De constante waarde van $(J_l^v)_0$ wordt bereikt doordat na het oscillatieproces van alternerend legen en vullen van poriën p^a zich stabiliseert op een waarde die dichtbij de waterintreewaarde ligt. Hierdoor resteert uitsluitend de zwaartekracht als drijvende kracht en zal $(J_l^v)_0$ gelijk zijn aan k_{tr}. Deze waarde k_{tr} is echter belangrijk lager dan die, welke in de klassieke 'Green & Ampt'-theorie (zie paragraaf 5.5) wordt bedoeld, omdat nu de mate van verzadiging van de bovengrond geringer is vanwege de continue opwaartse flux van bodemlucht. Door het compenserende effect van p^a/l op p^m_{krit}/l zal de constante waarde van $(J_l^v)_0$ eerder bereikt worden dan tijdens bevochtiging waarbij $p^a = 0$. In dit laatste geval neemt de relatieve bijdrage van de absorptiekracht t.o.v. de zwaartekracht slechts geleidelijk af en geldt dat $(J_l^v)_0 \rightarrow k_{tr}$ indien $t \rightarrow \infty$. Samenvattend kan men stellen dat het verloop van de infiltratiesnelheid op drie punten verschilt t.o.v. het verloop waarbij $p^a = 0$. In figuur 34 is zowel het verloop met $p^a = 0$ (onderbroken lijn) alsook het verloop met toenemende p^a geschetst voor situaties waarbij de zwaartekracht niet (type a) en wel (type b) een rol speelt.

Voordat de bodemlucht naar de atmosfeer ontsnapt wordt p^a bepaald door de gaswet zoals in (139). Over dit traject kan men (140) integreren en zo een impliciete uitdrukking voor $t(i)$ verkrijgen als:

$$t = \frac{1}{k_{tr}} \left\{ i - a \ln \left(\frac{k_{tr} i^2 + bi + c}{c} \right) + d \ln \left[\frac{(2k_{tr} i + e)f}{(2k_{tr} i + f)e} \right] \right\} \tag{142}$$

met

$a = (b + \varepsilon L k_{tr})/2k_{tr}$

$b = -k_{tr} [p^m_{krit} \Delta\theta - p\,(\text{atm})\,\Delta\theta + \varepsilon L]$

$c = k_{tr} p^m_{krit} \Delta\theta\, \varepsilon L$

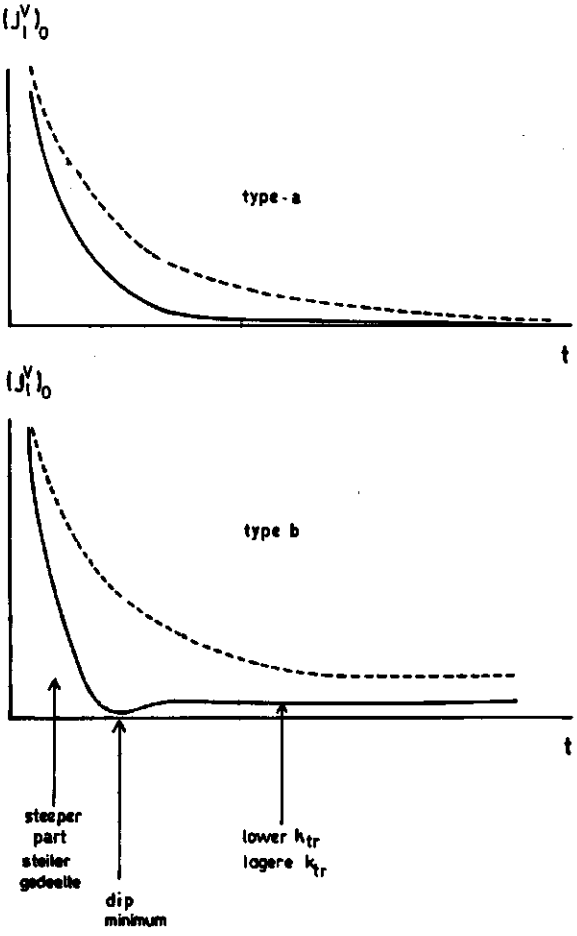


Fig. 34. Vergelijking tussen $(J_1^V)_0(t)$ bij atmosferische (---) en niet-atmosferische (——) bodemluchtdruk. Type a geldt bij verwaarlozing van de zwaartekracht en type b geldt indien de zwaartekracht een belangrijke rol speelt.

Fig. 34. Comparison between $(J_1^V)_0$ (t) at atmospheric pressure (---) and with over pressure (——) of gas phase. Type a is valid if the effect of gravity may be neglected and type b if gravity plays a role.

$$d = (b^2 - 2k_{tr}c + \varepsilon L b k_{tr})/(2k_{tr}\sqrt{b^2 - 4k_{tr}c})$$

$$e = b - \sqrt{b^2 - 4k_{tr}c}$$

$$f = b + \sqrt{b^2 - 4k_{tr}c}$$

In het hierna volgende zullen achtereenvolgens vier sets gegevens vermeld worden voor geheel verschillende gronden. In de figuren 35, 39, 40 en 42 worden telkens zowel de cumulatieve infiltratie bij $p^a = 0$ gegeven (curve a) als ook die voor een grond met eindige profieldiepte L (curve b) en de druk in de bodemluchtfase (curve c).

De gegevens in fig. 35 zijn ontleend aan Peck (1965). Het is duidelijk dat in deze grond de zwaartekracht gedurende het eerste uur van de bevochtiging geen merkbare rol speelt. Omdat de 'slate dust' een tamelijk uniform medium is met een fijne textuur is de infiltratiesnelheid gering. De bodemluchtdruk neemt gedurende het eerste uur

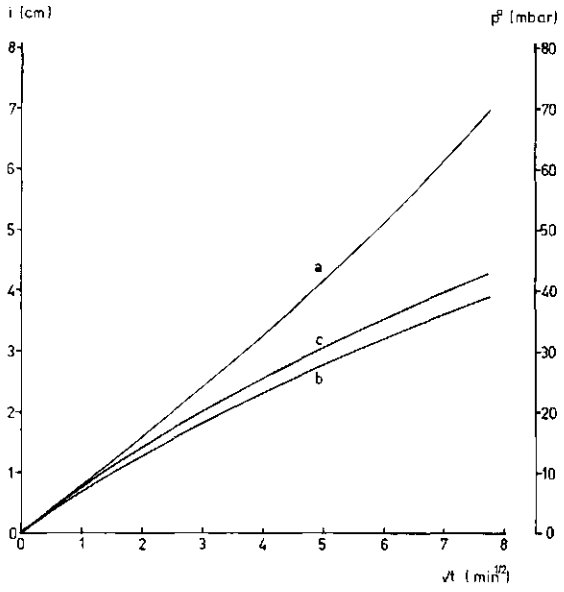


Fig. 35. Cumulatieve infiltratie in 'slate dust' bij $p^a = 0$ (a) en bij toenemende p^a in een 2 m diep bodemprofiel (b). De toenemende bodemluchtdruk is weergegeven in c (naar Peck, 1965).

Fig. 35. Cumulative infiltration in slate dust for $p^a = 0$ (a) and in a 2-m deep soil profile (b) with an increase in pressure of gas phase (c) (after Peck, 1965).

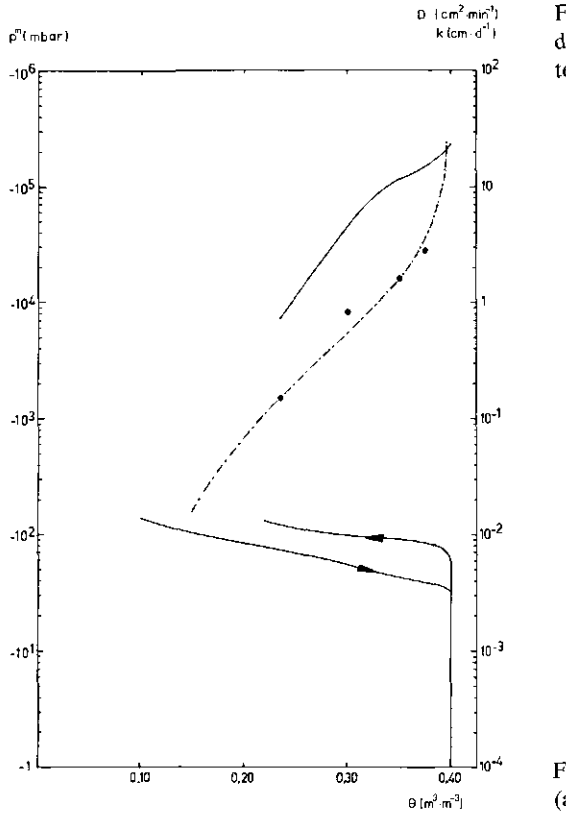


Fig. 36. Fysische eigenschappen van 'slate dust' (naar Peck, 1965); verklaring der tekens zoals in figuur 26.

Fig. 36. Physical properties of slate dust (after Peck, 1965); key as Fig. 26).

toe tot 40 mbar zonder dat er bodemlucht naar de atmosfeer kan ontwijken. Inderdaad is de luchtintreewaarde van deze grond zeer hoog zoals uit figuur 36, ontleend aan Peck (1964), blijkt. Na één uur is de cumulatieve infiltratie minder dan 60% van de waarde welke bereikt zou worden met $p^a = 0$.

Omdat van dit medium zowel de vochtkarakteristiek als $k(\theta)$ bekend zijn (zie fig. 36) is het mogelijk de in dit hoofdstuk voorgestelde eenvoudige Green & Ampt-benadering te toetsen. Daartoe werd allereerst $D(\theta)$ berekend en S bepaald volgens een methode welke uitvoerig in paragraaf 5.5 is besproken. Vervolgens werd $k(\theta)$ omgezet in $k(p^m)$ (zie fig. 37) zodat de berekening van zowel $p^m_{krit} = -46{,}7$ mbar en $k_{tr} = 0{,}0134$ cm·min^{-1} plaats kan vinden, eveneens volgens methoden beschreven in paragraaf 5.5. Deze waarden leveren m.b.v. (142) precies curve b in figuur 35. Een tweede manier om de waarde van de Green & Ampt-benadering te toetsen werd toegepast op de waarde van de 'effective sorptivity'. Indien men curve b analyseert m.b.v. de vergelijking $(J^V_I)_0 = {}^1/_2 S/\sqrt{t}\,(+A)$, dan volgt dat na één uur bevochtigen $S = 0{,}199$ cm·min$^{-1/2}$, welke waarde slechts 28% is van de oorspronkelijk waarde op $t = 0$ (zie fig. 38). Omdat de bodemluchtdruk op $t = 60$ min bekend is, nl. 43 mbar, kan men eveneens S berekenen m.b.v. een aangepaste (103):

$$S = [2k_{tr}\,(|p^m_{krit}| - p^a)\,(\theta_{sw} - \theta_i)]^{1/2} \qquad (143)$$

Volgens (143) berekent men een S-waarde die 26% van de oorspronkelijk waarde voor $p^a = 0$ bedraagt. De overeenkomst tussen deze beide waarden is bijzonder goed. De geleidelijke afname van de 'effective sorptivity' gedurende de bevochtiging is er voor verantwoordelijk dat men bij de bepaling van S en A uit een $i(t)$-relatie negatieve waarden voor A kan vinden. Deze merkwaardige waarden voor A, welke in de literatuur

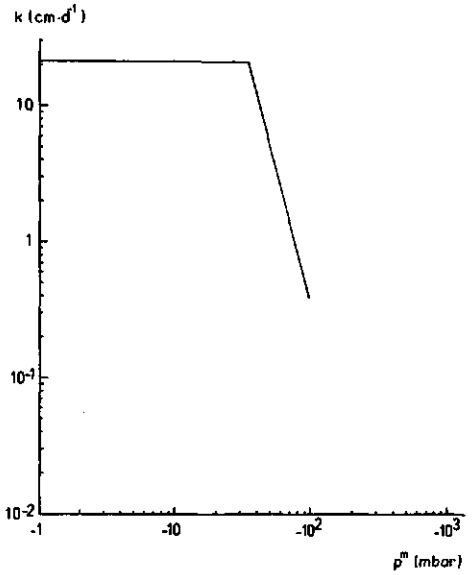


Fig. 37. De $k(p^m)$-relatie voor 'slate dust'.

Fig. 37. The $k(p^m)$ relation for slate dust.

voorkomen, vinden dus hun oorzaak in het onvoldoende onderkennen van de invloed van de bodemlucht op het bevochtigingsproces.

De gegevens in fig. 39 zijn ontleend aan Linden & Dixon (1973) en beschrijven een veldexperiment in Dia loam. Ook in deze grond speelt de zwaartekracht gedurende het eerste uur een ondergeschikte rol. De bodemluchtdruk stabiliseert zich al gauw

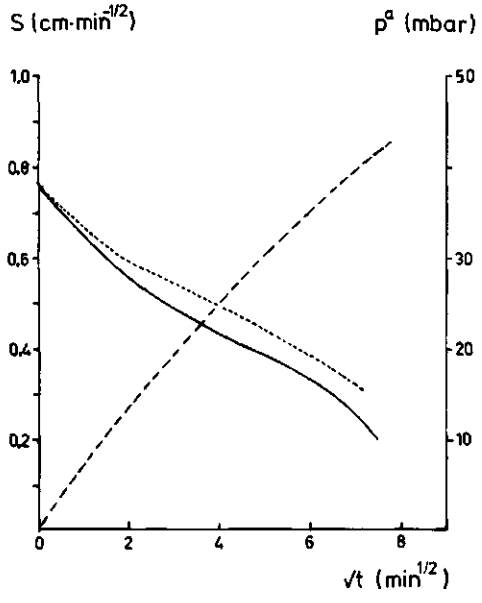


Fig. 38. ——: Afname van S met toename van p^a volgens de experimentele curve b in figuur 35. ...: S-waarden als functie van p^a zoals bepaald m.b.v. experimenten met stationaire p^a-waarden (Peck, 1965). ---: Toename van p^a volgens curve c in figuur 35.

Fig. 38. ——: Decrease in S with increasing p^a according to Fig. 35. Experimental Curve b. ...: Values of S as a function of p^a as estimated during tests with static values of p^a (Peck, 1965). ---: Increase in p^a according to Fig. 35, Curve c.

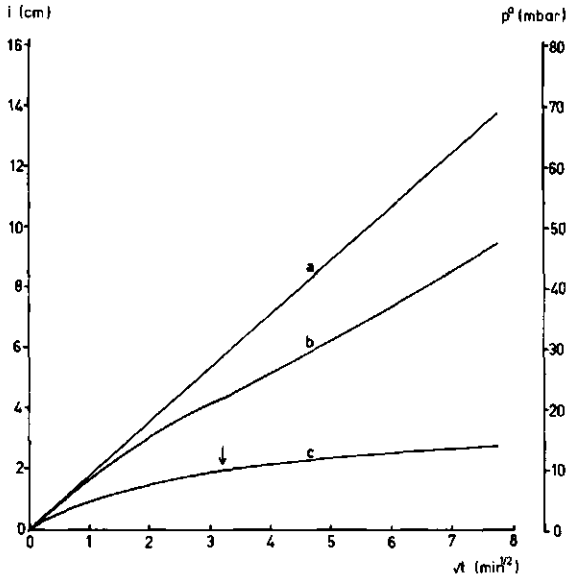


Fig. 39. Cumulatieve infiltratie in 'Dia loam' bij $p^a = 0$ (a) en in een 1,95 m diep bodemprofiel (b). De toenemende bodemluchtdruk is weergegeven in c. Pijl: moment waarop luchtbellen via het bodemoppervlak begonnen te ontsnappen; naar Linden & Dixon (1973).

Fig. 39. Cumulative infiltration into Dia loam. a: $p^a = 0$. b: A 1.95 m deep soil profile. c: increasing pressure of gas phase. Arrow: time when air bubbles started to escape from soil surface; after Linden & Dixon (1973).

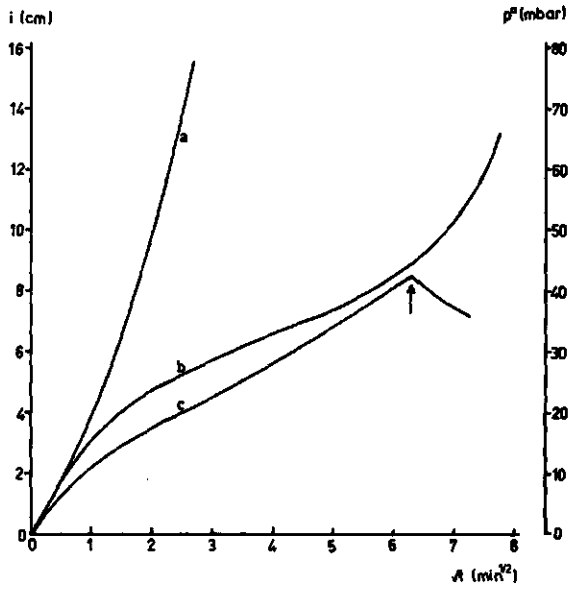


Fig. 40. Cumulatieve infiltratie in een zandgrond bij $p^a = 0$ (a) en in een 4,10 m diep bodemprofiel (b). De toenemende bodemluchtdruk is weergegeven in c. Pijl: als in figuur 39; naar Peck (1965).

Fig. 40. Cumulative infiltration into a sandy soil. a: $p^a = 0$. b: A 4.10 m deep soil profile. c: Increasing pressure of gas phase. Arrow: as in Fig. 39; after Peck (1965).

op 10 mbar omdat de bodemlucht vrij eenvoudig via macroporiën, zoals wormgaten, kan ontsnappen. Op het moment dat de bodemlucht begint te ontwijken neemt de infiltratiesnelheid weer toe, hetgeen duidelijk aan curve b in figuur 39 te zien is. De cumulatieve infiltratie is na een uur toch 30% minder dan bij atmosferische bodemluchtdruk het geval zou zijn, alhoewel een bodemluchtdruk van 10 mbar te verwaarlozen lijkt. Dit betekent dat, hoewel de bodemluchtdruk niet hoog oploopt t.g.v. de aanwezige macroporiën, zulk een geringe toename de infiltratie toch aanzienlijk kan beïnvloeden. Zoals eerder vermeld vindt dit laatste zijn oorzaak in de grote invloed welke deze macroporiën op de doorlatendheid hebben, zodat indien deze macroporiën niet meer gevuld zijn, dit een reductie van 30% tot gevolg kan hebben. Omdat van deze grond de noodzakelijke hydrologische gegevens ontbreken kan de Green & Ampt-benadering niet worden getoetst.

In figuur 40 zijn gegevens van Peck (1965b) vermeld welke het resultaat zijn van de bevochtiging van een (laboratorium)kolom van grof zand. In dit grove zand overheerst de zwaartekracht al gauw de absorptiekracht, zoals uit curve a blijkt. Curve b toont aan dat er inderdaad een minimum in de infiltratiesnelheid voorafgaat aan het moment waarop luchtbellen het bodemoppervlak kunnen bereiken. Nadat de bovengrond onverzadigd is geraakt neemt de bodemluchtdruk af, zodat de infiltratiesnelheid aanzienlijk stijgt.

De vochtkarakteristiek en de $k(\theta)$-curve voor deze grond zijn ontleend aan Peck (1965a) en weergegeven in figuur 41. Via de berekening van $D(\theta)$, S en $k(p^m)$ werden waarden voor $p^m_{krit} = -15{,}7$ mbar en $k_{tr} = 1{,}142$ cm·min^{-1} berekend. De reductie van de infiltratiesnelheid in deze grond is enorm. Na 20 min is $(J_1^V)_0 = 0{,}111$ cm·min^{-1}, hetgeen minder dan 20% van de oorspronkelijke waarde van k_{tr} is! Uit deze

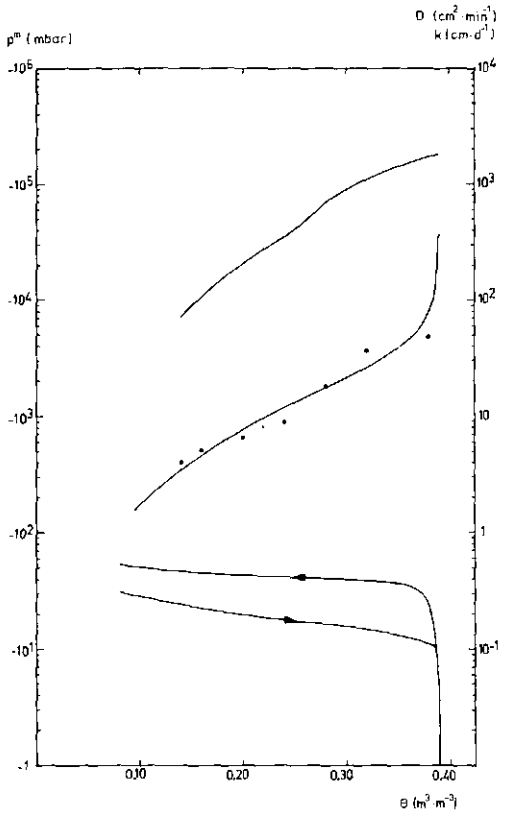


Fig. 41. Fysische eigenschappen van de zandgrond in figuur 40 (naar Peck, 1965); verklaring der tekens zoals in figuur 26.

Fig. 41. Physical properties of the sandy soil referred to in Fig. 40 (after Peck, 1965); key as in Fig. 26.

waarde en (139) volgt dat de drijvende kracht slechts $-0{,}0972$ mbar·cm^{-1} bedraagt. Omdat op dit moment ook de waarde van $l = i/\Delta\theta = 7/0{,}39 = 18$ cm en $p^a = 31$ mbar bekend zijn, volgt uit deze waarden en de waarde voor p^m_{krit} dat volgens (139) een drijvende kracht van $-0{,}1476$ mbar·cm^{-1} berekend wordt. Hoewel de overeenkomst niet perfect is, blijkt hieruit toch wel de bruikbaarheid van de eenvoudige benadering. De enorme reductie in de infiltratiesnelheid wordt in feite veroorzaakt door de hysterese met name door het verschil tussen de luchtintree- en de waterintreewaarde. Reeds 2,5 min na het begin van de bevochtiging is $(J_1^V)_0$ beneden de waarde van k_{tr}. Indien uit dit $i(t)$-traject S berekend zou worden, zou men voor S een negatieve waarde vinden! Nadat de bodemluchtdruk is opgelopen tot de luchtintreewaarde en de bodemlucht begint te ontsnappen, loopt de infiltratiesnelheid op tot $(J_1^V)_0 = 0{,}168$ cm·min^{-1} op $t = 49$ min. Op dat moment is $p^a = 37{,}5$ mbar, zodat de aangepaste k_{tr} berekend kan worden als 0,644 cm·min^{-1}. T.g.v. het feit dat (enkele) grotere poriën nu met lucht gevuld zijn, zal k_{tr} lager zijn dan de waarde welke oorspronkelijk werd uitgerekend. Op $t = 49$ min blijkt dat k_{tr} nog slechts 56% van de oorspronkelijke waarde bij volledige verzadiging is.

De resultaten welke in figuur 42 zijn weergegeven, werden berekend met de benaderende analytische methode van Brustkern & Morel-Seytoux (1970), zoals beschre-

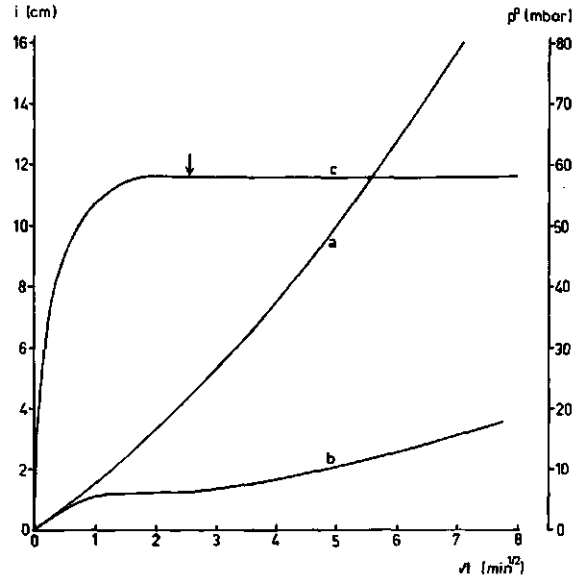


Fig. 42. Cumulatieve infiltratie in een zandgrond bij $p^a = 0$ (a) en in een 1,50 m diep bodemprofiel (b). De toenemende bodemluchtdruk is weergegeven in c. Deze curven werden verkregen d.m.v. de benaderende analytische oplossing, beschreven in paragraaf 6.4. Pijl: als in figuur 39.

Fig. 42. Cumulative infiltration into a sandy soil. a: $p^a = 0$. b: A 1.50 m deep soil profile. c: Increasing pressure of gas phase. Curves are obtained from the approximate analytical solution given in Section 6.4. Arrow as in Fig. 39.

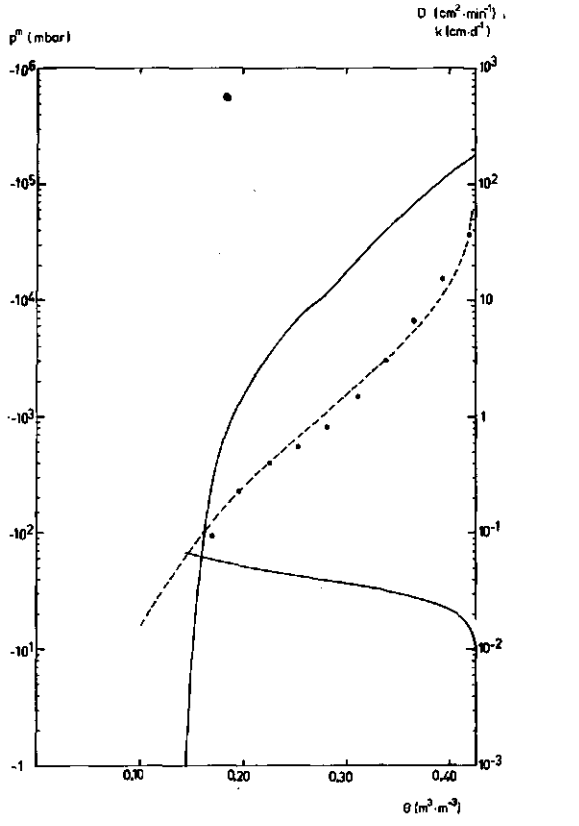


Fig. 43. Fysische eigenschappen van de zandgrond in figuur 42 (naar Brustkern & Morel-Seytoux, 1970); verklaring der tekens zoals in figuur 26.

Fig. 43: Physical properties of the sandy soil referred to in Fig. 42 (after Brustkern & Morel-Seytoux, 1970); key as in Fig. 26.

ven in paragraaf 6.4. Zij gelden voor een grof zand waarvan de karakteristieken zijn weergegeven in figuur 43. De bodemluchtdruk (curve c) loopt op tot een constante, waarbij de infiltratiesnelheid nagenoeg gelijk aan nul wordt. Nadat de bodemlucht is begonnen te ontwijken loopt de infiltratiesnelheid weer op, maar niet tot hoge waarden omdat de bodemluchtdruk constant blijft daar de benaderende analytische oplossing geen rekening houdt met hysterese. M.b.v. figuur 43 kunnen waarden voor $p^{m}_{krit} = -28{,}8$ mbar en $k_{tr} = 0{,}112\ \text{cm} \cdot \text{min}^{-1}$ worden berekend. De waarde voor k_{tr}, berekend volgens de methode welke in paragraaf 5.5 is vermeld, is 92,6% van de verzadigde doorlatendheid. Deze hoge waarde van k_{tr} is te danken aan de relatief hoge waterintreewaarde. De waarde voor S welke uit $D(\theta)$ berekend kan worden, stemt goed overeen met de waarden van S zoals die uit curve a kan worden geanalyseerd. Niettemin kunnen de resultaten zoals in figuur 42 niet verklaard worden met de Green & Ampt-benadering, welke m.b.v. figuur 35 en 40 met succes werd getoest. Volgens de Green & Ampt-benadering kan p^{a} niet oplopen tot 58 mbar, terwijl p^{m}_{krit} slechts $-28{,}8$ mbar is en i slechts 1 cm bedraagt.

Samenvattend kan men stellen, dat de resultaten zoals die volgen uit de benadering waarbij p^{a} eerst toeneemt tot $-p^{m}_{krit}$ en vervolgens afneemt tot de waterintreewaarde, betere voorspellingen geven dan de benaderende analytische oplossing uit paragraaf 6.4. Indien men de afname van k_{tr} t.g.v. de luchtstroming naar de atmosfeer kan schatten, kan men met de beschreven eenvoudige benadering een indruk van $(J^{V}_{l})_{0}(t)$ en dus ook van $i(t)$ verkrijgen.

Duidelijk is gebleken, dat de reductie van $i(t)$ in de grovere gronden veel groter is dan in gronden met een fijnere textuur. Dit wordt vooral veroorzaakt door de relatieve grootte (i.e. luchtintreewaarde/waterintreewaarde) van de hysterese. Alle besproken experimentele bevindingen maken duidelijk dat het effect van een niet-atmosferische luchtdruk veel groter is dan men op het eerste gezicht vermoedt. Met name tijdens irrigatie, waarbij men grote oppervlakten onder water zet, dient men terdege met een mogelijke reductie van de infiltratiesnelheid rekening te houden (Dixon & Linden, 1972).

7 Infiltratie in zwellende en krimpende gronden

7.1 Inleiding

Het hoofdkenmerk van zwellende en krimpende gronden, welke een aanzienlijk deel van de produktieve gronden in de wereld uitmaken, is dat de bodemmatrix (het skelet van de bodem) in ruimtelijke zin in dichtere (na krimpen) of ijlere configuratie (na zwellen) kan voorkomen. Naast andere oorzaken zijn het vooral het vochtgehalte en de belasting op de grond die deze matrixconfiguratie bepalen. Deze eigenschap wordt veroorzaakt door de aanwezigheid van colloïden in de grond, vooral de zg. kleimineralen. Alhoewel er verschillende kleimineralen onderscheiden worden en het percentage ervan in de grond sterk kan variëren, behoren al die gronden welke aanzienlijk zwellen en krimpen tot de kleigronden.

Een bekende uitspraak luidt: 'kleigronden zijn chemisch rijk maar fysisch arm'. Hiermee bedoelt men dat de fysische eigenschappen van kleigronden de produktiviteit van deze gronden bepalen, omdat zij t.o.v. de chemische eigenschappen (vooral de bodemvruchtbaarheid) dikwijls in een minimum verkeren. Nadelige eigenschappen van (sterk) zwellende kleigronden zijn:

- Tijdens uitdroging van de grond kan scheurvorming optreden waardoor het wortelstelsel van de plant beschadigd wordt.
- Een gezwollen kleigrond heeft een zeer lage hydraulische doorlatendheid waardoor in perioden met overvloedige neerslag spoedig wateroverlast bestaat. In dat geval zal de aëratie van de grond beneden het minimumpeil verkeren zodat plantengroei (behalve bijvoorbeeld rijst) niet mogelijk is. In hellende gebieden bestaat tevens gauw kans op erosie t.g.v. oppervlakte-afstroming.
- Het vochtgehalte van de bovengrond bepaalt de bewerkbaarheid. Een goede bewerking is slechts mogelijk binnen zeer nauwe vochtgrenzen. Verkeerde bewerking heeft een verdere verslechtering van de fysische toestand tot gevolg.

Gezien de mogelijkheid om de produktiviteit van kleigronden te verhogen door de fysische eigenschappen te verbeteren, is het wellicht verbazingwekkend dat men slechts zeer recent (behoudens het onderzoek naar de structuur van kleigronden) met fundamenteel bodemfysisch onderzoek aan kleigronden is begonnen. Dit moge verklaard worden uit de enorme problemen welke zich voordoen bij de beschrijving van fysische processen in zwellende en krimpende gronden. Ter illustratie zullen hierna enkele van deze problemen worden aangesneden.

Alhoewel de (reversibele) eigenschappen van suspensies en pasta's van 'zuivere' colloïden (zoals kleimineralen) wel al reeds lang bekend zijn (Bolt & Miller, 1955;

Bolt, 1956; Bolt, 1961a; Bolt, 1961b) geldt dit niet voor de eigenschappen van mengsels van colloïden en andere deeltjes, zoals men zich kleigronden moet voorstellen. Dit heeft tot gevolg dat er nog slechts een gebrekkige modelbeschouwing bestaat omtrent het feitelijke proces van het zwellen en krimpen van een kleigrond. Zo is er nog weinig bekend van de mate van irreversibiliteit van het proces. Dit laatste is nauw verbonden met de vraag hoe snel (of hoe langzaam) zich een evenwicht, waarbij de matrixconfiguratie verandert, zal instellen. Is er ooit sprake van evenwicht, of is irreversibiliteit niets anders dan een zeer trage (jaren!) evenwichtsinstelling? Hoe dient men de korrelspanning te zien in mengsels van colloïden en niet-colloïden? Het is bekend dat men bij suspensies van colloïden nauwelijks van korrelspanning kan spreken daar de afzonderlijke deeltjes nagenoeg altijd omgeven zijn door een waterlaag die een minimale dikte van enkele watermoleculen bezit.

Het is nog steeds moeilijk om goede experimentele gegevens te verkrijgen. Zoals later in dit hoofdstuk zal blijken, bestaat het vermoeden dat relaties welke in gronden met een stabiele matrix redelijk goed meetbaar zijn, in zwellende gronden een uiterst gecompliceerd karakter hebben. Het nauwkeurig meten van allerlei eigenschappen van zwellende en krimpende gronden, waarvan dus zowel vochtgehalte als matrixconfiguratie tegelijkertijd zullen veranderen en welke bovendien misschien nog tijdsafhankelijk blijken, is een allesbehalve eenvoudige zaak. Deze nauwkeurige gegevens blijken absoluut noodzakelijk om hypothesen te testen en het onderzoek voortgang te doen vinden. Omdat zulke gegevens nog niet beschikbaar zijn, blijven de meeste theorieën nog hypothesen omdat er een onvoldoende verificatie kan plaatsvinden.

De fysisch-mathematische beschrijving van bevochtigingsprocessen in kleigronden is uitermate gecompliceerd, zodat slechts numerieke oplossingen m.b.v. een computer verkregen kunnen worden. De aanwezigheid van scheuren in een vooralsnog onvoorspelbaar scheurpatroon is een levensgroot geometrisch probleem. De verdere uitbouw en vereenvoudiging van numerieke modellen stagneert vanwege het ontbreken van voldoende nauwkeurige meetgegevens.

Ondanks al deze moeilijkheden en het voornamelijk hypothetische karakter van de beschouwingen wordt in dit hoofdstuk de infiltratie in zwellende gronden uitvoerig beschreven. De kennis omtrent de stabiele gronden welke in de laatste 50 jaar is vergaard breidt zich de laatste jaren niet wezenlijk uit, behoudens enkele bijzondere aspecten zoals het onderwerp van hoofdstuk 6. Deze consolidatie van kennis reflecteert zich in de verschijning van een groot aantal handboeken (Childs, 1969; Hillel, 1971; Kirkham & Powers, 1972; Nielsen et al., 1972; Baver et al., 1972; Taylor & Ashcroft, 1972; Bear, 1972; Van Schilfgaarde, 1974). Er zijn nu uit deze consolidatie twee takken van onderzoek ontstaan. In de eerste plaats is er de vraag hoe men, nu men de theorie beheerst, voldoende gegevens in het veld verzamelt. Hierbij doen zich vragen voor op het gebied van horizontale en vertikale heterogeniteit en op het gebied van de statistische verwerking van grote aantallen (herhalings)waarnemingen. Deze vorm van toegepast onderzoek (fysische kartering) leent zich bijzonder voor uitvoering door landbouwkundige instituten. De tweede tak van onderzoek, welke meer op het terrein van het fundamentele onderzoek ligt, is de fysika van de bevochtiging

van zwellende en krimpende gronden. Naast het blijven consolideren van de kennis omtrent de fysika van de bevochtiging van gronden met een stabiele matrix, zal de meeste aandacht in de naaste toekomst naar de zwellende gronden dienen te gaan.

In paragraaf 7.2 zullen, op kwalitatieve wijze, enkele praktische voorbeelden van bevochtigings- en uitdrogingsprocessen worden besproken. Deze kwalitatieve bespreking dient om aan te geven hoe moeilijk de problematiek in werkelijkheid is en hoe groot de veelheid en gecompliceerdheid is van de problemen die zich voordoen. Zij maakt ook duidelijk hoe hypothetisch en vereenvoudigd de inhoud van de volgende paragrafen is, terwijl het tevens duidelijk zal zijn dat er weinig andere mogelijkheden van aanpak zijn. In de eerste plaats beperkt de discussie zich tot reversibele processen, althans dié welke over één seizoen gerekend reversibel lijken. Het gevolg van deze beperking is dat de in Nederland veelvuldig vermelde irreversibele rijping van juist drooggevallen poldergronden niet zal worden besproken. Gezien de voornamelijk landbouwkundige interesse welke aan dit onderzoek ten grondslag ligt, beperken wij ons tot ten hoogste 2 m beneden het maaiveld. Een derde beperking betreft de hysterese. De hysterese (het verschil bij evenwicht tussen een grond die uitdroogt en één welke bevochtigd wordt) in gronden met een stabiele matrix wordt voornamelijk veroorzaakt door de variërende diameter van de afzonderlijke poriën. Het mechanisme van de hysterese in zwellende gronden kan geheel verschillen van dat in de rigide gronden en is vooralsnog onbeschreven en onbegrepen. Alhoewel het mogelijk is dat hysterese een belangrijke rol speelt in kleigronden, is zij, om deze reden en omdat de beschrijving van de voorkomende fysische processen moeilijk is, verwaarloosd. Duidelijk verschillend van de hysterese is de invloed van een vertraagde evenwichtsinstelling. Dit laatste wordt niet verwaarloosd en wordt in paragraaf 7.9 nader besproken.

In de paragraaf 7.3 wordt ingegaan op de effecten welke de aanwezigheid van kleimineralen op de tensiometeraflezing heeft. In de eerste plaats wordt verklaard waarom de zwellingsdruk, welke een gevolg is van de grote affiniteit van kationen om zich dicht bij de negatief geladen oppervlakken van kleimineralen te bevinden, door een tensiometer wordt geregistreerd. Een tweede effect vindt zijn oorzaak in de (gedeeltelijke) afwezigheid van een (voldoende) korrelspanning, waardoor een last ('load') op het systeem (gedeeltelijk) wordt gedragen door de druk in het bodemwater. Deze drukverhogende invloed van het bodemwater wordt de 'envelop' of omgevingsdruk genoemd.

De paragraaf 7.4 behandelt de krimp van de grond o.i.v. een belasting. Indien hierbij het bodemwater een hydraulische potentiaal gelijk aan nul heeft en dus vrijelijk uit het monster kan wegstromen, kan men gezien de immer verzadigde toestand van het monster wellicht beter over klink dan over krimp spreken. De relatie tussen klink en belasting noemt men de 'load line', een begrip dat in de civiel-techniek zeer bekend is en reeds zeer lang gehanteerd wordt. Gezien de interesse voor de bovenste 2 m van het bodemprofiel zal de belasting die van belang is slechts variëren tussen 0 aan het maaiveld en maximaal 500 mbar op 2 m diepte, afgezien van de belasting t.g.v. een externe last.

In paragraaf 7.5 wordt de vochtkarakteristiek besproken. Er blijken verschillende mogelijkheden te bestaan om zulk een vochtkarakteristiek van een zwellende grond te definiëren. Bij het preferente alternatief blijkt de vochtkarakteristiek een familie van curven te omvatten, een meervoudige vochtkarakteristiek dus.

Onder 'voids' verstaat men het gezamenlijke poriënvolume. Men heeft dit begrip echter anders genoemd omdat de ruimten tussen de vaste delen spleetvormig of zeer onregelmatig zijn, terwijl het begrip porie te veel geassocieerd is met min of meer cylindrisch gevormde holten. De krimpkarakteristiek, welke de relatie beschrijft tussen de voidverhouding en de vochtverhouding, blijkt ook een familie van curven te zijn. Uit een thermodynamische beschouwing blijkt dat een krimpkarakteristiek in principe dezelfde karakteristieke informatie van een grond geeft als de vochtkarakteristiek, zie paragraaf 7.6.

In paragraaf 7.7 wordt de vraag gesteld of de hydraulische doorlatendheid in zwellende gronden een één-éénduidige curve is of dat eveneens over een familie van curven gesproken dient te worden.

In een beperkt aantal gevallen is de stromingsvergelijking voor ééndimensionale stroming in een niet-gescheurde grond uitgewerkt. Een overzicht van de bestaande oplossingen wordt in paragraaf 7.8 gegeven.

Een computermodel waarmee numerieke oplossingen van de stromingsvergelijking verkregen kunnen worden, zal in paragraaf 7.9 besproken worden. Dit simulatiemodel is nog sterk hypothetisch van karakter en kan als basis dienen voor verdere studie en controle van de verschillende hypothesen welke in de eraan voorafgaande paragrafen ter sprake zijn gebracht.

Als voorlaatste onderdeel van dit hoofdstuk worden een aantal experimenten vermeld. Daar verder onderzoek meer en betere meetgegevens vereist, worden in paragraaf 7.11 tenslotte richtlijnen gegeven voor toekomstige experimenten.

7.2 Kwalitatieve beschrijving van enkele veel voorkomende bevochtigings- en uitdrogingsprocessen in zwellende gronden

Bij de beschrijving van processen in een zwellende grond is het conveniënter om grootheden zoals vochtfractie en porositeit te betrekken op een volume-eenheid vaste fase. Voor de vochtfractie θ wordt daarom de vochtverhouding ϑ in m^3 vocht per m^3 vaste fase gebruikt. Voor de porositeit ε wordt dan de voidverhouding e in m^3 voids per m^3 vaste fase gebruikt. Er geldt:

$$\vartheta = \theta(1 + e) \tag{144}$$

en

$$e = (\rho_s/{}^b\rho) - 1 \tag{145}$$

waarin ${}^b\rho$ hier de volumieke massa van de droge bulkgrond voorstelt, en ρ_s de gemiddelde volumieke massa van de vaste fase is.

Fig. 44. Schematische voorstelling van de relevante potentialen in een kleigrond welke in evenwicht verkeert met een grondwaterstand ($p = 0$) op 1 m beneden maaiveld (naar metingen van Stroosnijder & De Swart, 1974).

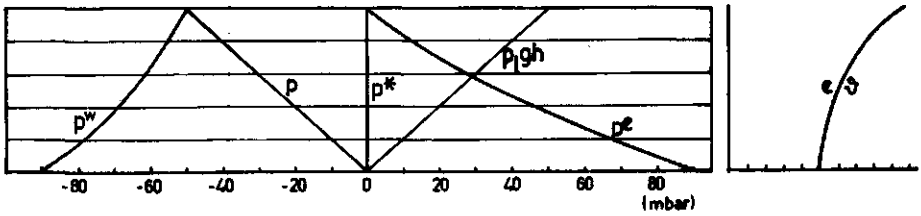


Fig. 44. Relevant potentials in a swelling soil in equilibrium with a groundwater table ($p = 0$) at a depth of 1 m. (schematized from measurements by Stroosnijder & De Swart, 1974).

De eerste situatie welke beschreven zal worden, is er één die in Nederland in het vroege voorjaar kan voorkomen. Een zwellende kleigrond verkeert in evenwicht met een grondwaterstand ($p = 0$) op 1 meter beneden het maaiveld. In figuur 44 zijn de relevante deelpotentialen (zie paragraaf 7.3) en het verloop van e en ϑ met de hoogte getekend. Er is verondersteld dat de grond tot aan het maaiveld verzadigd is ($e = \vartheta$), zie ook paragraaf 7.5. Opvallend is dat, in tegenstelling tot bij de rigide gronden, de vochtverhouding met de hoogte toeneemt. Zulk een vochtverdeling is het resultaat van het feit dat de envelopdruk p^e de invloed van de zwaartekracht $\rho_1 gh$ meer dan teniet kan doen (zie paragraaf 7.8); deze vochtverdeling wordt veelal aangeduid met de term 'hydric profile' (Philip, 1969d).

De tweede situatie kan zich later in het voorjaar voordoen. Het profiel voert via een stationair stromingsproces een constante waterflux af via het maaiveld. De afvoer kan het gevolg zijn van verdamping van water aan de atmosfeer of door de vochtopname van een groeiend gewas. Uit figuur 45 kan het volgende worden afgelezen. Er is verondersteld dat de uitdroging van het profiel nog zo gering is dat de grond nog steeds verzadigd is en dat de grondwaterstand niet is veranderd. De grootheden p,

Fig. 45. Schematische voorstelling van de relevante potentialen in een kleigrond tijdens constante opwaartse flux. De grond is aan de bovenzijde uitgedroogd en gekrompen maar is nog over het gehele profiel verzadigd. –·–: Oorspronkelijke maaiveldshoogte.

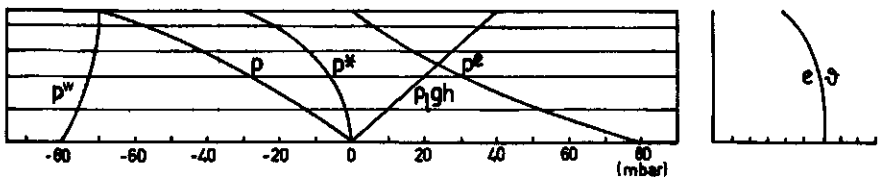


Fig. 45. Schematized relevant potentials in a swelling soil during a constant upward flux. Through the prevailing drying and shrinkage of the top soil, the entire soil profile is still saturated. –·–: Original soil surface.

Fig. 48. Potentialen in een kleigrond waar de grondwaterstand samenvalt met het maaiveld.

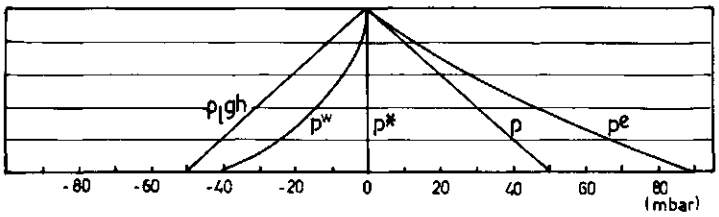


Fig. 48. Potentials in a clay soil in equilibrium with a watertable at the soil surface.

waarbij benadrukt dient te worden dat de 'wetness pressure'-component p^w nu tevens ten dele door de zwellingsdruk, d.w.z. door een osmotisch effect wordt bepaald!

Aan de hand van figuur 48 kan men nu een evenwichtssituatie beschouwen waarbij het grondwater, gedefinieerd als $p = 0$ (dit vlak valt samen met de hoogte dat vrij water in een piëzometerbuis staat), aan het maaiveld staat.

Aan het maaiveld geldt: $p = 0$, $\rho_1 gh = 0$, dus $p^* = 0$. Bij evenwicht is vervolgens overal $p^* = 0$. Daar het verloop van $\rho_1 gh$ met de diepte bekend is, is ook het verloop van p bekend. Interessant is het nu om p te onderscheiden in p^e en p^w. Zoals in paragraaf 7.5 zal blijken, is p^e bij voldoende hoge ϑ steeds gelijk aan de druk welke door de bovenliggende verzadigde grond wordt uitgeoefend. In dat geval is er totaal geen korrelspanning. De waarde voor p^e is in figuur 48 schematisch weergegeven zodat p^w geconstrueerd kan worden.

Het is duidelijk dat in een situatie onder het grondwater $p^e = 0$, zodat hier geldt $p^e - p$ (het onderwatergewicht van de bovenliggende grondlaag) $= -p^w = \Pi$. In analogie met de situatie in verzadigde rigide gronden, nl. $\sigma_K = \sigma_G - p$ (Koorevaar & Bolt, 1975) kan de zwellingsdruk Π nu worden opgevat als het equivalent van de korrelspanning (σ_K) in rigide gronden. In landbouwkundig interessante kleigronden echter welke slechts voor een deel uit kleimineralen bestaan, is het waarschijnlijker dat een belasting P gedeeltelijk door een echte korrelspanning (intergranulaire krachten) en gedeeltelijk door een verhoging van de zwellingsdruk opgevangen wordt.

In het verdere verloop van dit hoofdstuk zijn p^e en p^w altijd tegengesteld van teken. De envelopdruk is immers altijd positief terwijl zowel de osmotische component als de capillaire component van p^w negatief (boven het grondwater) zijn en derhalve $p^w < 0$.

7.4 Krimp als gevolg van belasting van de grond (de 'load line')

In paragraaf 7.3 werd toegelicht dat in een kleigrond een belasting P de tensiometerdruk p beïnvloedt, i.e. $p = p^e(P) + p^w (+ p^a)$. Dit betekent dat vergroting van de belasting van een kleigrond krimp kan veroorzaken. Geschiedt deze krimp onder uitstroming van vrij water ($p = 0$), dan noemt men deze krimp liever klink. Indien water aan een kleigrond onttrokken wordt door verdamping of door opname door

plantenwortels dan kan eveneens krimp optreden maar er zal nimmer klink op kunnen treden. Beide oorzaken van krimp, belasting en vochtonttrekking, hebben bij een relatief hoog vochtgehalte hetzelfde gevolg zodat zij veel al niet apart onderscheiden worden. Dit laatste heeft echter tot gevolg gehad dat het geheel verschillende effect bij een relatief laag vochtgehalte lange tijd onvoldoende is onderkend. Het mechanisme van de krimp o.i.v. een belasting zal in paragraaf 7.4 besproken worden, terwijl de krimp o.i.v. vochtonttrekking het onderwerp van paragraaf 7.5 is.

Uit (149) blijkt dat een extra belasting van een zwellend bodemsysteem via een verhoging van p^e aanvankelijk tot een verhoging van p zal leiden. Zulk een verhoging van p t.o.v. de omgevings-p heeft wegstroming van water tot gevolg. Zowel bij een verzadigde grond ($\vartheta = e$) als bij een onverzadigde grond ($\vartheta < e$) gaat een afname van ϑ nagenoeg altijd gepaard met een afname van e. Afwijkingen van deze algemene regel treden alleen op bij zeer hoge belastingen en bij zeer lage vochtgehalten, welke situaties zich onder voor landbouw geschikte veldomstandigheden niet voordoen en in de verdere discussie buiten beschouwing gelaten worden. De wegstroming van bodemvocht heeft een verlaging van zowel ϑ als e en p^w tot gevolg. Men kan nu inzien dat indien de vochtverhouding na wegstroming van water minder bedraagt dan de ϑ-waarde waarbij voor $P = 0$ lucht intreedt, de afname van p^w altijd kleiner is dan de oorspronkelijke (d.w.z. vóórdat de uitstroming van water plaats vond) bijdrage van p^e op p.

Vooruitlopend op volgende paragrafen volgt hier een voorbeeld aan de hand van figuur 49, waarin een hypothetische meervoudige vochtkarakteristiek is gegeven. Stel dat de aanvankelijke situatie is zoals in de eerste kolom van tabel 8 en zoals weergegeven als punt A in figuur 49. De grond is daarin onbelast en juist onverzadigd. De situatie direct na een belasting van de grond met $P = 90$, maar voordat de uitstroming van water heeft plaatsgevonden, is weergegeven in de tweede kolom van de tabel en als punt B in figuur 49. De grond is nu verzadigd, waarbij nagenoeg de gehele belasting in p^e wordt teruggevonden (87,5 van de 90). Na uitstroming van water en nadat evenwicht met de omgeving is bereikt, is de situatie zoals in de derde kolom en punt C in figuur 49. Op de $P = 90$ lijn is p nu weer de oorspronkelijke waarde. De grond is gekrompen van $\vartheta = 4{,}3$ naar $\vartheta = 3{,}3$ en is bij de huidige belasting nog verzadigd. Dit laatste betekent dat $p^w = -170$, welke waarde uit de load line (zie figuur 50 en de calibratie op de $p = 0$ as van fig. 49) voor $\vartheta = 3{,}3$ gevonden kan worden. De waarde van p^e blijkt nu 82,5 geworden. Het is duidelijk dat de afname van p^w met 82,5, welke

Tabel 8. Voorbeeld van de invloed van een belasting van een zwellende grond op de (deel)potentialen en de vochtverhouding.

	A	B	C
p (omgeving/environment)	−87,5	−87,5	−87,5
p (systeem dat belast wordt/system loaded)	−87,5	0	−87,5
P_e (belasting/load)	0	90	90
p_w (envelop potentiaal/envelope potential)	0	87,5	82,5
p (vochtpotentiaal/moisture potential)	−87,5	−87,5	−170
ϑ (vochtverhouding/liquid ratio)	4,3	4,3	3,3

Table 8. Example of the influence of a load on a swelling soil on the (part) potentials and the liquid ratio.

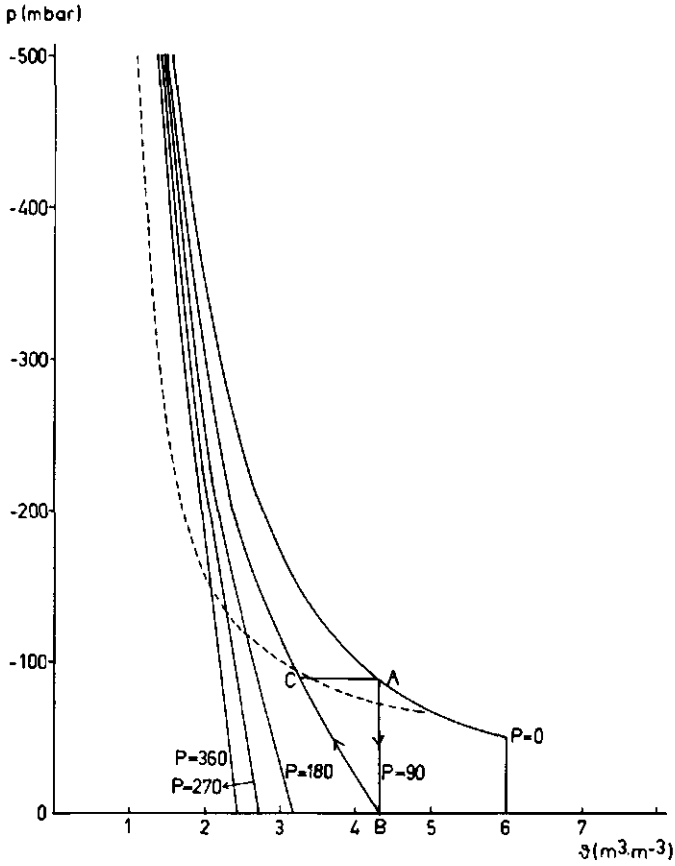


Fig. 49. Hypothetische meervoudige vochtkarakteristiek. Onderbroken lijn: verschillende luchtintreewaarden voor verschillende waarden voor P.

Fig. 49. Hypothetical family of retentivity curves. Broken line: air entry values for different values of P.

waarde overeenkomt met de uiteindelijke waarde van p^e (bij $P = 90$), kleiner is dan de oorspronkelijke waarde van p^e (bij $\vartheta = 4{,}3$). Het verschil tussen beide waarden moet de toename in de korrelspanning zijn. Van de belasting van 90 wordt dus 82,5 door een verhoging van de zwellingsdruk gedragen terwijl er 7,5 korrelspanning zal zijn.

Het is zonder meer duidelijk dat indien de grond aanvankelijk verzadigd is, d.w.z. dat $|p|$ de luchtintreewaarde bij de heersende waarde van P niet heeft overschreden, deze door een extra belasting nimmer onverzadigd kan geraken. p zal immers na de mogelijke tijdelijke verhoging weer dalen naar de oorspronkelijke waarde (althans indien het bodemsysteem in evenwicht is met een extern systeem bijvoorbeeld een gefixeerde grondwaterspiegel) terwijl de luchtintreewaarde alleen maar verder verhoogd kan zijn t.g.v. een kleiner geworden e. Deze belangrijke gevolgtrekking werd aanvankelijk door Philip (1969b, 1969c en 1969d) niet onderkend, hetgeen tot een onjuiste gevolgtrekking leidde waarop door Youngs & Towner (1970) werd gewezen en welke dan ook later door Philip (1970) werd gerectificeerd. Was de grond daarentegen aanvankelijk onverzadigd, dan kan zij na een extra belasting verzadigd geraken volgens dezelfde redenering omtrent de veranderde luchtintreewaarde.

De snelheid van de matrixverdichting kan door twee mechanismen gelimiteerd worden. Enerzijds kan de uitstroomsnelheid van het water de beperkende factor zijn – vergelijk Terzaghi's consolidatietheorie (Terzaghi & Peck, 1948) – anderzijds kan de voor de verdichting noodzakelijke heroriëntatie van vaste-fasedeeltjes beperkend zijn. In het eerste geval is de krimpsnelheid een functie van de hydraulische doorlatendheid en de (tensiometer)drukgradiënt. In het tweede geval is de potentiële waterflux $(-K(\vartheta)\nabla p^*)$ groter dan de actuele waterflux. Omdat de waterflux uit een verzadigde grond gepaard moet gaan met òf matrixverdichting òf luchtintrede, is het mogelijk dat de actuele flux achterblijft bij de potentiële indien er geen lucht in het monster kan treden en de matrixverdichting niet snel genoeg kan plaatsvinden. Het hangt dus van de mogelijkheid tot luchtintrede af of de heroriëntatie de beperkende factor is.

Het ligt voor de hand dat in de praktijk beide situaties voorkomen. Zo is het goed mogelijk dat bij natte klei de Darcy-flux de beperkende factor is, terwijl bij het steeds dichter worden van de klei de heroriëntatie tezamen met een gehinderde luchtintrede de beperkende factor voor de krimpsnelheid is.

De void-verhouding zal niet onbeperkt klein kunnen worden. Bij steeds groter wordende belasting zal e uiteindelijk op een minimum waarde terecht komen. Bij deze minimumwaarde is het contactoppervlak tussen de vaste-fasedelen maximaal en wordt iedere extra belasting volledig door de (echte) korrelspanning opgevangen. Dit punt wordt pas bereikt bij een last in de orde van grootte van 100 bar, welke waarde in het landbouwkundige toepassingsgebied uiteraard niet voorkomt zodat dit droge eind van de P-e-relatie van weinig belang is.

Het aan elkaar gaan raken van de vaste-fasedelen is een geleidelijk proces. Er is reeds bij hoge vochtgehalten sprake van enige aanraking. Men kan zich voorstellen dat een natte gezwollen kleigrond een groot aantal kris kras door elkaar liggende pakketjes van één of meer afzonderlijke 'kleiplaatjes' bestaat, welke zich bij een veranderende e kunnen gaan oriënteren. Bij afnemende e zullen er steeds meer en stevigere aanrakingspunten komen tussen deeltjes uit de silt- en zandfractie en de pakketten kleimineralen. De korrelspanning kan zodoende geleidelijk toenemen.

Bij een zeer hoog vochtgehalte is e nog uitsluitend een functie van de zwellingsdruk in de dubbellagen tussen de kleiplaten. Groenevelt & Bolt (1972) geven op grond van gegevens van o.a. Bolt (1956) de volgende relatie:

$$(\vartheta)^n(-p^o) = K_1 \tag{150}$$

waarin $(-p^o)$ de zwellingsdruk voorstelt en n en K_1 constanten zijn. Vergelijking (150) geldt uitsluitend indien de korrelspanning afwezig is. Voor het geval dat $p^a = 0$ en $p = 0$ $(p^c = 0)$ geldt dan tevens $\Pi = (-p^o) = p^e = P$, zodat:

$$(\vartheta)^n P = K_1 \tag{151}$$

De relatie tussen ϑ en P voor $p = 0$ is de 'load line', zodat (151) een vergelijking voor een 'load line' voorstelt. In figuur 50 is deze vergelijking weergegeven voor $n = 2$ en $K_1 = 1{,}62$ bar (getrokken lijn).

Indien de last P niet meer ten volle door de (osmotische) zwellingsdruk wordt ge-

Fig. 50. Een hypothetische 'load line'. Ononderbroken lijn: $e^2P = 1650$. Onderbroken lijn: $\lg\vartheta = 2{,}816\ P^{-0{,}127} - 1$. Stippellijn: beperking van e tot $e_{max} = 6$.

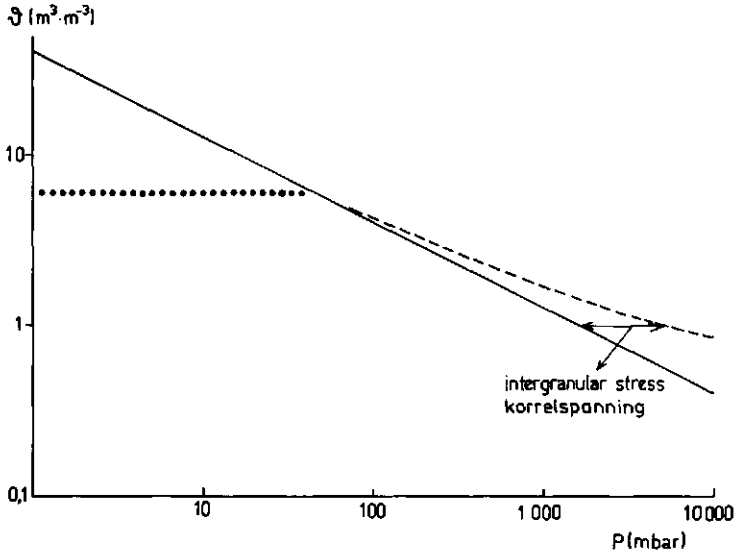


Fig. 50. Hypothetical load line. Solid line: $e^2P = 1650$. Broken line: $\lg\vartheta = 2.816\ P^{-0.127} - 1$. Dotted line: restriction to $e_{max} = 6$.

dragen maar gedeeltelijk door de korrelspanning, geldt (151) niet meer. Een experimenteel bepaald verband tussen ϑ en P zal van (151) gaan afwijken in die zin dat e grotere waarden zal blijven houden dan (151) voorspelt. Een hypothetische experimentele relatie tussen P en ϑ welke overigens in overeenstemming is met gegevens welke Bolt (1956) voor een illietklei bepaalde, is eveneens in figuur 50 gegeven. Deze relatie, welke nu dus de korrelspanning in rekening brengt, voldoet voor $\vartheta < 5$ aan de relatie:

$$\lg(10\,\vartheta) = c_1 P^{-c_2} \tag{152}$$

De in figuur 50 geschetste lijn voldoet voor $c_1 = 2{,}8158$ en $c_2 = 0{,}1210$.

Vanwege de 'cohesiekrachten' tussen de kleiplaten, welke o.a. een gevolg zijn van de positieve ladingstoestand van de randen en de negatieve lading aan de plaatzijde van de kleimineralen, zal e in natuurlijke gronden nimmer onbeperkt groot zijn. In het voorbeeld van figuur 50 is e_{max} op 6 gesteld.

7.5 Krimp als gevolg van uitdroging van de grond (de vochtkarakteristiek)

In paragraaf 7.4 is het effect van P op p^e, p^w, e en ϑ bekeken bij een constante waarde van p, i.e. de lokale vochtpotentiaal zoals weergegeven door de tensiometer. Nu zal het effect van een verandering van p op deze grootheden besproken worden, waarbij P constant wordt gehouden. In werkelijkheid zal het vaak voorkomen dat P en p tege-

Fig. 51. Driedimensionale weergave van de hypothetische meervoudige vochtkarakteristiek zoals weergegeven in figuur 49.

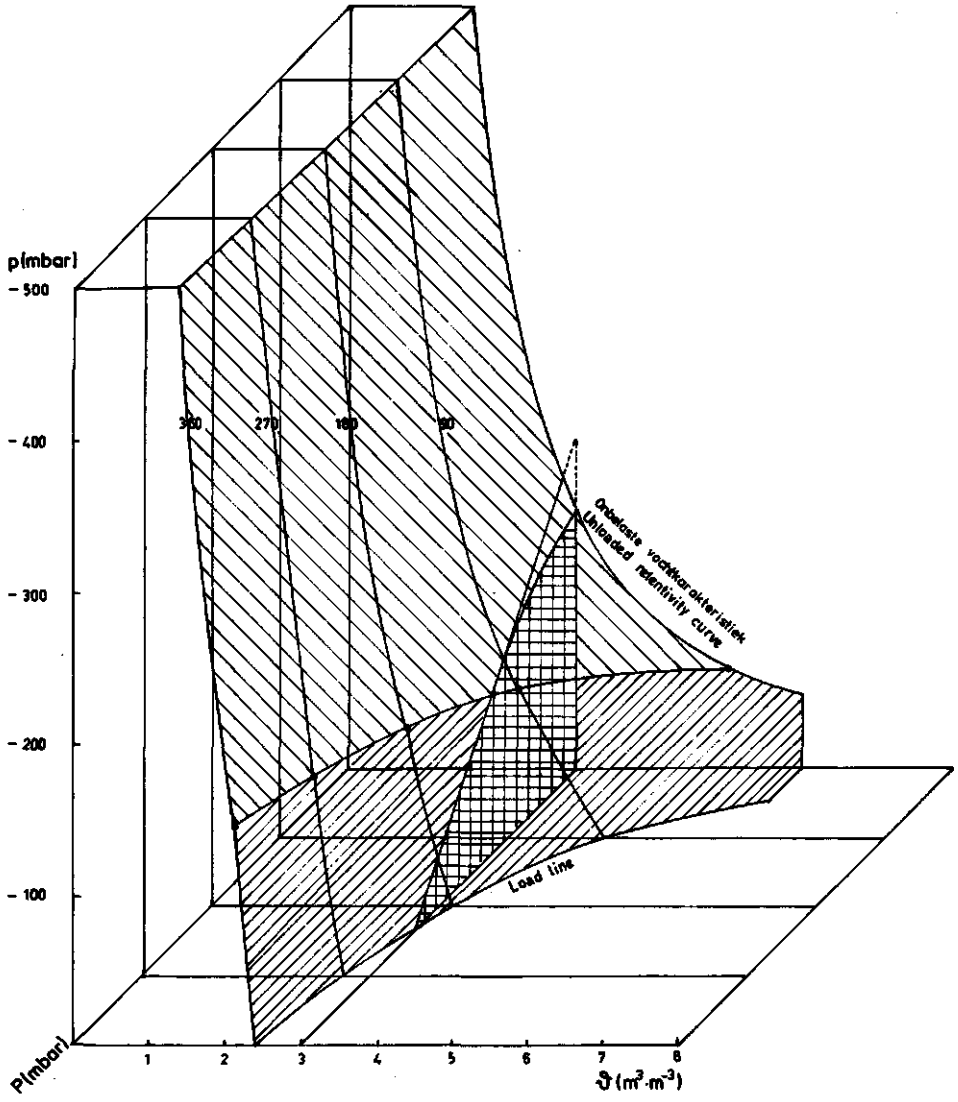


Fig. 51. Three-dimensional representation of the hypothetical family of retentivity curves as in Fig. 49.

lijkertijd veranderen, immers als een grond uitdroogt dan neemt daarbij voor de diepere lagen het gewicht van de bovenliggende grond af. Om een goed inzicht te krijgen in het mechanisme van de uitdroging is het echter zinvol de twee mechanismen afzonderlijk te bespreken.

Evenals in rigide gronden beïnvloedt een verandering van p de vochtverhouding ϑ, waarbij echter ook de waarde van P een rol speelt. Men kan nu $\vartheta(p, P)$ de vochtkarak-

teristiek van een zwellende grond noemen. Deze vochtkarakteristiek bestaat dan uit een familie van $\vartheta(p)$-curven voor verschillende belastingen P die tezamen een vlak vormen. In figuur 51 is getracht dit driedimensionaal weer te geven. Er zijn onderzoekers die $\vartheta\,(p^w, P = 0)$ als de vochtkarakteristiek aanmerken (Philip, 1969b, 1969c en 1969d), welke keus gebaseerd is op de gedachte dat de vochtkarakteristiek voor $P > 0$ op eenvoudige wijze uit die voor $P = 0$ is af te leiden. Uit de volgende paragrafen zal echter blijken dat dit niet op eenvoudige wijze kan geschieden, en daar zowel p^w als p^e moeilijk afzonderlijk gemeten of berekend kunnen worden is het praktischer om $\vartheta\,(p, P)$, welke de goed meetbare grootheid p (tensiometerdruk) bevat, als vochtkarakteristiek aan te merken. In figuur 51 is het verband tussen ϑ en p weergegeven voor een aantal constante belastingen P. De keuze van de belastingen P is zodanig dat deze ruwweg de variatie in last bestrijkt welke op de verschillende diepten in het bodemprofiel die voor de landbouw van belang zijn, voorkomen.

Een verlaging van p t.g.v. uitstromend water in de richting van een lagere omgevings-p geeft aanleiding tot een lagere (p^w)-waarde. Een verlaging van p^o betekent dat de kleiplaten dichter naar elkaar toe kunnen terwijl een verlaging van p^c de vorming van convex gekromde menisci tot gevolg heeft. De resultaten van de krachten welke aan de lucht-vloeistof-overgang een rol spelen kan aanleiding geven tot het krimpen van de matrix. Het is niet geheel duidelijk of deze 'capillary force' de enige kracht is die verantwoordelijk is voor het naar elkaar toe bewegen van de vaste-fasedelen. Tengevolge van de oriëntatie van de vaste-fasedelen, welke nodig is om vanuit een kris kras gesitueerde verzameling van kleideeltjes tot een meer geordende dichtere regelmatigere pakking te komen, zullen zich lokaal (tijdelijke) korrelspanningen kunnen voordoen. Bij verdere of snelle afname van het vochtgehalte kan lucht in het bodem/water-systeem treden. Of er al of niet lucht binnentreedt bij een bepaalde p hangt sterk af van de mogelijkheid van de bodemmatrix om zich tot een nauwere geometrie te oriënteren. Omdat de snelheid van vochtontrekking varieert met de omstandigheden wordt het krimp- en drogingsproces sterk beïnvloed door de mobiliteit van de vaste fase. Deze mobiliteit zelve is weer sterk afhankelijk van de uitgangssituatie, waarmee sterke hysterese in de ruimste zin moet worden verwacht. M.a.w. de eind(evenwichts)toestand zal in sterke mate afhankelijk zijn van de weg waarlangs deze wordt bereikt, terwijl deze weg weer samenhangt met de snelheid van vochtonttrekking. Zoals nader zal worden besproken in paragraaf 7.11 is dit een wat ontmoedigend perspectief m.b.t. de beschrijving van het gedrag van zwellende gronden bij verandering van P, p en/of ϑ.

In samenhang met de vochtonttrekking kan men 3 soorten van krimp onderscheiden. Men spreekt van evenredige krimp (normal shrinkage) zolang de onttrokken hoeveelheid vloeistof gelijk is aan de afname van het poriënvolume, i.e. indien ϑ gelijk aan e blijft. In paragraaf 7.4 werd de 'load line' gedefinieerd als de relatie tussen $\vartheta = e$ en P voor $p = 0$. Deze lijn is weergegeven in figuur 51 als de snijlijn met het grondvlak $(p = 0)$ van de driedimensionale figuur. Indien men aanneemt dat, zolang de grond verzadigd is, een verandering van P hetzelfde effect heeft als een verandering van p dan zal de 'load line' ook voor $p < 0$ de relatie tussen $\vartheta = e$ en P be-

schrijven. In het voorbeeld van figuur 51 is het verzadigde deel van de vochtkarakteristiek voor $6 > \vartheta > 5$ m.b.v. (151) en voor $\vartheta < 5$ m.b.v. (152) geconstrueerd waarbij in plaats van P nu de waarde $(-p + P)$ is gebruikt als de effectieve last, welke bij verzadiging doch met $p < 0$ op de bodemmatrix werkzaam is.

In een rigide grond is het traject van p waarover de grond verzadigd blijft duidelijk aan de vochtkarakteristiek te herkennen doordat over dit traject $d\theta/dp = 0$. In een zwellende grond daarentegen geldt voor het verzadigde traject dat ϑ afneemt met afnemende p. Het traject van p waarvoor geldt dat de grond nog verzadigd is, is derhalve in de vochtkarakteristiek niet zonder meer te herkennen. In figuur 51 is dit traject door een arcering aangegeven.

Men dient zich, ook in het geval dat de grond verzadigd is, te realiseren dat op grond van de definitie voor p^e de last P veelal niet ten volle doorwerkt op p, maar slechts voor dat gedeelte dat niet door de korrelspanning wordt opgevangen. Het gedeelte van P of dat van de effectieve last, $(-p + P)$ zoals zojuist gedefinieerd, dat door de korrelspanning wordt gedragen kan in figuur 50 voor iedere $e = \vartheta$ worden afgelezen uit het verschil tussen de beide lijnen welke resp. (151) en (152) voorstellen. Er is pas enige korrelspanning bij $e < 5$, zodat in figuur 51 altijd geldt dat $p^e = P$ voor $e > 5$ en $p^e < P$ voor $e < 5$.

Voor $P = 0$ en $p \to 0$ zal een kleigrond in principe kunnen zwellen totdat alle dubbellagen volledig ontwikkeld zijn en de zwellingsdruk nul geworden is. In het algemeen is dit laatste pas het geval bij zeer hoge vochtgehalten welke in een natuurlijke grond niet voorkomen. Het blijkt dat reeds in een eerder stadium er een evenwicht wordt bereikt tussen de dubbellaag-repulsiekrachten en z.g. 'crosslinking'-krachten, welke o.m. een gevolg zijn van de positieve lading aan de randen van de plaatvormige kleimineralen.

Het einde van het evenredige-krimpstadium wordt bereikt indien lucht in het bodem-water-systeem dringt doordat ergens een minimale waarde van p^w wordt onderschreden. De waarde van p waarbij dit gebeurt is sterk afhankelijk van de snelheid van vochtonttrekking. Het is aannemelijk dat de luchtintreewaarde (de waarde van $|p|$ waarbij de evenredige krimp ophoudt en lucht in het systeem treedt) voor toenemende P-waarden verder toeneemt. Immers bij een zelfde p heeft de grond met de hoogste P de laagste p^w, hetgeen vertaald mag worden in een nauwere-poriëngeometrie waarvoor een hogere luchtintreewaarde geldt. Omdat bij iedere ϑ een verhoging van P met ΔP gepaard gaat met een verhoging van p, i.e. $0 \leq \Delta p \leq \Delta P$, zal de bij $P + \Delta P$ horende $[\vartheta(p)]_{P+\Delta P}$-curve altijd onder de $\vartheta(p)_P$-curve liggen en deze nooit snijden. Dit impliceert nu tevens dat de lijn welke de luchtintreewaarden voor de verschillende $[\vartheta(p)]_P$-curven verbindt de $[\vartheta(p)]_{P=0}$-curve nooit kan snijden. In figuur 52, welke op dezelfde vochtkarakteristiek betrekking heeft als figuur 51, zijn de luchtintreewaarden aangegeven met een onderbroken lijn.

Het stadium van de onverzadigde krimp (Haines, 1923) wordt gekenmerkt door een grotere afname van ϑ dan van e. Men kan zich de vochtonttrekking in dit stadium op verschillende manieren voorstellen. Zo kan het voorkomen dat op bepaalde plaatsen in de grond verdere of snellere verkleining van het poriënvolume onmogelijk is

zodat daar bij het bereiken van de lokale luchtintreewaarden voids geleegd worden, terwijl op andere plaatsen het stadium van evenredige krimp nog kan voortduren. Was in geval van verzadiging p even effectief als P om de krimp te verklaren, in een onverzadigde grond zal de effectiviteit van p duidelijk afnemen omdat het aanrakingsvlak waarover deze kracht op de bodemmatrix aangrijpt zal afnemen. Een reductiefactor voor p bij afnemend vochtgehalte zou ϑ/e kunnen zijn. Deze reductie is toegepast bij de constructie van de hypothetische vochtkarakteristiek zoals weergegeven in figuur 52. Met behulp van deze figuur zal deze procedure verder uitgewerkt worden teneinde het model van drogen en krimpen, zoals hier voorgesteld, verder te kunnen verduidelijken.

In figuur 52 zijn de p-ϑ- en p-e-relaties voor $P = 0$ en $P = 180$ mbar geconstrueerd met de volgende experimentele gegevens en aannamen.
- Het e-ϑ-verband voor $P = 0$ zoals dat experimenteel (zie paragraaf 7.10) werd bepaald voor margalietklei.
- De 'load line' zoals die werd aangenomen in fig. 50 en in de vergelijkingen (151) en (152).

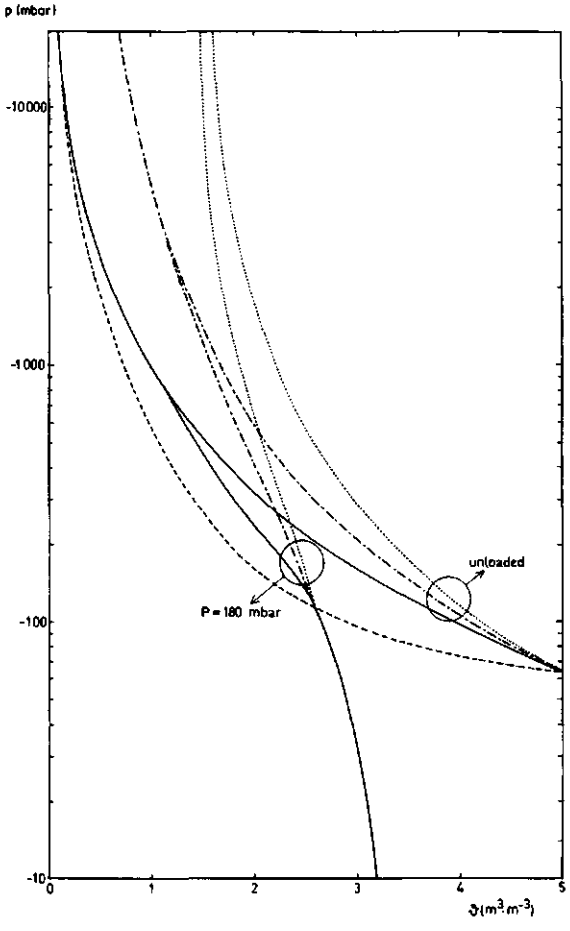


Fig. 52. Een detail van de vochtkarakteristiek in figuur 49. —: Twee $\vartheta(p)_P$-curven. ---: De lijn welke de luchtintreewaarden verbindt. –·–: De 'load line' uit figuur 50 waarin P is vervangen door de effectieve last $(-p + P)$ en verondersteld is dat er geen luchtintrede plaats vindt. ···: De geconstrueerde $e(p)_P$ lijnen (zie tekst voor de methode en de aannamen).

Fig. 52. Details of the moisture characteristic of Fig. 49. —: Two $\vartheta(p)_P$ curves. ---: Air entry points. –·–: Load line of Fig. 50 for the effective load $(-p + P)$ is substituted for P and one assumes that no air enters. ···: Constructed $e(p)_P$ curves. (For the method and assumptions behind these curves see text).

– De hypothese dat bij een onverzadigde grond p slechts voor een deel, $(\vartheta/e)p$, op de bodemmatrix aangrijpt en slechts voor dit deel als effectieve last is te beschouwen.

De hulplijnen in figuur 52 zijn afgeleid van de 'load line' en gelden voor het geval de grond nimmer onverzadigd zou geraken. Voor $P = 0$ begint de luchtintrede op $\vartheta = 5$ (experimenteel) tegelijk met de aanvang van enige korrelspanning (aangenomen). Experimenteel is bekend welke $e(\vartheta)$ behoort bij $\vartheta < 5$. De vraag is nu om die waarde voor p te vinden waarbij $\vartheta/e \times p$ een soort gereduceerde $p = p^1$ oplevert welke waarde volgens de gestippelde hulplijnen een e gelijk aan de beschouwde oplevert. Daar de 'load line' door (152) beschreven wordt, volgen de gevraagde waarden voor p direct uit de formule

$$p = e^{c_2\sqrt{c_1/\lg(10\vartheta)}}/\vartheta \tag{153}$$

en kan de vochtkarakteristiek worden geconstrueerd. Evenzo kan voor $P = 180$ de vochtkarakteristiek berekend worden m.b.v. het aangenomen e-ϑ-diagram, zoals weergegeven in figuur 55.

Deze uitweiding omtrent de constructie van figuur 52 maakt duidelijk dat de vochtkarakteristiek op een eenvoudige wijze geconstrueerd kan worden uit de voidkarakteristiek (en de 'load line') onder de hypothese dat $(\vartheta/e)p$ als effectieve last is te beschouwen. In paragraaf 7.6 zal blijken dat deze hypothese niet noodzakelijk is en dat altijd geldt dat indien $(e\text{-}\vartheta)_p$ bekend is, de vochtkarakteristiek volledig bepaald is. Het stadium van de onverzadigde krimp zal eindigen indien e een minimumwaarde heeft bereikt voor een bepaalde P. Heeft ϑ dan nog een waarde groter dan nul, dan onderscheidt men nog een derde stadium, het nul-krimpstadium.

Tijdens dit nul-krimpstadium zal ϑ verder afnemen terwijl e constant blijft. De vaste-fasedelen zijn in zodanig contact met elkaar, d.w.z. de contacten zijn zo stevig, dat geen herrangschikking meer optreedt en de $de/d(P-p)$ bepaald wordt door de samendrukbaarheid van de vaste fase, welke men nihil mag veronderstellen. Alhoewel p zeer sterk negatief kan worden ($p < -100$ bar) indien $\vartheta \to 0$ zal wellicht zelden dit punt van nul-krimp bereikt worden daar de effectiviteit van p als samendrukkende kracht op de bodemmatrix zeer sterk afneemt. Deze reductie van de effectiviteit van p kan zo groot zijn dat ondanks het feit dat $|p|$ enkele orden van grootte groter is dan de verschillen in P, deze verschillen in P toch merkbare invloed op de minimum voidverhouding e_{min} hebben. Het ligt overigens voor de hand, verschillen in e_{min} welke experimenteel zijn gevonden, mede toe te schrijven aan verschillen in de opbouw van e (i.e. het al of niet optreden van scheuren) en de weg waarlangs e_{min} bereikt is (hysterese!). Indien het krimpen van een zwellende grond plaatsvindt tegen een zekere veerkracht van de vaste fase in (Terzaghi, 1956), is het ook nog mogelijk dat bij afname van $\vartheta \to 0$ de void-verhouding een minimumwaarde bereikt om vervolgens weer enigszins toe te nemen.

Gronden in hun natuurlijke ligging welke een voldoende hoeveelheid kleimineralen bevatten, zullen altijd onverzadigde krimp vertonen. Evenredige krimp komt niet altijd voor, maar wel bij ongeconsolideerde gronden zoals juist drooggevallen polders en bij kunstmatig geroerde gronden in het laboratorium of in het veld (o.i.v. zware grondbewerking in natte periodes). Nul-krimp komt ook niet vaak voor, tenzij bij zeer hoge belastingen wordt gewerkt welke echter in de landbouw nimmer voorkomen. Een vierde stadium van krimp welke uitsluitend onder veldomstandigheden voorkomt, werd door (De Jong, 1966) structuurkrimp genoemd en relateert aan e-

en ϑ-veranderingen welke optreden bij hoge p-waarden in gestructureerde, geaggregeerde gronden.

Aan de hand van figuur 51 kan men de betekenis van de fenomenologische uitdrukking (148) als volgt toelichten. Voor $\vartheta = 3$ ziet men p toenemen van -170 mbar naar -115 indien P verhoogd wordt van 0 tot 90. Verhoogt men vervolgens P nogmaals van 90 naar 180, dan stijgt p verder naar -32. Het blijkt dus dat op $P = 90$ slechts 55 mbar van de last in p is terug te vinden en op $P = 180$ slechts $55 + 83 = 138$ mbar. Dit wordt verklaart doordat de grond op $\vartheta = 3$ en $P = 0$ onverzadigd is. Indien men nu deze grond (bij constante $\vartheta = 3$) gaat belasten dan zal e afnemen en zal een gedeelte van ΔP door de ontstane extra korrelspanning worden opgevangen. Pas nadat e tot de waarde 3 is verkleind, zijn alle poriën gevuld en zal een verdere toename van P geheel in p worden teruggevonden.

Er geldt nu:

$$p^e\,(180) = \int_0^{90} \left(\frac{\partial p}{\partial P}\right)_{\vartheta=3} \mathrm{d}P + \int_{90}^{180} \left(\frac{\partial p}{\partial P}\right)_{\vartheta=3} \mathrm{d}P = 55 + 83 = 138$$

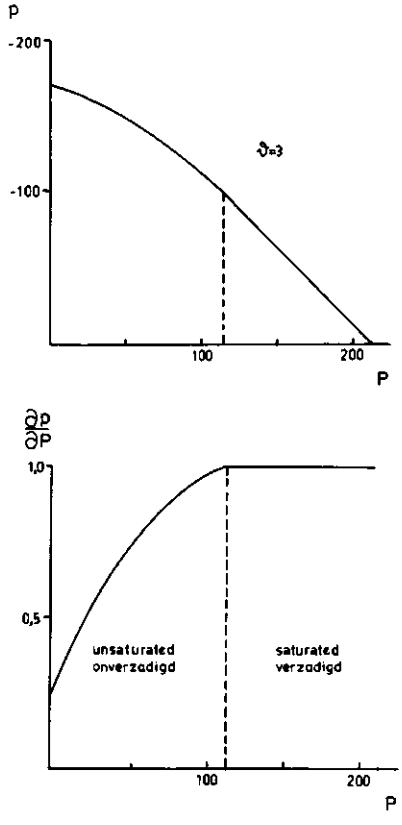


Fig. 53. Boven: Het standvlak $p(P)$ voor $\vartheta = 3$ ontleend aan figuur 51. Onder: de afgeleide $\partial p/\partial P$, voor $\vartheta = 3$, als functie van P. Het oppervlak onder deze curve is p^e volgens (148).

Fig. 53. Above: a $p(P)$ cut for $\vartheta = 3$ taken from Fig. 51. Below: the differential $\partial p/\partial P$, for $\vartheta = 3$, as a function of P. The area under this curve is p^e according to Eq. (148).

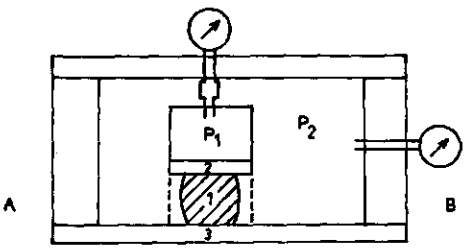


Fig. 54. Schema van een apparaat waarmee men de vochtkarakteristiek van een zwellende grond kan bepalen. 1: Grondmonster. 2: Luchtdichte zuiger. 3: Poreus membraan. P_1: Gasdruk waarmee envelopdruk geregeld kan worden. P_2: Gasdruk waarmee tensiometerdruk geregeld kan worden. AB: Richting waarin d.m.v. gammatransmissie e en ϑ continu gemeten kunnen worden.

Fig. 54. Scheme of an instrument for estimating retentivity curves of swelling soils. 1: Soil sample. 2: Air-tight piston. 3: Porous membrane. P_1: Air pressure estimating envelope pressure. P_2: Air pressure estimating tensiometer-pressure. AB: Direction of gamma transmission estimating e and ϑ continuously.

Dit resultaat kan men ook direct uit figuur 52 aflezen, waarbij $p^e\,(180) = p(\vartheta = 3, P = 180) - p\,(\vartheta = 3, P = 0) = -32 + 170 = 138$. In het driedimensionale figuur 51 is de definitievergelijking goed weer te geven d.m.v. het standvlak voor $\vartheta = 3$ zoals dat is ingeschetst. Dit standvlak is opnieuw weergegeven in figuur 53A, terwijl de betekenis van p^e zoals in (148) duidelijk uit figuur 53B blijkt.

De vochtkarakteristiek van een zwellende grond kan in principe gemeten worden met een instrument zoals schematisch is weergegeven in figuur 54.

Hierin is 1 het grondmonster. Via de stalen luchtondoorlatende zuiger 2 wordt een last P op het monster uitgeoefend. Omdat het monster in een geperforeerde houder is geplaatst vertegenwoordigt de gasdruk $+P2$ een tensiometerdruk p indien het monster via een verzadigd membraan 3 in evenwicht is met atmosferische druk. De waarden van e en ϑ kunnen continu met de 'double beam column scanner' gemeten worden (zie sectie 2.1.1) en zo kan een hele p-ϑ-familie (inclusief hysterese als de membraanpers van het type is waar niet alleen uitstroming, maar ook instroming van water plaats kan hebben) worden bepaald aan één monster. De beperkende factor is waarschijnlijk de lange insteltijd. Men zou meer persen in gebruik kunnen nemen en allen m.b.v. één scanner periodiek doormeten.

7.6 'Voids' en krimpkarakteristiek

Zoals reeds eerder werd betoogd noemt men alle ruimten tussen de vaste-fasedelen van een grond 'voids' of poriën. Bij zwellende gronden is het gebruik om de porositeit aan te geven met de void-verhouding e, welke de verhouding is tussen het volume aan voids en het volume aan vaste-fasedelen. De macroscopische scheuren welke in zwellende gronden voor kunnen komen rekent men tot de voids. Zowel veranderingen in de last (zie paragraaf 7.4) als in de vochtverhouding (zie paragraaf 7.5) kunnen verandering van e tot gevolg hebben. In analogie met de term 'vochtkarakteristiek' kan men het e-ϑ-P-diagram nu de 'krimpkarakteristiek' van een grond noemen. Aan een

krimpkarakteristiek kan men drie soorten krimp onderscheiden, i.e. de evenredige krimp waarbij de grond verzadigd is en e dus gelijk aan ϑ is, de onverzadigde krimp waarbij ϑ sneller afneemt dan e en het nul-krimptraject waarbij e constant blijft.

In de literatuur komen ook andere uitdrukkingen voor de porositeit voor, zoals het volume dat 100 g droge grond inneemt (Croney & Coleman, 1961). Het is bijzonder belangrijk om, bij welke uitdrukkingswijze van de porositeit dan ook, duidelijk te specificeren of men de macroscopische scheuren wel of niet tot het void-volume van de grond rekent. Doet men dit wel dan is het e-ϑ-verloop sterk afhankelijk van de last P terwijl in het andere geval deze afhankelijkheid veel geringer is. In veel oudere literatuur (Croney & Coleman, 1954) ontbreekt zulk een duidelijke specificatie veelal. Tengevolge van deze onduidelijkheid en verwarring heeft Philip (1969b, 1969c en 1969d) ten onrechte uit gegevens van Croney & Coleman (1953) geconcludeerd dat het e-ϑ-verloop onafhankelijk van de last P is. Deze onafhankelijkheid van P geldt slechts (bij benadering) indien men het scheurvolume niet tot het void-volume rekent. Dit doet men automatisch indien men, zoals Croney & Coleman (1953), driedimensionale krimp beschouwt. Omdat in dit hoofdstuk slechts de ééndimensionale vochtbeweging aan de orde is, is het convenient om ook slechts ééndimensionale krimp te beschouwen. Indien er plaatselijk toch scheuren ontstaan (t.g.v. driedimensionale krimp) dan is men in een ééndimensionale beschouwing wel verplicht deze tot het void-volume te rekenen.

Op basis van de literatuur betreffende driedimensionale krimp definieert Philip (1969b) de envelopdruk p^e in het ééndimensionale geval als:

$$p^e(z) = \left(\frac{de}{d\vartheta}\right)_z P(z) \tag{154}$$

Deze definitie is gebaseerd op de gedachte dat (154) de arbeid weergeeft welke nodig is om ter plaatse z een oneindig kleine hoeveelheid vloeistof in te brengen welke een verplaatsing $de/d\vartheta$ tot gevolg heeft tegen een last P in. Vergelijking (154) is echter niet juist, immers de kracht welke op diepte z door de last wordt veroorzaakt $= -(de/d\vartheta)_z(dP(z)/dz)_z$ [Pa], zodat een juiste definitie van de envelopdruk luidt:

$$p^e(z) = -\int_0^z -\frac{de}{d\vartheta}\frac{dP(z)}{dz}\,d\alpha = \int_0^{P(z)} \frac{de}{d\vartheta}\,d\alpha \tag{155}$$

Op grond van (154) kwam Philip (1969b, 1969c en 1969d) tot een aantal uitzonderlijke gevolgtrekkingen welke al spoedig door Youngs & Towner (1970) in twijfel werden getrokken. Wellicht omdat Philip tevens de aanname gebruikte dat $de/d\vartheta$ weliswaar een functie was van ϑ, en dus van z, maar onafhankelijk van P was, concentreerde de kritiek van Youngs & Towner zich op dit laatste punt. Zij lieten echter onverlet dat (154) geen juiste vergelijking van een drukpotentiaal kan zijn. Door de kritiek van Youngs & Towner en mede door Bolt (pers. meded.) komt Philip (1970) met een aanvullende definitie welke equivalent is aan (155).

Groenevelt & Bolt (1972) leidden (155) voor het eerst uit de thermodynamica af. Zij schrijven (148) als:

$$p^e = \int_0^P \frac{1}{v_l}\left(\frac{\partial \tilde{\mu}_l}{\partial P}\right) d\alpha \tag{156}$$

waarin $\tilde{\mu}_l$ de thermodynamische potentiaal van het bodemvocht is in de eenheid $J \cdot kg^{-1}$ en v_l het specifiek volume van het bodemvocht in $m^3 \cdot kg^{-1}$. De overgang van (156) naar (155) kan nu gevonden worden uit een kruisrelatie van Maxwell (Katchalsky, 1965, p. 27) welke uit de totale differentiaal van een handig gekozen Gibbspotentiaal volgt. Een bruikbare Legrendre getransformeerde vorm van een Gibbspotentiaal per eenheid van volume (bulk)grond luidt:

$$^b\rho\bar{g}^* \equiv {}^b\rho\bar{u} - T{}^b\rho\bar{s} + P - {}^b\rho_a\tilde{\mu}_a = {}^b\rho_l\tilde{\mu}_l + {}^b\rho_s\tilde{\mu}_s \tag{157}$$

waarin $^b\rho$ de volumieke massa van de natte bulkgrond is (in $kg \cdot m^{-3}$) en $^b\rho_{a,l,s}$ de massaconcentratie van resp. de lucht, de water en de vaste fase is in $kg \cdot m^{-3}$ bulkgrond. $\bar{u}$ en $\bar{s}$ zijn respectievelijk de gemiddelde energie en entropie in $J \cdot kg^{-1}$ bulkgrond. Uitwerken van de volgende specifieke totale differentiaal levert:

$$d\left[\frac{^b\rho\bar{g}^*}{^b\rho_s}\right]_{T,\tilde{\mu}_a} = \frac{1}{^b\rho_s} d{}^b\rho\bar{g}^* + {}^b\rho\bar{g}^* \, d\frac{1}{^b\rho_s} = \tilde{\mu}_l d\frac{^b\rho_l}{^b\rho_s} + \frac{1}{^b\rho_s} dP \tag{158}$$

waardoor een kruisrelatie (Katchalsky, 1965, p. 27) geeft:

$$\left(\frac{\partial \tilde{\mu}_l}{\partial P}\right)_{T,\tilde{\mu}_a,\,(^b\rho_l/^b\rho_s)} \equiv \left[\frac{\partial(1/^b\rho_s)}{\partial(^b\rho_l/^b\rho_s)}\right]_{T,\tilde{\mu}_a,P} \tag{159}$$

Omdat $e + 1 = 1/(^b\rho_s v_s)$ en $\vartheta = {}^b\rho_l v_l/{}^b\rho_s v_s$, geldt voor constant specifiek volume v_l en v_s de volgende relatie:

$$\frac{\partial(1/^b\rho_s)}{\partial(^b\rho_l/^b\rho_s)} = v_l \frac{\partial e}{\partial \vartheta} \tag{160}$$

men kan nu (160) invullen in (159) zodat voor constante temperatuur T en atmosferische luchtdruk $\tilde{\mu}_a$ geldt dat:

$$p^e = \int_0^P \left(\frac{\partial e}{\partial \vartheta}\right)_P d\alpha \tag{161}$$

De snelle afleiding van bovenstaande relatie is mogelijk doordat de Gibbs-potentiaal en de totale differentiaal handig gekozen zijn om aan de voorwaarde $\vartheta = {}^b\rho_l/{}^b\rho_s$ is constant in (148) te voldoen.

Sposito (1973) meent een betere thermodynamische afleiding voor (161) te geven. I.p.v. de voorwaarde dat ϑ constant is, neemt hij echter m_l en m_s (de totale massa aan bodemwater en vaste fase) constant, hetgeen geen juiste interpretatie is van ϑ is constant, zodat de gevonden uitdrukking voor p^e niet geheel juist is.

Uit de voorgaande thermodynamische toelichting blijkt dat het e-ϑ-verband p^e ten volle bepaalt evenals het in paragraaf 7.5 beschreven p-ϑ-verband dat deed. Van de

vier variabelen welke een zwellende grond karakteriseren, i.e. e, ϑ, p en P blijken er dus slechts 2 onafhankelijk te zijn. Dit heeft tot gevolg dat alle informatie welke de $(p\text{-}\vartheta)_P$-familie verschaft, ook wordt verschaft door een $(e\text{-}\vartheta)_P$-familie van curven. Bij de beschrijving van zwellende gronden is de bepaling van één der families dus voldoende. De andere familie van curven kan dan geheel uit de reeds bepaalde familie worden geconstrueerd. Daar deze constructie slechts moeizaam m.b.v. handberekeningen zal kunnen geschieden, zullen hiervoor bij voorkeur moderne rekenmachines gebruikt worden. Het is moeilijk om een voorkeur uit te spreken voor één der beide families. Groenevelt & Bolt (1972) gebruikten een $(e\text{-}\vartheta)_P$-bundel, maar het is niet duidelijk op welke gronden deze voorkeur berust. Experimenteel is de $(e\text{-}\vartheta)_P$-bundel vooralsnog het eenvoudigst te bepalen, maar als de experimenteel verkregen gegevens voor de berekening van andere processen moeten dienen, bestaat er misschien een voorkeur voor de $(p\text{-}\vartheta)_P$-bundel.

Gezien de keuzemogelijkheid, zoals die zojuist werd geschetst, lijkt het nuttig aandacht te besteden aan enkele algemene aspecten van het e-ϑ-P-diagram. In figuur 55 is schematisch een krimpkarakteristiek weergegeven met in het totaal vijf e-ϑ-curven voor vijf verschillende waarden van P. Op de ordinaat is e en op de absis is ϑ uitgezet. De lijn onder 45° omvat alle punten waarvoor geldt $e = \vartheta$, d.w.z. waarvoor de grond verzadigd is. Bij de gegeven weergave omvat deze lijn dus ook de 'load line'. De eigenlijke 'load line' geeft voor iedere $e = \vartheta$ (bij $p = 0$) één waarde van P. De lijn onder 45° in figuur 55 geeft dus slechts de volledige informatie van de 'load line' indien alle punten op deze lijn met P-waarden gemerkt zijn. Daarnaast zijn echter ook nog andere punten op deze lijn gesitueerd waarvoor geldt dat $p_{a,e} < p < 0$, waarbij $p_{a,e}$ de waarde van p is waarbij, onder de heersende waarde van P, lucht in de grond treedt. De rechte onder 45° is dan ook in feite een versmolten bundel van lijnen, waardoor deze lijn zonder verdere calibratie weinig informatie geeft. Voor karakterisering van de 'load line' dienen dan ook de beginpunten van de versmolten e-ϑ-bundel (corresponderende met $p = 0$) te worden aangegeven zoals in figuur 55 is geschied. De punten zullen als 'load points' worden aangeduid in het navolgende. De luchtintreewaarden zijn herkenbaar omdat zij aan het begin van de onverzadigde krimp liggen.

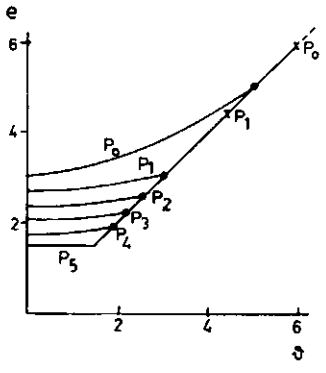


Fig. 55. Schematische voorstelling van een krimpkarakteristiek, voor zes waarden van P. ●—× : Deel van de curve, voor constante P, waarover evenredige krimp optreedt.

Fig. 55. Hypothetical shrinkage characteristic. ●—× : Part of curve, for constant P, where normal shrinkage prevails.

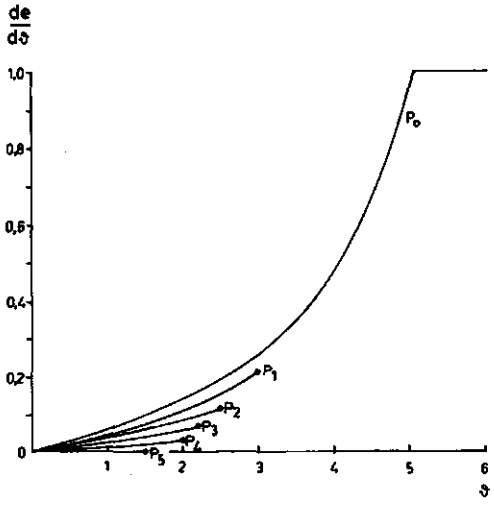


Fig. 56. De afgeleide de/dϑ als functie van ϑ (ontleend aan figuur 55).

Fig. 56. The differential de/dϑ as a function of ϑ (derived from Fig. 55).

In het diagram vormt het begin van elke lijn die afwijkt van de rechte onder 45° de luchtintreewaarde welke bij een last P hoort waarvoor de afwijkende lijn werd geschetst. Tussen een load point en de bijbehorende luchtintreewaarde is de grond verzadigd en in dit traject treedt dus uitsluitend evenredige krimp op.

Voor zeer hoge P (zoals P_5 in fig. 55) of bij lagere P- en bij lage ϑ-waarden kan de e-ϑ-curve evenwijdig aan de ϑ-as lopen, d.w.z. e verandert niet meer. Dit traject is uiteraard het nul-krimptraject; alle rigide gronden vertonen uiteraard dit beeld in een e-ϑ-diagram. In het luchtintreepunt kan de/dϑ discontinu zijn (Groenevelt & Parlange, 1974).

In figuur 56 is de/dϑ als functie van ϑ voor verschillende waarden van P weergegeven. Deze figuur is ontleend aan figuur 55. In figuur 57 zijn dezelfde gegevens in een andere vorm weergegeven en is het standvlak voor $\vartheta = 3$ ingeschetst.

Alhoewel het duidelijk lijkt dat e-ϑ geen unieke relatie is, onafhankelijk van P, is het geenszins duidelijk hoe deze relatie er dan wel uitziet. Voorgaande uitweiding omtrent het schematisch e-ϑ-diagram is, zoals in figuur 55, speculatief. Uit de spaarzame experimentele gegevens kan zelfs nog geen duidelijke verwachting omtrent het e-ϑ-diagram worden ontleend. Alhoewel Philip (1971) van mening is dat het e-ϑ-verband een functie van P is, neemt hij als voorbeeld (zie fig. 58) een diagram dat zeker voor $P < 500$ mbar nauwelijks van een unieke e-ϑ-relatie afwijkt. Philip (1971) schrijft over deze functie (zonder bronvermelding) dat deze 'in general consonance with the experimental data on swelling clay soils' is. De e-ϑ-diagrammen voor twee hypothetische gronden welke Groenevelt & Bolt (1972) beschrijven, zijn in figuur 59 weergegeven. Ze tonen eveneens slechts een geringe variatie in e-ϑ als functie van P. Een door Collis-George & Bridge (1973) experimenteel bepaalde e-ϑ-curve voor $P = 0$ is in figuur 60 vermeld. Dit e-ϑ-verloop is volkomen anders dan dat welke door Groenevelt (1974) (fig. 61) werd bepaald, eveneens voor $P = 0$ maar voor pure bentonietklei. Eigen experimentele gegevens (zie ook paragraaf 7.10) zijn in figuur 62 vermeld. Zij ver-

Fig. 57. Een andere voorstelling van $de/d\vartheta$ als functie van ϑ, met het standvlak voor $\vartheta = 3$ ingeschetst (ontleend aan figuur 55).

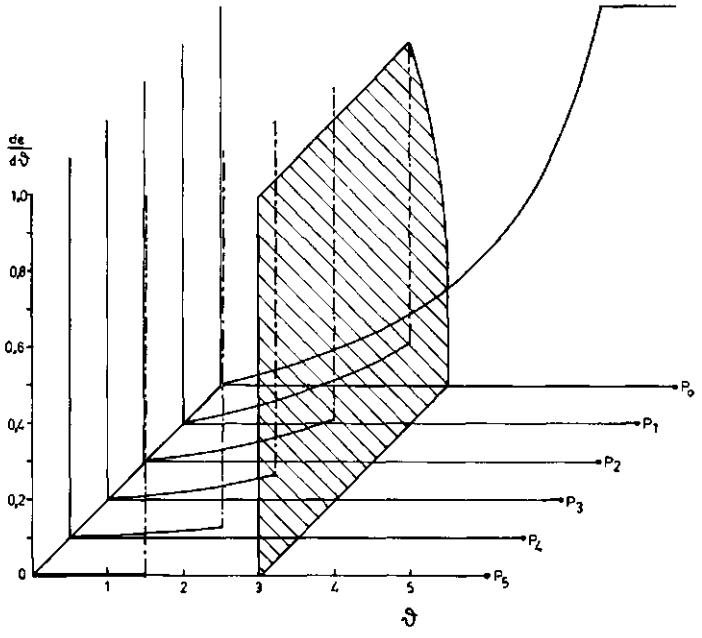


Fig. 57. Another representation of $de/d\vartheta$ as a function of ϑ, with the cut for $\vartheta = 3$ indicated (derived from Fig. 55).

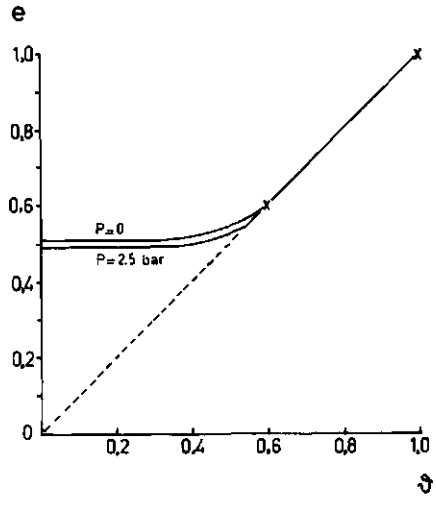


Fig. 58. De e-ϑ-relatie zoals gebruikt in Philip (1971).

Fig. 58. The e-ϑ-relation as used by Philip (1971).

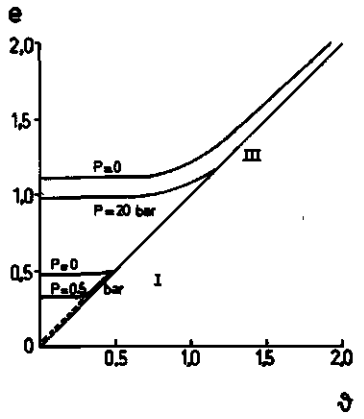


Fig. 59. Hypothetische e-ϑ-relaties volgens Groenevelt & Bolt (1972).

Fig. 59. Hypothetical e-ϑ curves according to Groenevelt & Bolt (1972).

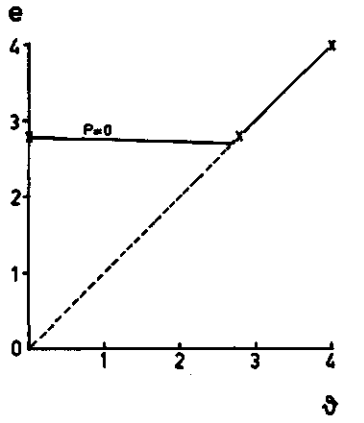


Fig. 60. Experimentele e-ϑ-relatie voor $P = 0$ volgens Collis-George & Bridge (1973).

Fig. 60. Experimental e-ϑ curve for $P = 0$ according to Collis-George & Bridge 1973).

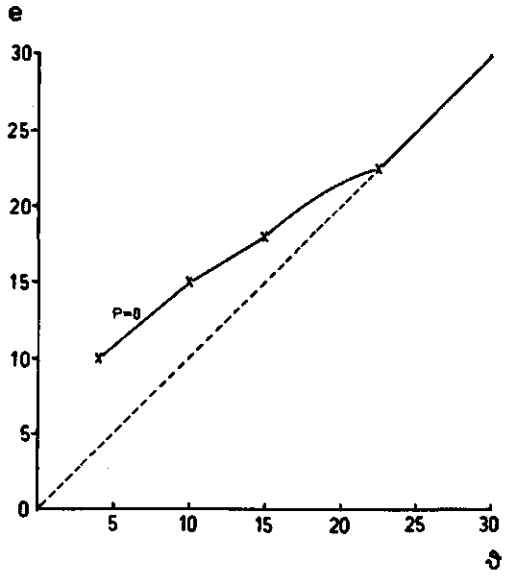


Fig. 61. Experimentele e-ϑ-relatie voor $P = 0$ volgens Groenevelt (1974).

Fig. 61. Experimental e-ϑ curve for $P = 0$ according to Groenevelt (1974).

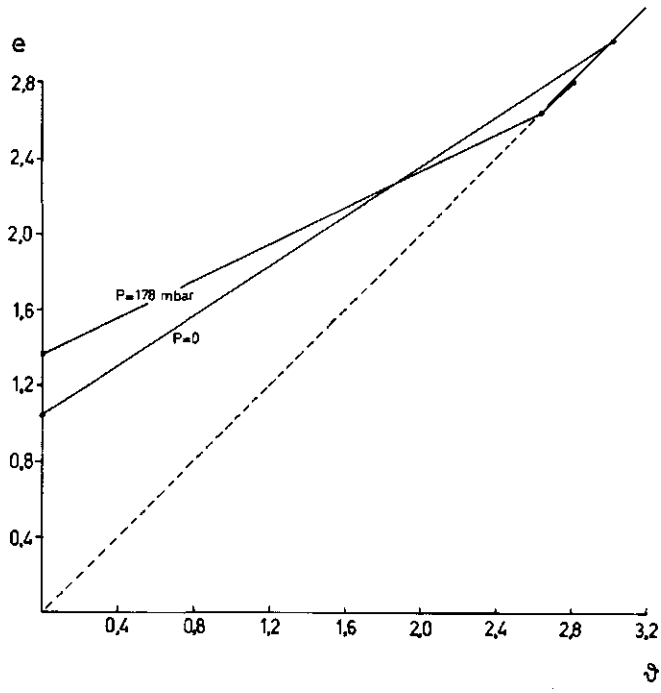


Fig. 62. Experimentele e-ϑ-gegevens voor margaliet-grond (zie ook paragraaf 7.10).

Fig. 62. Experimental e-ϑ data for margalite clay (for explanation see section 7.10)

tonen een onverklaarbare kruising van e-ϑ-curven, welke ook gevonden wordt voor Smonicaklei (zie paragraaf 7.10).

Het is duidelijk dat er een grote behoefte bestaat aan veel meer experimentele gegevens teneinde een werkelijk inzicht in de e-ϑ-relatie te verkrijgen. T.b.v. de numerieke berekeningen in paragraaf 7.9, welke in feite vooruitlopen op het beschikbaar zijn van goede experimentele gegevens, is in figuur 63 een hypothetische e-ϑ-diagram weergegeven zoals dat bij de berekeningen is gebruikt.

7.7 Hydraulische doorlatendheid

Naast de capacitieve eigenschappen van de grond voor het bodemwater, zoals die in de vochtkarakteristiek tot uiting komen, is de relatie tussen hydraulische doorlatendheid en vochtgehalte van de grond de belangrijkste parameter bij de beschrijving van transport van het bodemwater.

Zoals uit paragraaf 7.5 en 7.6 blijkt, is het niet zo dat bij een gegeven ϑ er altijd eenzelfde void-geometrie bestaat in één en dezelfde grond. Afhankelijk van de last P kan het vocht bij een gegeven ϑ geconcentreerd zijn op bepaalde plaatsen in de grond, die overigens onverzadigd is, maar ook bestaat de mogelijkheid dat de grond nog verzadigd is, waarbij de voids uiteraard veel nauwer zijn dan in het eerste geval.

In figuur 64 is een situatie geschetst waarbij aangegeven is hoe het vocht verdeeld kan zijn in een grond met lage P en hoge P zodanig dat ϑ in beide gevallen dezelfde

Fig. 63. Hypothetische krimpkarakteristiek zoals gebruikt bij de digitale simulatie in paragraaf 7.9.

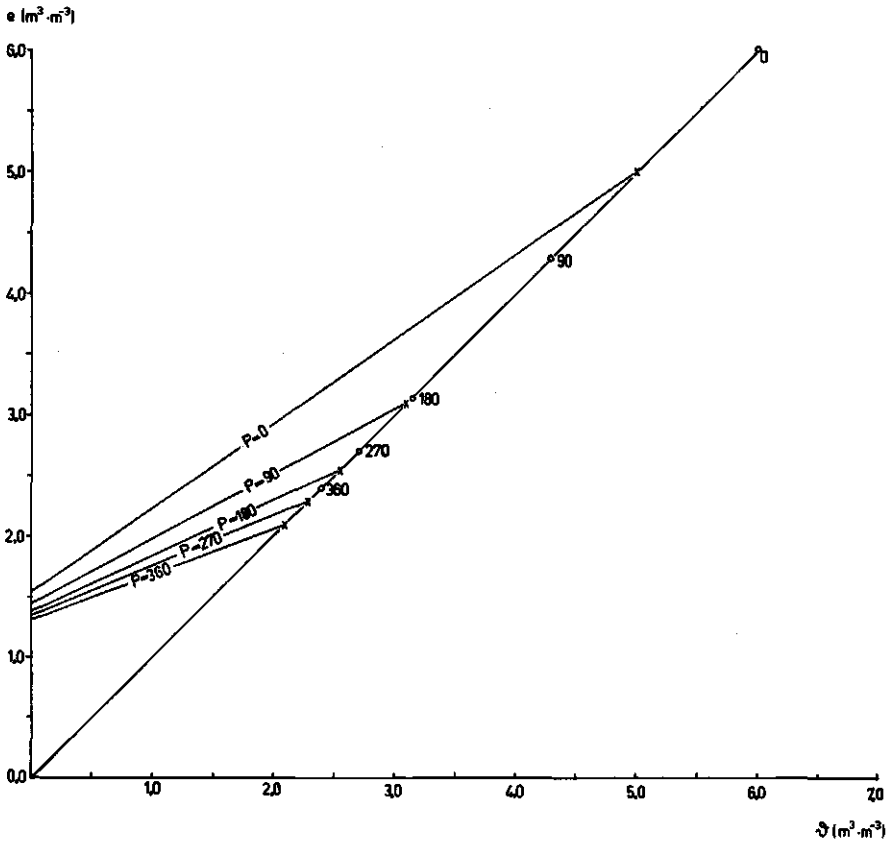
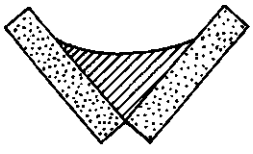


Fig. 63. Hypothetical shrinkage characteristic as used in digital simulation in Section 7.9.



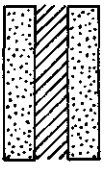


Fig. 64. Schematische weergave van een onverzadigde (links) en een verzadigde (rechts) toestand waarbij ϑ in beide gevallen dezelfde waarde heeft.

Fig. 64. Representation of an unsaturated (left) and a saturated (right) condition in which ϑ has the same value.

waarde heeft. De vraag rijst of de hydraulische doorlatendheid uitsluitend een functie van ϑ is of ook, via de void-geometrie, een functie van P. Het lijkt alleszins redelijk te veronderstellen dat zolang de grond verzadigd is, k uitsluitend een functie is van ϑ. In een onverzadigde grond neemt niet alleen de voor het transport beschikbare doorsnede af maar tevens wordt de af te leggen weg langer en kunnen op sommige plaatsen de verbindingen tussen de tot dan toe continue waterfilms verbroken worden (dead end pores). In stabiele gronden leiden genoemde drie effecten er toe dat de onverzadigde doorlatendheid zeer snel met een aantal orden van grootte kan afnemen. Op het mo-

ment van luchtintree in zwellende gronden is de matrixgeometrie en dus ook de void-geometrie een functie van de last. Het valt derhalve te verwachten dat de last een rol bij de onverzadigde doorlatendheid in zwellende gronden speelt, daar immers de effecten van 'tortuosity' en 'dead end pores' sterk door de void-geometrie bepaald worden.

Philip & Smiles (1969) maken eveneens onderscheid tussen het stadium van verzadiging (evenredige krimp) en dat waarbij lucht is binnen getreden (onverzadigde krimp en nul-krimp). Zij vermelden een hypothetische curve welke zou zijn voortgekomen uit een analyse van bestaande (spaarzame) gegevens (geen bronvermelding!) en uit een aantal hypothesen welke hierna vermeld zullen worden. Bij verzadiging zou k volgens de Kozeny-Carman-relatie evenredig zijn met:

$$k(\vartheta) \simeq \vartheta^3/(1-\vartheta) \tag{162}$$

In figuur 65 is de hypothetische $k(\vartheta)$-relatie uitgezet welke door Philip & Smiles (1969)

Fig. 65. Enkele $k(\vartheta)$-relaties uit de literatuur. ●: Aggregaten van Rosalie-klei (De Jong, 1966). ○: Monsters ongestoorde B-horizont van Rosalie-klei (De Jong, 1966). × : Philip & Smiles (1969).

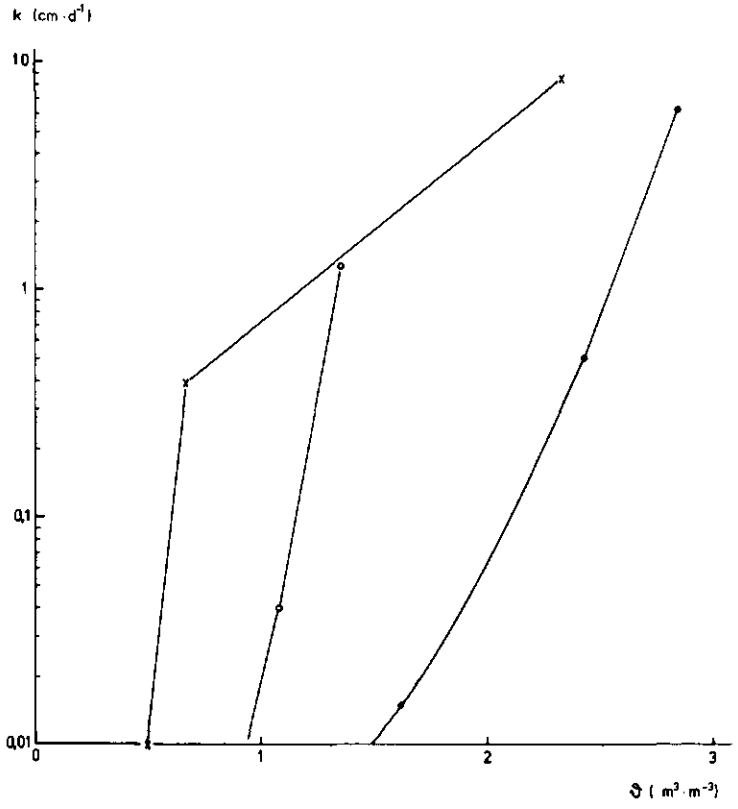


Fig. 65. Some $k(\vartheta)$ relations from the literature. ●: Rosalie clay aggregates (De Jong, 1966). ○: Undisturbed Rosalie B-horizon (De Jong, 1966). × : Philip & Smiles (1969).

werd gebruikt. Voor hoge ϑ, tijdens de evenredige krimp, treedt er geen snelle daling op van k. Nadat lucht is binnengetreden volgt onder de aanname dat 'tortuosity' en 'dead end pores' effecten verwaarloosbaar zijn:

$$k(\vartheta) \simeq \vartheta/(1 + \vartheta)p^{w^2} \tag{163}$$

waarbij de poriënstraal is gekoppeld aan p^w. Het deel van de $k(\vartheta)$-relatie van Philip & Smiles voor lage ϑ (zie fig. 65) vertoont een duidelijk steiler verloop dan dat voor hoge ϑ. Philip & Smiles (1969) maken bij de onverzadigde doorlatendheid geen onderscheid tussen verschillende waarden voor de last P.

Van de zeer weinige experimentele gegevens over $k(\vartheta)$ zijn die van de Jong (1966) eveneens samengevat in figuur 65. De relaties voor Rosalie-klei (B-horizont en kleine aggregaten) werden bepaald aan kleine monsters d.m.v. de 'outflow method' (zie hoofdstuk 2). Deze gegevens kunnen worden opgevat als die voor een onbelaste grond. Ook bij De Jong blijft onvermeld dat de last het $k(\vartheta)$-verband kan beïnvloeden. Opvallend is dat de afname van k voor de ongestoorde monsters van De Jong tussen de afname voor de evenredige en die van de onverzadigde krimp van Philip & Smiles inliggen. De monsters van De Jong vertoonden dan ook geen evenredige krimp, maar de 'structural shrinkage' werd onmiddellijk door de onverzadigde krimp gevolgd.

T.b.v. de numerieke berekening welke in paragraaf 7.9 behandeld zal worden, is in figuur 66 een hypothetische $k(\vartheta, P)$-relatie geschetst volgens de inzichten die hiervoor

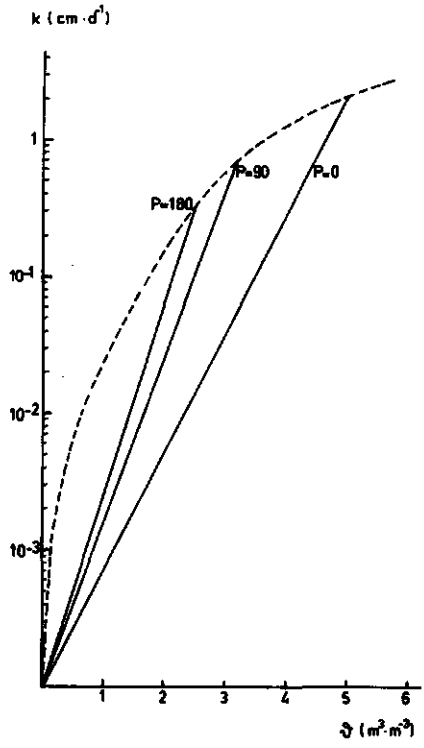


Fig. 66. Hypothetische $k(\vartheta)$-curven zoals gebruikt bij de digitale simulatie in paragraaf 7.9.

Fig. 66. Hypothetical $k(\vartheta)$ curves as used in digital simulation in Section 7.9.

werden vermeld en met gebruikmaking van het globale verloop van de relaties volgens De Jong, Philip & Smiles, Waldron et al. (1970) en Ritchie et al. (1972). De onderbroken lijn is de relatie (162) voor verzadigde klei. De evenredigheidsconstante is bepaald met gebruikname van een experimenteel bepaalde waarde voor k van 0,4 $cm \cdot d^{-1}$ bij $\vartheta = 0{,}23\ m^3 \cdot m^{-3}$ voor komklei (fig. 26s). Op deze lijn zijn de luchtintreepunten aangegeven, waarbij het getal de bijbehorende waarden van de last P aangeeft. Deze punten stemmen overeen met de in paragraaf 7.5 weergegeven vochtkarakteristieken. Vanaf het luchtintreepunt zal k sneller dalen dan volgens de onderbroken lijn. Uit figuur 65 zou bovendien geconcludeerd kunnen worden dat de steilheid van deze afname afneemt bij toenemende ϑ op het moment van de luchtintree, dus bij afnemende P. M.b.v. deze hypothese zijn de verschillende onverzadigde $k(\vartheta)$-lijnen geschetst.

7.8 Overzicht van de stromingsvergelijkingen en hun oplossingen

Een aanname welke voor alle volgende vergelijkingen en oplossingen in deze paragraaf geldt is, dat er een onmiddellijke evenwichtsinstelling bestaat tussen de vier grootheden e, ϑ, p en P. In paragraaf 7.2 werd reeds betoogd dat zulk een evenwichtsinstelling in de praktijk niet bestaat. In paragraaf 7.9, waar een numerieke (computer)oplossing besproken zal worden, blijkt dat het mogelijk is om met een vertraagde evenwichtsinstelling rekening te houden.

De eerste basisvergelijking is wederom de wet van Darcy, waarbij men ervan uitgaat dat de vloeistofstroming t.o.v. de vaste fase beschreven wordt door:

$$J^v = -K(\vartheta,P)\nabla(p + \rho_l g h) \tag{164}$$

De tweede basisvergelijking, de massaconserveringsvergelijking, is in een zwellend/krimpend medium het beste te formuleren in termen van een materiaalcoördinaatstelsel. Voor ééndimensionale stroming kan men een materiaalcoordinaat m definieren als:

$$m = \int_{-\infty}^{s} [1/1 + e(\alpha)]\, d\alpha \tag{165}$$

waarin s gelijk is aan de rigide coördinaat x, y of z. In termen van m luidt de massaconserveringsvergelijking dan als volgt:

$$\frac{\partial \rho_l \vartheta}{\partial t} = -\frac{\partial \rho_l J^v}{\partial m} \tag{166}$$

Indien men ρ_l constant neemt en (164) in (166) substitueert, volgt voor de ééndimensionale stromingsvergelijking in termen van een materiaalcoördinaatstelsel:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m}\left[\frac{K(\vartheta,P)}{1 + e}\frac{\partial p}{\partial m}\right] + \frac{\partial}{\partial m}\left[K(\vartheta,P)\rho_l g \frac{dh}{ds}\right] \tag{167}$$

M.b.v. deze vergelijking zullen achtereenvolgens situaties van hydraulisch even-

wicht, stationaire stroming en horizontale en vertikale niet-stationaire stroming worden besproken. Hierbij moet het volgende worden aangetekend. In principe worden uitsluitend situaties beschouwd waarbij slechts ééndimensionaal zwellen/krimpen op kan treden en waarbij het bodemsysteem aan één zijde (meestal de onderzijde) op een vastgelegde geometrische conditie wordt gehouden. Indien de grond bij uitdroging aan de bovenzijde scheuren vertoont, wordt deze driedimensionale krimp d.m.v. de definitie van e eveneens als ééndimensionale krimp beschouwd. Experimentele of theoretische beschouwingen over ofwel volledig vastgelegde geometrische condities of volledig vrije zwelling (bijvoorbeeld Yong & Warkentin, 1972) zullen hier buiten beschouwing gelaten worden.

In het vertikale vlak vindt men voor $\mathrm{d}\tilde{\mu}_1$:

$$\mathrm{d}\tilde{\mu}_1 = \left(\frac{\partial\tilde{\mu}_1}{\partial P}\right)_{\vartheta,h} \mathrm{d}P + \left(\frac{\partial\tilde{\mu}_1}{\partial\vartheta}\right)_{P,h} \mathrm{d}\vartheta + \left(\frac{\partial\tilde{\mu}_1}{\partial h}\right)_{P,\vartheta} \mathrm{d}h \tag{168}$$

Nu is $\partial\tilde{\mu}_1/\partial h = \mathrm{g}$ en geldt de kruisrelatie (159), zodat (168) geschreven kan worden als:

$$\mathrm{d}\tilde{\mu}_1 = v_1 \left(\frac{\partial e}{\partial\vartheta}\right)_{P,h} \mathrm{d}P + \left(\frac{\partial\tilde{\mu}_1}{\partial\vartheta}\right)_{P,h} \mathrm{d}\vartheta + \mathrm{g}\mathrm{d}h \tag{169}$$

Voor hydraulisch evenwicht geldt $\mathrm{d}\tilde{\mu}_1 = 0$, zodat:

$$\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}h} = \left[-v_1 \left(\frac{\partial e}{\partial\vartheta}\right)_P \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}h} - \mathrm{g}\right] \Big/ \left(\frac{\partial\tilde{\mu}_1}{\partial\vartheta}\right)_P \tag{170}$$

Indien men ρ_1 en ρ_s constant verondersteld en $\mathrm{d}P/\mathrm{d}h = -{}^{\mathrm{b}}\rho\mathrm{g}$ (${}^{\mathrm{b}}\rho$ is hier de volumieke massa van de natte bulkgrond) in (170) invult dan volgt:

$$\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}h} = \left\{g\left[v_1\left(\frac{\partial e}{\partial\vartheta}\right)_P {}^{\mathrm{b}}\rho - 1\right]\right\} \Big/ \left(\frac{\partial\tilde{\mu}_1}{\partial\vartheta}\right)_P \tag{171}$$

Omdat de noemer van (171) altijd positief is, volgt dat:

$$\left.\begin{array}{lll} \text{a. } \mathrm{d}\vartheta/\mathrm{d}h > 0 & \text{als} & {}^{\mathrm{b}}\rho > 1 \Big/ \left[v_1\left(\dfrac{\partial e}{\partial\vartheta}\right)_P\right] \\ \text{b. } \mathrm{d}\vartheta/\mathrm{d}h = 0 & \text{als} & {}^{\mathrm{b}}\rho = 1 \Big/ \left[v_1\left(\dfrac{\partial e}{\partial\vartheta}\right)_P\right] \\ \text{c. } \mathrm{d}\vartheta/\mathrm{d}h < 0 & \text{als} & {}^{\mathrm{b}}\rho < 1 \Big/ \left[v_1\left(\dfrac{\partial e}{\partial\vartheta}\right)_P\right] \end{array}\right\} \tag{172}$$

Indien men zou aannemen dat het e-ϑ-verband onafhankelijk is van P (Philip, 1969b) dan geldt (voor $\mathrm{d}^2e/\mathrm{d}\vartheta^2 > 0$) dat er een profiel met een constant vochtgehalte ontstaat indien het nat volumegewicht ${}^{\mathrm{b}}\rho$ een maximale waarde bereikt. Zulk een profiel (situatie b in (172)) werd door Philip aangeduid als een 'pycnotatic profile',

i.e. het profiel met de hoogste volumieke massa van de natte bulkgrond.

$$^{b}\rho = (\rho_l \vartheta + \rho_s)/(1 + e) \tag{173}$$

$$\frac{d^{b}\rho}{d\vartheta} = \frac{1}{1+e}\left(\rho_l - {}^{b}\rho\,\frac{de}{d\vartheta}\right) \tag{174}$$

Wanneer $d\vartheta/dh = 0$, dan is $^{b}\rho = 1/(v_l \frac{de}{d\vartheta})$ en omdat $\rho_l \approx 1$ volgt dan dat $d^{b}\rho/d\vartheta = 0$. Uit een beschouwing omtrent $d^{2b}\rho/d\vartheta^2$ kan men bewijzen dat $d\vartheta/dh = 0$ bij een maximum van $^{b}\rho$.

Omdat op alle dieptes in het profiel, en dus voor alle waarden van P, hetzelfde e-ϑ-verband van toepassing is ontstaat er een profiel met constante ϑ-waarde indien $^{b}\rho \rightarrow {}^{b}\rho_{max}$ gaat (zie fig. 67).

Reeds in 1970 bleek echter dat de aanname dat e-ϑ onafhankelijk van P is niet juist is (Youngs & Towner, 1970; Philip, 1970). Het feit dat er een hele familie van e-ϑ-curven bestaat, betekent dat er voor iedere P sprake is van een ander punt waarvoor bij de heersende P de hoogste volumieke massa van de natte bulkgrond bereikt wordt. Evenzo kan het voorkomen dat er helemaal geen $^{b}\rho_{max}$-waarde bestaat. De experimentele gegevens betreffende het e-ϑ-diagram zijn dusdanig dat situaties waarin $de/d\vartheta = 0$ of $d^2e/d\vartheta^2 = 0$ kunnen voorkomen, terwijl $de/d\vartheta$ en $^{b}\rho$ in het luchtintreepunt discontinu kunnen zijn (Groenevelt & Parlange, 1974). In figuur 68 is de situatie getekend zoals ontleend aan figuur 56. Voor P_0 is er wel een snijpunt tussen $^{b}\rho^{-1}$ en $de/d\vartheta$

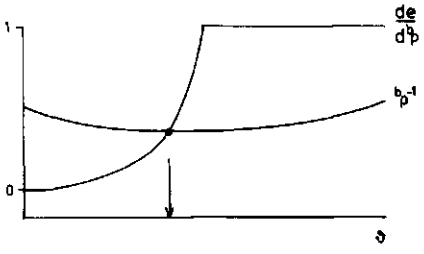


Fig. 67. De $de/d\vartheta$ en $(^{b}\rho)^{-1}$ functies van een grond welke slechts een unieke e-ϑ-curve kent voor iedere waarde van P. Pijl: de 'pycnotatic' waarde van $^{b}\rho$.

Fig. 67. The $de/d\vartheta$ and $(^{b}\rho)^{-1}$ functions of a soil with only one e-ϑ curve for any value of P. Arrow: the pycnotatic point of $^{b}\rho$.

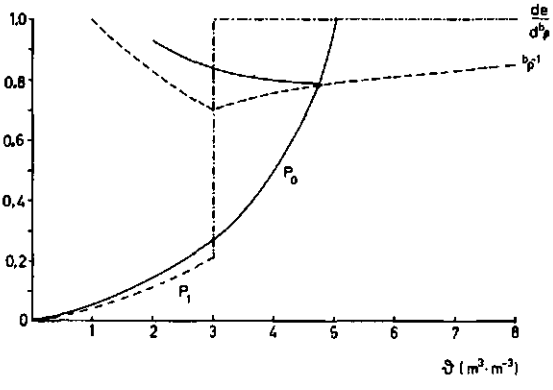


Fig. 68. De $de/d\vartheta$- en $(^{b}\rho)^{-1}$-functies van twee $(e$-$\vartheta)_P$-curven uit het diagram zoals weergegeven in figuur 56.

Fig. 68. The $de/d\vartheta$ and $(^{b}\rho)^{-1}$ functions of two $(e$-$\vartheta)_P$ curves from Fig. 56.

maar voor P_1 en hogere waarden van P valt dit snijpunt samen met die waarde van ϑ waar juist zowel $de/d\vartheta$ als ${}^{b}\rho^{-1}$ discontinu zijn. Het is daarom onwaarschijnlijk dat er in de praktijk een 'pycnotatic' profiel kan ontstaan.

De afhankelijkheid van e-ϑ van P maakt het mogelijk dat er zich in een evenwichtsprofiel verschillende zones tegelijkertijd voordoen, zowel 'hydric' ($d\vartheta/dh > 0$) als 'pycnotatic' ($d\vartheta/dh = 0$) en wellicht ook 'xeric' ($d\vartheta/dh < 0$). Dat hydric profielen kunnen voorkomen werd experimenteel bevestigd door Stroosnijder & De Swart (1974) en Talsma (1974) en is ook reeds lang bekend uit de grondmechanica van sedimenten op grotere diepte.

Voor stationaire vertikale stroming geldt:

$$J^V = K(\vartheta,P)\frac{dp}{dh} + K(\vartheta,P)\rho_1 g \tag{175}$$

welke gewone differentiaalvergelijking geïntegreerd kan worden tot:

$$h(p) = \int_{p(h=o)}^{p(h)} \frac{K(\vartheta,P)}{J^V - K(\vartheta,P)\rho_1 g}\, d\alpha \tag{176}$$

Indien $K(\vartheta, P)$ niet als een functioneel verband bekend is, kan (176) slechts d.m.v. numerieke integratie berekend worden.

Voor niet-stationaire stroming geldt dat, indien uitsluitend de absorptiekracht wordt beschouwd, (167) in twee opzichten vereenvoudigd wordt. In dat geval speelt immers de zwaartekracht geen rol en mag men de last P constant veronderstellen. Voor constante P en invoering van:

$$D(\vartheta)_P = \frac{K(\vartheta)_P}{1 + e(\vartheta)_P}\left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_P \tag{177}$$

geldt:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m}\left[D(\vartheta)_P \frac{\partial p}{\partial m}\right] \tag{178}$$

Met de voorwaarden:

$$\left.\begin{array}{llll} \vartheta = \vartheta_i & m > 0 & t = 0 \\ \vartheta = \vartheta_s & m = 0 & t \geq 0 \end{array}\right\} \tag{179}$$

is deze bekende diffusievergelijking voor iedere $D(\vartheta)_P$ oplosbaar. In tegenstelling tot bij de rigide gronden geldt de overgang $\partial p/\partial m = (\partial p/\partial \vartheta)(\partial \vartheta/\partial m)$ nagenoeg altijd daar $p = p(\vartheta)$ altijd bestaat. Een oplossing van (178) met (179) kan verkregen worden met semi-analytische methoden, zoals die van Philip (1955, 1973) en Parlange (1972) (zie ook paragraaf 4.2) en is van de vorm:

$$m(\vartheta,t) = \beta(\vartheta)\sqrt{t} \tag{180}$$

waarin $\beta(\vartheta)$ een bekende functie van ϑ is. Terugtransformeren naar het rigide coördinaatstelsel levert:

$$s(\vartheta,t) = (1 - e_i)m - \int_m^\infty (e - e_i)\,\mathrm{d}\alpha \tag{181}$$

Eén van de belangrijkste conclusies van (180) is dat:

$$i = \int_0^\infty (\theta - \theta_i)\,\mathrm{d}s = \sqrt{t}\int_0^\infty (\vartheta - \vartheta_i)\,\mathrm{d}m = S\sqrt{t} \tag{182}$$

zodat ook in zwellende gronden geldt dat de cumulatieve infiltratie evenredig is met $\sqrt{t}$ zolang de invloed van de zwaartekracht en van de variabele P verwaarloosd mogen worden. Theoretische beschouwingen over het absorptieproces worden vermeld in Philip & Smiles (1969), terwijl de experimentele bevestiging van (182) verkregen werd door Smiles & Harvey (1973).

Voor vertikale neerwaartse stroming (infiltratie) geldt (167). Deze vergelijking kan in de ϑ-vorm geschreven worden (omdat $p = p(\vartheta)$ maar ook in de p-vorm m.b.v. $\vartheta = \vartheta(p)$. In beide gevallen wordt er een nieuwe parameter geïntroduceerd, i.e. $D(\vartheta, P)$ of $C(\vartheta, P)$. Analytische oplossingen van (167) zijn niet bekend, immers $D(\vartheta, P)$ is nog van geen enkele grond bekend. Er zijn twee manieren om desondanks m.b.v. (167) inzicht te verkrijgen in het proces van infiltratie. De eerste manier geldt een 'finite-difference'-benadering van de vergelijking en de oplossing ervan m.b.v. een computer. Een voorbeeld hiervan zal in de volgende paragraaf besproken worden. De tweede manier van beschouwen is het maken van een schatting van het effect van de zwaartekracht t.o.v. het absorptieproces. Evenals in stabiele gronden geldt dat voor kleine tijd het infiltratieproces benaderd kan worden d.m.v. het absorptieproces. Bij overschrijding van een zekere tijdsgrens wordt het effect van de zwaartekracht t.o.v. dat van absorptie zo groot dat het niet langer verwaarloosd mag worden. M.b.v. de bekend veronderstelde parameters $D(\theta)$ en $K(\theta)$ kan men een schatting maken voor het tijdstip waarvoor het voorgaande geldt (zie ook hoofdstuk 5).

Men kan vervolgens nagaan hoe dit tijdstip bij zwellende gronden berekend zou kunnen worden en of de zwaartekracht in zwellende gronden wel op eenzelfde manier werkt als in stabiele gronden. Dit laatste verdient een nadere toelichting, immers de zwaartekracht heeft bij vertikale neerwaartse stroming een dubbel effect op de drijvende kracht. Enerzijds via een term welke in de 'klassieke stromingsvergelijkingen' wel de zwaartekrachtsterm werd genoemd en anderzijds via de envelopdrukgradiënt welke immers ook een rechtstreeks gevolg is van de aanwezigheid van het zwaartekrachtsveld.

Uit (164) volgt dat de extra drijvende kracht welke bij vertikale neerwaartse stroming optreedt gelijk is aan:

$$J^v\,(\mathrm{grav}) = -K(\vartheta,P)\frac{\mathrm{d}p^e}{\mathrm{d}z} + K(\vartheta,P)\rho_1 g \tag{183}$$

Er kunnen zich drie situaties voordoen:

1. $\dfrac{\mathrm{d}p^e}{\mathrm{d}z} > \rho_1 g \rightarrow$ zwaartekrachtseffect negatief

2. $\frac{dp^e}{dz} = \rho_1 g \rightarrow$ zwaartekrachtseffect nul

3. $\frac{dp^e}{dz} < \rho_1 g \rightarrow$ zwaartekrachtseffect positief

Het eerste geval komt voor onder zeer natte condities in de bodem. Indien het effect van de zwaartekracht negatief is kunnen we de infiltratie in een zwellende grond vergelijken met de capillaire opstijging in een niet-zwellende grond. Condities 2 en 3 kunnen zich voordoen in drogere zwellende gronden. Indien conditie 2 geldt gedurende een aanzienlijke tijd is het duidelijk dat het belang van de bekende oplossing voor absorptiestroming (zoals (180) en (182)) groot is.

Het eerste geval werd bevestigd door Smiles (1974a) en Smiles (1974b). Infiltratiemetingen in onverzadigde grond zijn niet bekend uit de literatuur. In paragraaf 7.10 wordt een eigen experiment toegelicht. De cumulatieve infiltratie vertoont een gecompliceerder verloop dan volgens de voorgaande theorie verwacht zou worden. Dit komt enerzijds door het optreden van driedimensionale zwelling en het niet gelden van de voorwaarde voor onmiddellijke evenwichtsinstelling tussen e, ϑ, p en P.

7.9 Numeriek simulatiemodel voor infiltratie in zwellende grond

In figuur 69 is een digitaal rekenmodel afgebeeld waarmee de infiltratie in een zwellende grond berekend kan worden. Dit model is in de simulatietaal CSMP (zie paragraaf 4.1) geschreven. Het bevat 84 regels, waarvan de belangrijkste hier besproken zullen worden. De regels welke niet besproken worden, hebben betrekking op standaardsubroutines (zoals AFGEN, IMPULS, TWOVAR, etc.) of op de organisatie van de berekeningen (zie hiervoor, IBM, System/360 Continuous System Modelling Program, User's manual).

regel nr.

5 Hier begint het initiële gedeelte van het rekenmodel, dat tijdens de totale berekening slechts éénmaal doorlopen wordt.

9 Dit is een tabel, waarin de waarde van ϑ aan het bodemoppervlak als functie van de tijd (in dagen) is gegeven. Hiermee kan men een vertraagde evenwichtsinstelling aan het bodemoppervlak simuleren.

10–15 Een groep van drie tabellen, waarvan de eerste de waarde van de tensiometerdruk geeft als functie van ϑ voor een constante belasting P gelijk aan nul. De tweede en derde tabel geven dezelfde relatie weer voor respectievelijk $P = 90$ mbar en $P = 180$ mbar. Deze tabellen werden ontleend aan figuur 49.

16–18 Deze drie tabellen geven voor dezelfde waarden van P als in nr 10–15 vermeld werden, de void-verhouding e als functie van ϑ. Deze relaties werden ontleend aan figuur 63.

19–24 Voor nogmaals dezelfde waarden van P geven deze tabellen k (in $\mathrm{cm \cdot d^{-1}}$) als functie van ϑ, welke relaties ontleend werden aan figuur 66.

Fig. 69. Een digitaal simulatieprogramma (CSMP) voor de waterbeweging in zwellende gronden.

```
TITLE    MOISTURE DYNAMICS    IN SWELLING SOIL
*LEO STROOSNIJDER ON DEC=10 AUG,1975
/      DIMENSION IAMW(25),NFL(25),AMW(25)
/      EQUIVALENCE (IAMW(1),IAMW1),(NFL(1),NFL1),(AMW(1),AMW1)
INITIAL
NOSORT
STORAGE TTA(25),DEP(25),VOID(25),PTS(25),CD(25),FLR(26)
STORAGE PLD(25),ACD(25),AVOD(25)
FUNCTION TTATB=0.0,3.82,0.041667,6.0,10.,6.0
FUNCTION PTENS1=0.0,-1000.,2.15,-300.,2.75,-200.,4.,-100.,5.50,...
                -50.,6.0,-0.,7.0,+100.
FUNCTION PTENS2=0.0,-1000.,1.98,-300.,2.36,-200.,3.15,-100.,3.7,...
                -50.,4.3,-0.,6.0,+100.
FUNCTION PTENS3=0.0,-1000.,1.85,-300.,2.16,-200.,2.65,-100.,2.9,...
                -50.,3.25,-0.,6.0,+100.
FUNCTION TVOID1=0.,1.55,5.,5.,6.,6.
FUNCTION TVOID2=0.,1.45,3.1,3.1,6.,6.
FUNCTION TVOID3=0.,1.4,2.55,2.55,6.,6.
FUNCTION COND1=0.,0.0001,1.,0.0007,2.,0.005,3.,0.04,4.,0.27,...
                5.,2.,6.,3.,7.,3.
FUNCTION COND2=0.,0.0001,1.,0.0015,2.,0.024,3.,0.4,3.2,0.7,...
                4.,1.25,5.,2.,6.,3.,7.,3.
FUNCTION COND3=0.,0.0001,1.,0.0025,2.,0.06,2.5,0.3,3.,0.6,...
                4.,1.25,5.,2.,6.,3.,7.,3.
TABLE LOAD(1-3)=0.,90.,180.
STORAGE PTENS(3),NXYA(3),TVOID(3),NXYB(3),COND(3),NXYC(3),LOAD(3)
FIXED ITAG1,ITAG2,ITAG3,NL,K
PARAM ITAG1=0,ITAG2=0,ITAG3=0
PARAM SPGRAV=2.7,TML=1.,NL=25
TABLE TTA(1-25)=3.81,3.81,3.80,3.80,3.79,3.78,3.78,3.77,3.77,3.76,...
                3.76,3.76,3.75,3.75,3.75,3.75,3.76,3.76,3.76,3.76,...
                3.76,3.75,3.74,3.72,3.32
      DO 1 I=1,NL
    1 IAMW(I)=TML*TTA(I)
DYNAMIC
NOSORT
      TTAS=AFGEN(TTATB,TIME)
      PTSS=TWOVAR(PTENS1,3,LOAD,NXYB,0.,TTAS,ITAG2)
      PRTIME=IMPULS(0.0,0.041667)
      PLD(1)=0.5*TML*(SPGRAV+TTA(1))
      DO 2 I=2,NL
    2 PLD(I)=PLD(I-1)+0.5*TML*(2.*SPGRAV+TTA(I)+TTA(I-1))
      DO 3 I=1,NL
      VOID(I)=TWOVAR(TVOID1,3,LOAD,NXYA,PLD(I),TTA(I),ITAG1)
    3 CD(I)=TWOVAR(COND1,3,LOAD,NXYC,PLD(I),TTA(I),ITAG3)
      K=NL-1
      DO 4 I=1,K
    4 PTS(I)=TWOVAR(PTENS1,3,LOAD,NXYB,PLD(I),TTA(I),ITAG2)
      PTS(NL)=0.
      DO 5 I=2,NL
      ACD(I)=0.5*(CD(I-1)+CD(I))
      AVOD(I)=0.5*(VOID(I-1)+VOID(I))
    5 FLR(I)=ACD(I)*(1.+(PTS(I-1)-PTS(I))/(0.5*TML*(2.+VOID(I-1)+...
      VOID(I))))
*     FLR(1)=0.
      FLR(1)=CD(1)*((PTSS-PTS(1))/(0.5*TML*(1.+VOID(1))))
      FLR(NL+1)=CD(NL)*(1.+3.*(2.*PTS(NL)-3.*PTS(NL-1)+...
      PTS(NL-2))/(VOID(NL)+VOID(NL-1)+VOID(NL-2)))
      DO 6 I=1,NL
      NFL(I)=FLR(I)-FLR(I+1)
    6 TTA(I)=AMW(I)/TML
      AMW1=INTGRL(IAMW1,NFL1,25)
      CINF=INTGRL(0.,FLR(1))
      PRTPLT CINF
      DEP(1)=0.5*TML*(1.+VOID(1))
      DO 7 I=2,NL
    7 DEP(I)=DEP(I-1)+0.5*TML*(1.+VOID(I)+VOID(I-1))
      IF(PRTIME.GT.0. .AND. KEEP.EQ.1) GO TO 8
      GO TO 12
    8 WRITE(6,9) TIME
      WRITE(6,13)
      DO 11 J=1,25
   11 WRITE(6,10) J,DEP(J),VOID(J),PLD(J),PTS(J),CD(J),TTA(J),FLR(J),...
```

```
74          NFL(J)
75       12 CONTINUE
76        9 FORMAT(5X,5HTIME=,F5.2)
77       10 FORMAT(2X,I2,F7.2,F5.2,F7.2,F8.2,F7.4,F5.2,E12.4,E12.4)
78       13 FORMAT(2X,1HJ,4X,3HDEP,2X,4HVOID,3X,3HPLD,5X,3HPTS,
79         $4X,2HCD,4X,3HTTA,4X,3HFLR,10X,3HNFL)
80    METHOD RECT
81    TIMER FINTIM=1.0005,PRDEL=0.041667,OUTDEL=0.041667,DELT=0.0005
82    END
83    STOP
84    ENDJOB
```

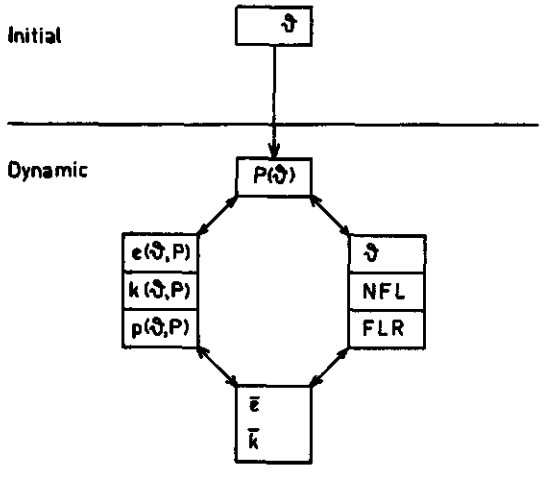
Fig. 69. Digital simulation program (CSMP) for flow of water in swelling soils.

29 De dichtheid van de vaste fase wordt gespecificeerd (SPGRAV = 2,7), evenals de laagdikte in het materiaalcoördinaatstelsel (TML = 1) en het aantal laagjes (NL = 25).

30–32 Deze tabel geeft de initiële waarde van ϑ (TTA) voor alle 25 laagjes. De initiële waarden werden ontleend aan het evenwichtsvochtprofiel dat behoort bij een gefixeerde grondwaterstand op 1,15 m diepte. Dit evenwichtsprofiel werd m.b.v. het hierbeschreven rekenmodel verkregen door de regels 37, 38 en 56 te vervangen door regel 55.

33–34 Hiermee wordt de hoeveelheid bodemvocht (in cm) per laag berekend. Deze berekening geschiedt door het volumetrisch vochtgehalte $\theta = \vartheta/(1 + e)$ te vermenigvuldigen met de laagdikte in het rigide coördinaatstelsel, $\Delta z = (1 + e)\Delta m$.

35 Hier begint het dynamische gedeelte van het simulatiemodel. Dit deel wordt in iedere tijdstap (DELT) éénmaal doorlopen. De berekeningen welke in dit gedeelte plaatsvinden zijn weergegeven in onderstaand schema.



37 De vochtfractie aan het bodemoppervlak (TTAS) wordt opgezocht in de tabel van regel 9. Hierbij wordt eventueel lineair geïnterpoleerd (AFGEN) tussen de verschillende opgegeven waarden.

38 De tensiometerdruk aan het bodemoppervlak (PTSS) wordt afgelezen uit

de serie tabellen in de regels 10–15. Hierbij zijn de onafhankelijke variabelen: de last aan het bodemoppervlak (welke gelijk aan nul is gesteld) en het vochtgehalte TTAS. De subroutine 'TWOVAR' regelt zowel de lineaire interpolatie binnen één tabel als die tussen de tabellen onderling (Luke, 1969).

40–42 Hierin wordt voor ieder laagje de last welke in het midden van een laagje voorkomt, berekend. Omdat het nat-volumegewicht geschreven kan worden als: (SPGRAV + TTA)/(1 + VOID), en $\Delta z = (1 + e)\Delta m$, wordt de last in het laagje met rangnummer I, PLD(I), berekend zoals weergegeven in regel 42.

43–48 Voor iedere laag wordt achtereenvolgens $e(\vartheta, P)$, $k(\vartheta, P)$ en $p(\vartheta, P)$ opgezocht m.b.v. de TWOVAR-subroutine uit de tabellen welke in het initiële gedeelte van het model zijn gespecificeerd.

49 De tensiometerdruk in de onderste laag wordt hier gelijk aan nul gesteld. Hiermee wordt bereikt dat het (absolute) niveau van het grondwater onveranderd blijft ook indien het maaiveld zou stijgen t.g.v. het zwellen van de bovengelegen grond. Dit impliceert dat in het rigide coördinaatstelsel met $z = 0$ aan het maaiveld de grondwaterstand dieper komt te liggen bij zwelling van de bovengrond, maar dat in het materiaalcoördinaatstelsel deze stand niet verandert.

50–52 Hiermee worden gemiddelde waarden voor k en e op de grenzen tussen de laagjes berekend.

53 Hiermee worden de fluxen tussen de laagjes berekend. Tussen de laagjes I en I-1 geldt:

$$J^V(I) = \bar{k}\,(1 + \Delta PTS/\Delta z)$$

waarin:

$$\Delta PTS = PTS(I\text{-}1) - PTS(I) \text{ en } \Delta z = 0{,}5 * TML * [1 + VOID(I-1)] + 0{,}5 * TML * [1 + VOID(I)]$$

55–56 Eén van deze beide regels specificeert de flux door het bodemoppervlak. In het eerste geval wordt deze flux gelijk aan nul gesteld, terwijl de tweede regel een situatie van bassinbevloeiing met vertraagde evenwichtsinstelling aan het maaiveld voorstelt.

57–58 Specificeert de flux aan de onderzijde van het 25ste (onderste) laagje m.b.v. een extrapolatie van de gradiënt van de hydraulische potentiaal.

59–62 De nettostroming in iedere laag wordt berekend uit het verschil tussen de in- en uitstromende flux. Vervolgens wordt de hoeveelheid vocht in iedere laag na verhoging van de tijd, met DELT berekend d.m.v. een Euler- ($Y_{t+\Delta t} = Y_t + \dot{Y}_t \Delta t$) integratiesubroutine (INTGRL met specificatie METHOD RECT, zie regel 80). Na de integratie worden de nieuwe waarden voor ϑ berekend en kunnen alle berekeningen in het dynamische gedeelte van het model opnieuw aanvangen. Voordat dit echter gebeurt volgen nog

enkele regels betreffende de weergave van de berekeningsresultaten.

63–64 De cumulatieve infiltratie wordt berekend door de flux welke het bodemoppervlak passeert te integreren over de tijd. Deze cumulatieve infiltratie wordt met een PRTPLT-subroutine weergegeven zoals in figuur 70A.

65–67 De diepten van de middens van alle laagjes worden berekend in het rigide coördinaatstelsel.

Fig. 70. A: Weergave van $i(t)$ door de CSMP PRTPLT subroutine.
B: Voorbeeld van de uitvoer per ieder uur infiltratie.

```
 TIME          CINF        I
0,0000E+01    0,0000E+01   +
4,1667E-02    1,8361E-01   +
8,3334E-02    1,2435E+00   +------+
1,2500E-01    2,5589E+00   +-----------+
1,6667E-01    3,2941E+00   +-----------------+
2,0833E-01    3,9250E+00   +--------------------+
2,5000E-01    4,4752E+00   +-----------------------+
2,9167E-01    4,9688E+00   +------------------------+
3,3334E-01    5,4176E+00   +--------------------------+
3,7500E-01    5,8181E+00   +----------------------------+
4,1667E-01    6,1886E+00   +-----------------------------+
4,5834E-01    6,5369E+00   +-------------------------------+
5,0000E-01    6,8668E+00   +--------------------------------+
5,4167E-01    7,1810E+00   +---------------------------------+
5,8334E-01    7,4818E+00   +----------------------------------+
6,2500E-01    7,7706E+00   +-----------------------------------+
6,6667E-01    8,0489E+00   +------------------------------------+
7,0834E-01    8,3178E+00   +-------------------------------------+
7,5001E-01    8,5784E+00   +--------------------------------------+
7,9167E-01    8,8314E+00   +---------------------------------------+
8,3334E-01    9,0773E+00   +----------------------------------------+
8,7501E-01    9,3162E+00   +-----------------------------------------+
9,1667E-01    9,5466E+00   +------------------------------------------+
9,5834E-01    9,7698E+00   +-------------------------------------------+
1,0000E+00    9,9869E+00   +--------------------------------------------+
```

```
   TIME= 0,96
J     DEP    VOID     PLD      PIS      CD      TTA      FLR          NFL
 1    3,44   5,89    4,29    -6,10   2,8871   5,89   0,5279E+01   0,4258E-01
 2    9,75   5,72   12,80   -12,20   2,7194   5,72   0,5236E+01   0,1325E+00
 3   15,87   5,54   21,12   -18,44   2,5360   5,54   0,5103E+01   0,2247E+00
 4   21,72   5,15   29,17   -25,30   2,1542   5,15   0,4879E+01   0,6742E+00
 5   27,20   4,82   36,83   -32,37   1,7013   4,78   0,4205E+01   0,7951E+00
 6   32,38   4,53   44,14   -39,60   1,2961   4,44   0,3409E+01   0,8909E+00
 7   37,29   4,30   51,15   -45,82   1,0464   4,19   0,2519E+01   0,6813E+00
 8   42,00   4,13   57,96   -50,33   0,9241   4,02   0,1837E+01   0,5558E+00
 9   46,57   4,02   64,63   -52,26   0,9323   3,93   0,1281E+01   0,3692E+00
10   51,05   3,94   71,22   -52,07   0,9637   3,86   0,9123E+00   0,2823E+00
11   55,45   3,87   77,76   -50,31   1,0027   3,82   0,6300E+00   0,2014E+00
12   59,79   3,81   84,27   -47,50   1,0472   3,79   0,4286E+00   0,1351E+00
13   64,08   3,77   90,74   -44,03   1,0888   3,77   0,2936E+00   0,9267E-01
14   68,34   3,76   97,20   -40,14   1,0837   3,76   0,2009E+00   0,5778E-01
15   72,59   3,75  103,66   -36,02   1,0804   3,75   0,1431E+00   0,3075E-01
16   76,84   3,75  110,11   -31,77   1,0781   3,75   0,1124E+00   0,9920E-02
17   81,09   3,74  116,55   -27,47   1,0758   3,74   0,1025E+00  -0,6548E-02
18   85,33   3,74  122,99   -23,21   1,0730   3,74   0,1090E+00  -0,2026E-01
19   89,56   3,73  129,42   -19,05   1,0688   3,73   0,1293E+00  -0,3245E-01
20   93,79   3,72  135,85   -15,04   1,0624   3,72   0,1617E+00  -0,4387E-01
21   98,00   3,70  142,26   -11,25   1,0529   3,70   0,2056E+00  -0,5487E-01
22  102,19   3,68  148,65    -7,72   1,0394   3,68   0,2605E+00  -0,6226E-01
23  106,36   3,65  155,02    -4,52   1,0203   3,65   0,3227E+00  -0,7197E-01
24  110,49   3,61  161,35    -1,70   0,9931   3,61   0,3947E+00  -0,8032E-01
25  114,30   3,01  167,36     0,00   0,5773   3,01   0,4750E+00  -0,2019E+00
```

Fig. 70. A: Copy of the $i(t)$ output from the CSMP PRTPLT output subroutine.
B: Example of output after each hour of infiltration.

68–79 Deze regels zorgen ervoor, dat na ieder uur infiltratie de gegevens worden geprint zoals weergegeven in figuur 70B.

80 Specificeert de te gebruiken integratiemethode.

81 Regelt de duur van de simulatie (FINTIM), de tijd waarop weergave van berekeningsresultaten wordt gegeven en de tijdstap welke in de Euler-integratie wordt gebruikt (alle tijden vermeld in dagen).

De resultaten van een 24 uur durende infiltratie zijn weergegeven in figuur 71 en figuur 72. De cumulatieve infiltratie tegen $\sqrt{t}$ vertoont aanvankelijk een S-vorm, maar gaat later over in een lineair verband. De totale rekentijd voor deze simulatie (inclusief het vertalen van het programma, etc.) bedroeg 2,5 min op een DEC-10-machine.

Daar, in het onderhavige geval, de invoergegevens zijn ontleend aan een veronder-

Fig. 71. Een bassinbevloeiing gedurende 24 h zoals berekend door het in figuur 69 vermelde programma.

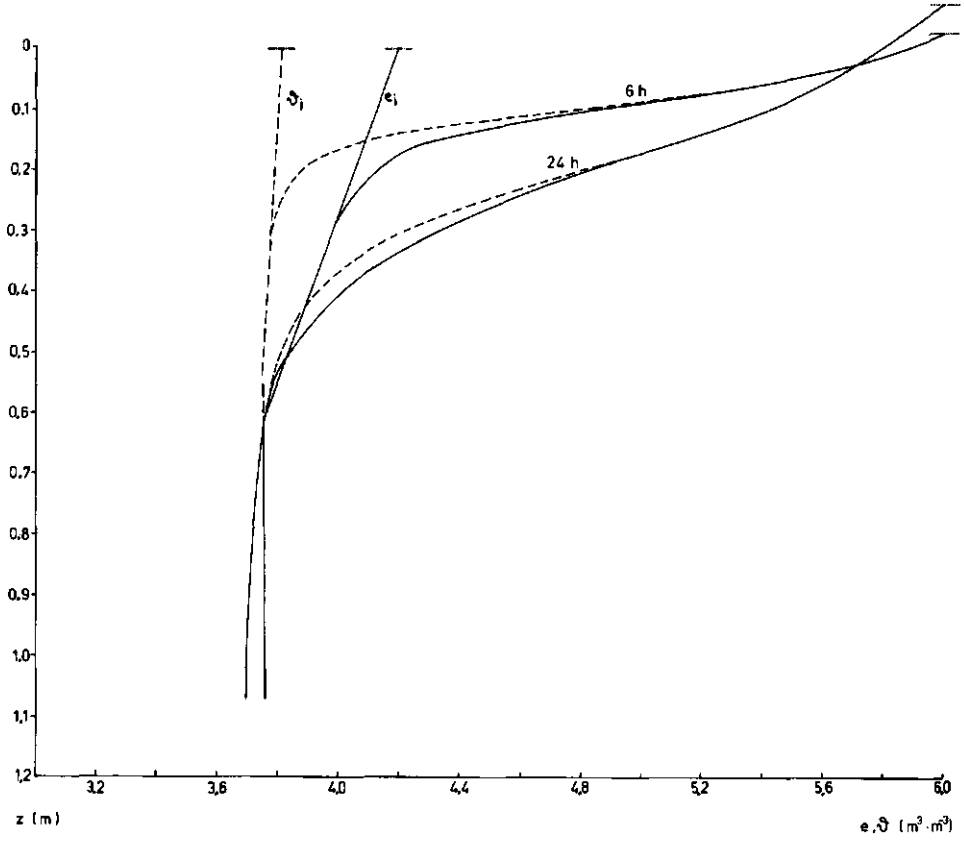


Fig. 71. A basin irrigation for 24 h as estimated by the program showed in Fig. 69.

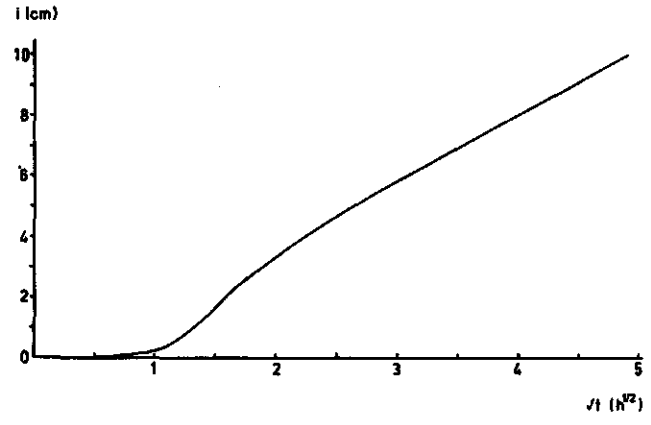


Fig. 72. De i-$\sqrt{t}$-relatie van de in figuur 71 weergegeven infiltratie.

Fig. 72. The i-$\sqrt{t}$ relation from the infiltration given in Fig. 71.

steld 'niet onredelijk fysisch gedragspatroon van een zwellende grond opgehangen aan enkele meetgegevens', heeft het resultaat van de berekening voornamelijk betekenis als een controle op het functioneren van het simulatiemodel. Er van uitgaande dat de gevonden curve het te verwachten infiltratie gedrag weergeeft, slechts indien een grond de veronderstelde $p(P, \vartheta)$-, $k(P, \vartheta)$- en $e(P, \vartheta)$-karakteristieken bezit, kan niettemin het volgende worden opgemerkt:

– De geringe infiltratie gedurende het eerste uur is een gevolg van de vertraagde evenwichtsinstelling aan het bodemoppervlak. De vochtverhouding ter plaatse neemt gedurende het eerste uur lineair toe van de intiële waarde ($\vartheta = 3{,}82$) tot de maximale waarde ($\vartheta = 6{,}00$).

– Nadat de vochtfractie en dus ook de doorlatendheid aan het bodemoppervlak tot de maximale waarden zijn gestegen, kan men in het i-$\sqrt{t}$-verband een traject onderscheiden waar de toename van i meer dan evenredig met $\sqrt{t}$ geschiedt. In analogie met de infiltratietheorieën van rigide gronden kan men stellen dat gedurende dit traject de zwaartekracht (in vergelijking tot de absorptiekracht van de grond) aanzienlijk tot de infiltratie bijdraagt).

– Ná deze fase blijkt, dat wanneer het bevochtigingsfront zich op enige diepte in de grond bevindt, de invloed van de last het effect van de zwaartekracht gedurende verdere bevochtiging compenseert. Dit heeft dan tot gevolg dat de infiltratie verder zal verlopen zoals een absorptieproces in een rigide grond en dan zal gelden dat i evenredig met $\sqrt{t}$ toeneemt.

Uit het gegeven voorbeeld blijkt voorts dat de gebruikte rekentechniek geschikt is om bij verder onderzoek naar de vochtbeweging in zwellende gronden te gebruiken. De geringe rekentijd maakt voorts deze methode zo weinig kostbaar dat indien betrouwbare gegevens beschikbaar zijn, men hiermee voorspellingen op langere termijn zou kunnen verkrijgen. Hiermee wordt een eerdere opmerking in deze (zie hoofdstuk 1) bevestigd, nl. dat het knelpunt bij de beschrijving van het infiltratiegedrag bij het ontbreken van, en de experimentele moeilijkheden m.b.t. het verkrijgen van betrouwbare meetgegevens voor uiteenlopende bodems is gelegen.

7.10 Experimentele gegevens

De experimenten welke in deze paragraaf besproken zullen worden hebben slechts een kwalitatief karakter. In de eerste plaats wordt dit veroorzaakt doordat nieuwe experimentele technieken ontwikkeld moesten worden. Pas zeer recent zijn deze technieken beschikbaar (zie paragraaf 2.1.1) en konden de eerste metingen verricht worden. Een tweede probleem was het kiezen van de juiste grond en de juiste omstandigheden. Zo gedroeg Nederlandse Winsum-klei zich als een niet-zwellende grond, Indonesische margalietklei (Koenigs, 1961) als een extreem zwellende grond en Joegoslavische Smonica-klei (Filipović, 1975) als een redelijk zwellende grond. Een gestandaardiseerde behandelingsmethode van kleigronden tijdens laboratoriumexperimenten is evenmin bekend. Zo rijst de vraag of er een erg groot verschil is indien men met geroerde en gemalen monsters werkt i.p.v. met ongestoorde grondkolommen. Ook omtrent de chemische samenstelling van de te infiltreren vloeistof zijn nog geen praktische richtlijnen bekend.

7.10.1 De vochtkarakteristiek

Kleine monsterringen, met een doorsnede van 4,5 cm en een hoogte van 1 cm, werden gevuld met klei en afgedekt met een poreus plaatje. Op dit plaatje kon een gewicht geplaatst worden. De monsterring stond op een fijn poreuze bodemplaat. Het monster werd d.m.v. deze bodemplaat in contact gehouden met water waarvan de druk lager was dan atmosferische druk. Proefmetingen aan margalietklei zijn weergegeven in tabel 9 en figuur 73.

7.10.2 De krimpkarakteristiek

De krimpkarakteristiek kan op twee manieren worden bepaald: Ten eerste d.m.v. een afzonderlijk experiment aan kleine grondmonsters in het laboratorium.

De te onderzoeken klei werd met water verzadigd tot een pasta welke in speciale ringen gesmeerd werd. Zulk een ring is schematisch weergegeven in figuur 74. Het monster in de ring (diameter 12 cm en hoogte 3 cm), is aan alle zijden omgeven door perspexwanden met een groot aantal gaten. Deze perforatie is noodzakelijk om later een redelijk snelle uitdroging te verkrijgen. Om te voorkomen dat vooral bij de belaste monsters, de klei door deze gaten wegvloeit zijn alle perspexraakvlakken met een zeer fijn poreus nylon bespannen. De poreuze plaat waarmee het monster is afgedekt kan nagenoeg zonder weerstand op en neer bewegen binnen de perspexring en kan met een gewicht worden belast. Het hulpstuk dient om een goede luchtcirculatie over alle zijden van het monster te creëren.

Verschillende monsterringen werden nu in een stoof bij 50 °C te drogen gezet en op gezette tijden doorgemeten met het dubbel-gammaapparaat (zie paragraaf 2.1). De gammametingen beperkten zich tot de middelste 2 cm van het 3 cm hoge monster om randeffecten welke de meting zouden kunnen beïnvloeden uit te sluiten. In de

Tabel 9. Enkele voorlopige experimentele waarnemingen van de vochtkarakteristiek van margalietklei. (Tekens tussen haken als in fig. 73.)

Druk van het water in de poreuze bodemplaat/Pressure of water in the porous bottom plate (mbar)	Last op monster Load on the sample (mbar · cm $^{-2}$)	ϑ na bereiken van evenwicht ϑ after equilibration
−60	3 (+)	2,67
−60	3 (+)	2,59
0	62 (○)	2,65
−50	3 (+)	2,71
−40	0 (○)	3,08
0	40 (×)	2,73
−30	3 (+)	2,97

Table 9. Some preliminary experimental values for moisture characteristics of margalitic clay. (Signs between brackets refer to Fig. 73.)

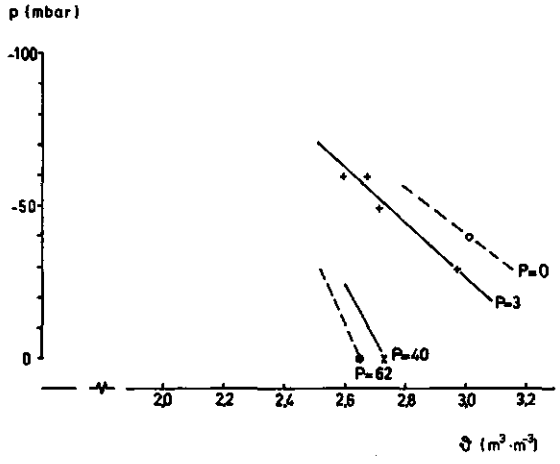


Fig. 73. Enkele punten van de vochtkarakteristiek van margalietklei.

Fig. 73. Some points from the retentivity curve of margalite clay.

Fig. 74. Doorsnede van een ring met behulp waarvan de krimpkarakteristiek bepaald kan worden.

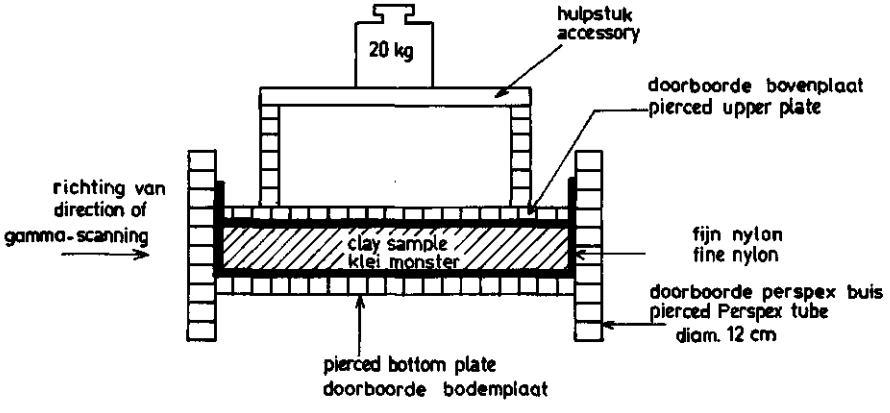


Fig. 74. Cross-section of a ring used to estimate the shrinkage characteristic.

Fig. 75. Het uitdrogingsverloop van een onbelast margalietmonster. De linker waarden zijn voor ϑ en de rechter voor e. ●: Begintoestand. ×: Na drogen bij 50 °C gedurende 1 d. ○: Na drogen gedurende 2 d. +: Na drogen gedurende 7 d.

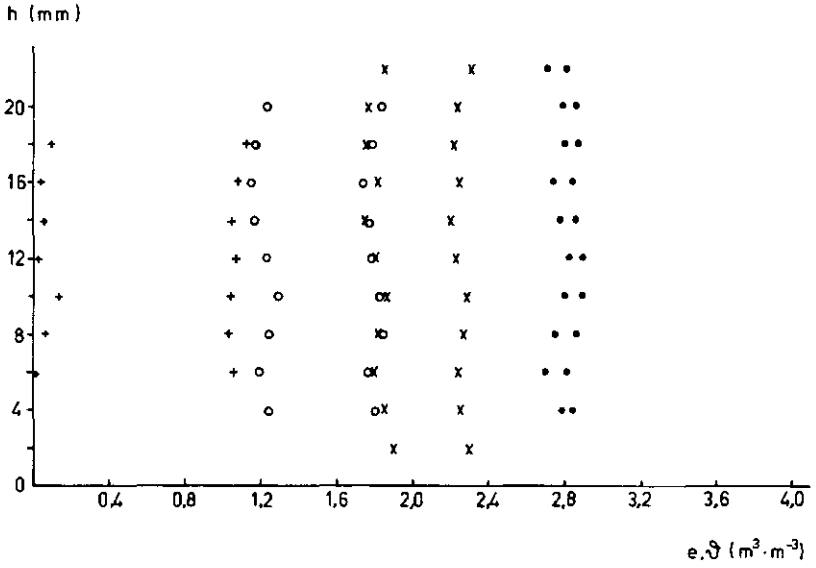


Fig. 75. Drying of an unloaded margalite clay. Points for e are on the right of those for ϑ. ●: Initial situation. ×: After drying for 1 d at 50 °C. ○: After drying for 2 d. +: After drying for 7d.

Fig. 76. Het uitdrogingsverloop van een margaliet monster met P = 178 mbar. Verklaring der tekens zoals in figuur 75.

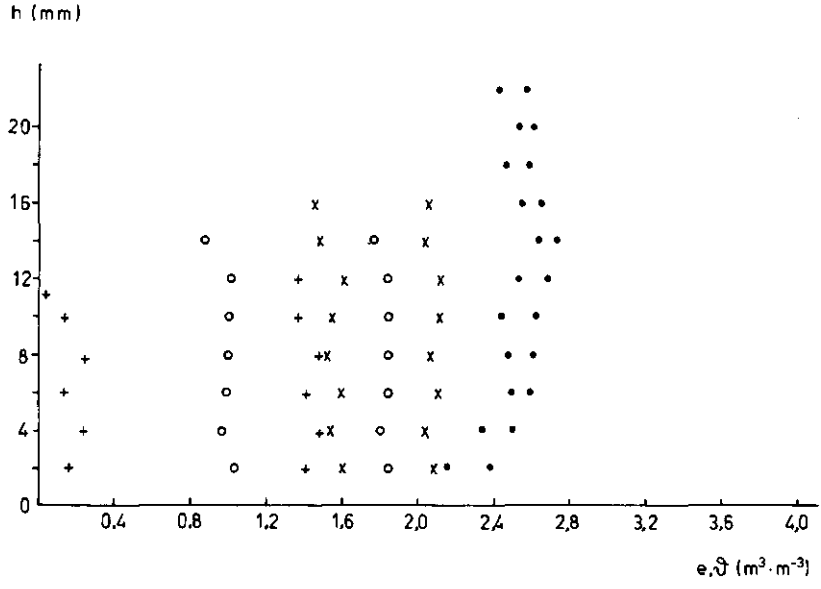


Fig. 76. Drying of a margalite sample under load, P = 178 mbar. Key as in Fig. 75.

figuren 75 en 76 is het verloop van e en ϑ weergegeven voor een onbelast, en een met een $P = 178$ mbar belast monster van margalietklei. De totale droogtijd bedroeg 12 dagen waarin 8 metingen werden verricht. In de figuren zijn slechts de initiële toestand en de situatie na 1, 2 en 7 dagen drogen aangegeven.

Het e-ϑ-diagram dat uit de figuren 75 en 76 kan worden geconstrueerd is weergegeven in figuur 77. Uit figuur 77 is te zien dat de luchtintree bij het belaste monster bij

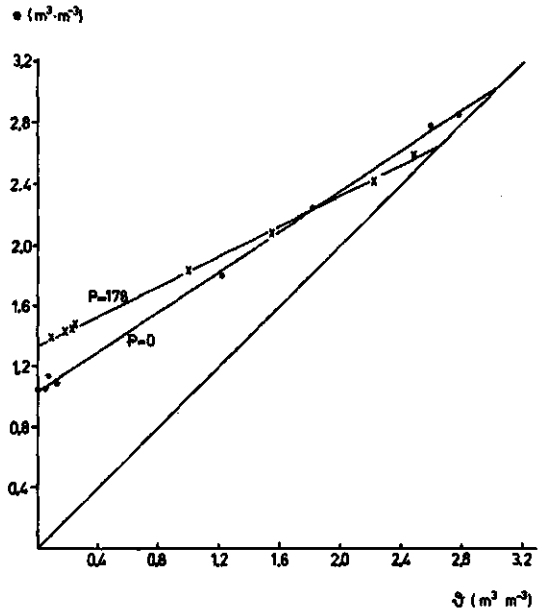


Fig. 77. De krimpkarakteristiek van margalietklei zoals ontleend aan figuur 75 en 76.

Fig. 77. The shrinkage characteristic of margalite clay as calculated from Fig. 75 and 76.

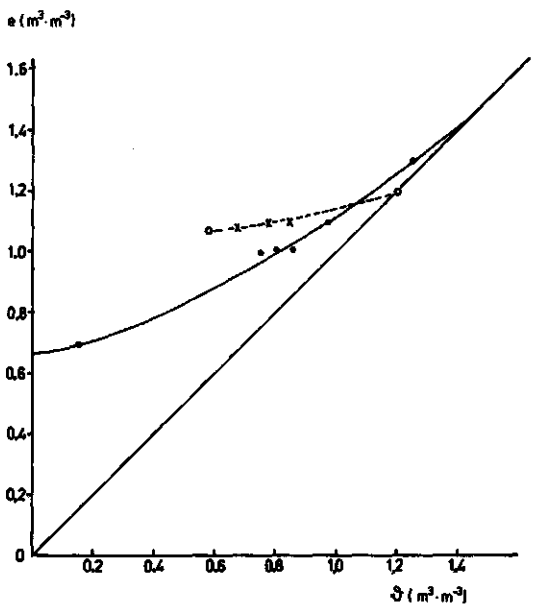


Fig. 78. De krimpkarakteristiek van Smonica-klei zoals ontleend aan figuur 80 en 82. ●: Onbelaste grond. ○: Op 30 cm diepte tijdens een experiment; figuur 80. × : Op 10 cm diepte tijdens een experiment; figuur 82.

Fig. 78. Shrinkage characteristic of Smonica clay as calculated from Fig. 80 and 82. ●: Unloaded soil. ○: Under test (Fig. 80) at 30 cm depth. × : Under test (Fig. 82) at 10 cm depth.

een lagere ϑ optreedt dan bij het onbelaste monster. Bij $\vartheta = 1{,}8$ kruisen de lijnen elkaar zodat er bij lagere ϑ-waarden in de belaste grond een hogere e-waarde heerst dan bij het onbelaste monster.

Ten tweede kan de vochtkarakteristiek worden bepaald uit gegevens van een bevochtigings- of een uitdrogingsexperiment in relatief lange kolommen.

De krimpkarakteristiek voor Smonica-klei (figuur 78) werd afgeleid uit de experimenten welke in sectie 7.10.3 nog besproken zullen worden. Het verkregen diagram vertoont eenzelfde tendens als het diagram voor margalietklei.

7.10.3 Bevochtigingsexperimenten

Een perspexkolom (12 cm binnendiameter) werd met luchtdroge margalietaggregaten (1–2 mm) gevuld tot een hoogte van 37 cm. De initiële waarden e_i en ϑ_i zijn weergegeven in figuur 79. Metingen lager dan 8 cm boven de onderkant van de kolom bleken niet mogelijk als gevolg van de constructie van de perspexkolom (standaardconstructie zoals gebruik op het Instituut voor Toepassing van Atoomenergie in de

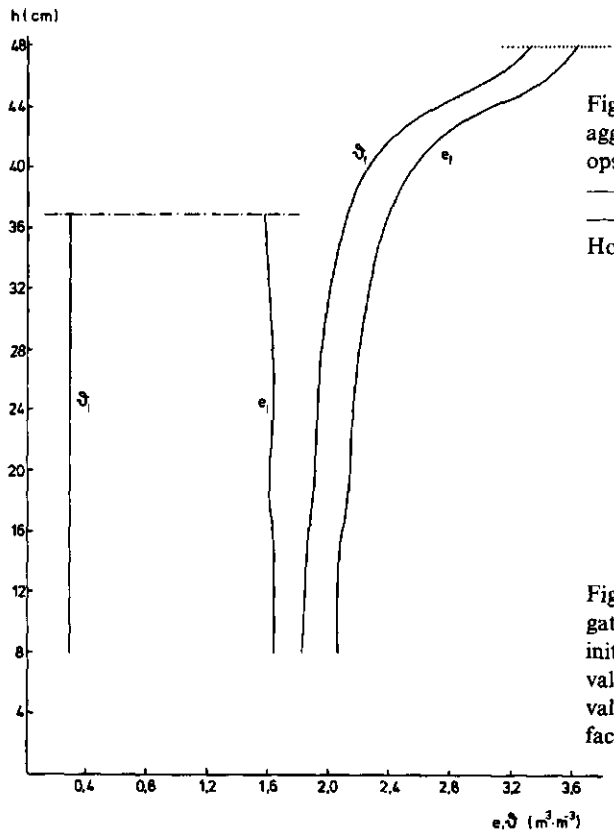


Fig. 79. Bevochtiging van margalietaggregaten (1–2 mm) d.m.v. capillaire opstijging. –·–: beginhoogte maaiveld. — e_i,ϑ_i: Beginwaarden van e en ϑ. —e_f,ϑ_f: Eindwaarden van e en ϑ. ...: Hoogte maaiveld na zwellen.

Fig. 79. Wetting of margalite aggregates (1–2 mm) by capillary rise. –·–: initial soil surface. — e_i, ϑ_i: Initial values for e and ϑ. —e_f, ϑ_f: Final values for e and ϑ. ...: Final soil surface.

Landbouw, ITAL, Wageningen).

D.m.v. capillaire opstijging werd de kolom van onderen af bevochtigd, waarbij het niveau van het vrije water ($p = 0$) enkele cm boven de onderkant van de grondkolom werd gehouden. Een bevochtiging welke op deze manier plaatsvindt heeft het voordeel dat de natte ondergrond tijdens het zwellen de bovengrond omhoog kan drukken zonder dat er in deze bovengrond grote kleefkrachten ontstaan tussen de perspexwand en de grond. Een nadeel van deze methode is dat de bevochtiging van de vrij grote aggregaten zeer langzaam verloopt. Pas na enkele maanden ontstaat er een evenwichtssituatie, zoals is weergegeven in figuur 79 met de waarde e_f en ϑ_f. Tengevolge van de hoge 'grondwaterstand' ontstaat er een typisch 'hydric' profiel. Het oppervlak is 11 cm omhoog gekomen, hetgeen betekent dat er een lineaire zwelling van bijna 30% heeft plaatsgevonden.

Een zelfde kolom als in het vorige experiment beschreven, werd gevuld met Smonica-klei (de fractie < 0,3 mm). Dit vullen van kolommen in het laboratorium vereist bijzonder veel zorg. Het bleek nodig om een speciale vultechniek te ontwikkelen teneinde een uniforme en reproduceerbare 'grond' te verkrijgen, welke bij voorkeur een volumieke massa voor de droge bulkgrond heeft die overeenstemt met die welke onder natuurlijke omstandigheden gevonden wordt.

Na enkele jaren experimenteren wordt momenteel een vultechniek gebruikt welke uitvoerig beschreven is in een gebruikershandleiding (De Swart & Stroosnijder, 1973) welke bij het dubbelgammatransmissieapparaat hoort.

In figuur 80 is zowel de initiële vochtverhouding uitgezet als die welke na resp. 1 en 6 uur infiltreren werd gemeten. Er is geïnfiltreerd met een dunne laag vrij water op de grondkolom. Uiteindelijk was de gehele kolom bevochtigd en die eindsituatie is tevens in figuur 80 weergegeven. In figuur 81 is de cumulatieve infiltratie tegen $\sqrt{t}$ uitgezet.

De uiteindelijke poriënverhouding is eveneens weergegeven in figuur 80. Na beëindiging van dit experiment werd de kolom gedurende een jaar aan de lucht gedroogd totdat de situatie zoals weergegeven in figuur 82 was ontstaan. Deze laatste situatie was de begintoestand voor het volgende infiltratie-experiment.

Het derde infiltratie-experiment behelst een infiltratie in de sterk gekrompen kolom Smonica-grond. Bijna over de gehele lengte bevond zich tussen de perspexwand en de compacte grond een vrije ruimte. Deze ruimte was aan het oppervlak het grootst en bedroeg tezamen 1,5 cm van de 12 cm diameter! Verder naar beneden toe werd de ruimte steeds kleiner zodat de gekrompen grond een konische vorm had. Zoals reeds eerder vermeld is deze ruimte tot het poriënvolume gerekend.

De infiltratie in de kolom geschiedde met een laagje vrij water op het grondoppervlak. Gedurende de eerste 15 min kon hierdoor water in de ruimte tussen grond en wand doordringen, waarna het onder uit de kolom wegvloeide. Gedurende de eerste 15 min werd daarom het oppervlak steeds natgehouden door herhaaldelijk opnieuw bevochtigen. Na 15 min kon een laagje van 1 cm vrij water op het oppervlak gezet worden.

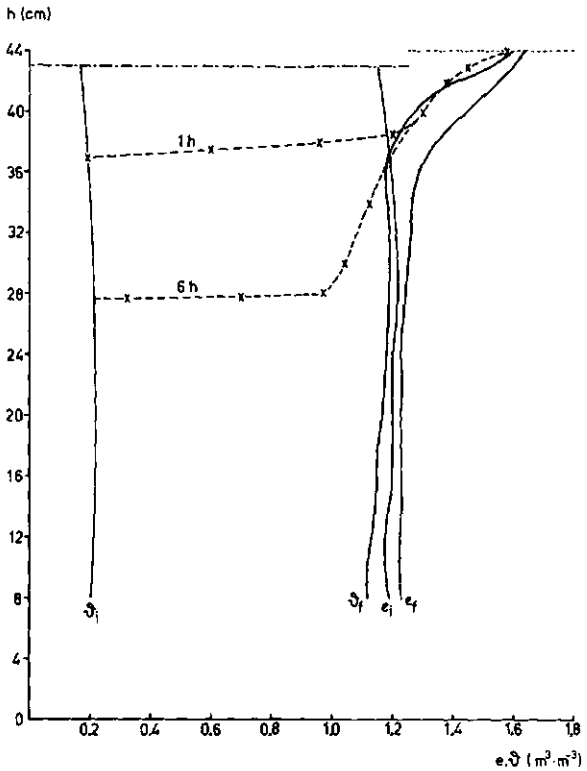


Fig. 80. Infiltratieprofielen (---) in een niet-gescheurde Smonica-klei. Verklaring der tekens zoals in figuur 79.

Fig. 80. Infiltration profiles (---) into an uncracked Smonica clay. Key as in Fig. 79.

De vochtverhoudingsprofielen en de poriënverhoudingsprofielen zijn weergegeven in figuur 82. In figuur 83 is de cumulatieve infiltratie in de grond uitgezet tegen $\sqrt{t}$. De S-vorm van deze laatste relatie kan een aantal oorzaken hebben. De toename in de curve kan verklaard worden uit het feit dat het doorstroomde oppervlak én de poriënverhouding aan het oppervlak van de kolom pas na 15 min hun maximale waarden bereikten. De afname in de curve welke bij wat grotere tijd optreedt kan veroorzaakt worden door de afname van de poriënverhouding aan het oppervlak. Deze afname van de poriënverhouding (zie figuur 82) is een gevolg van het zwellen van de diepere lagen die pas in een later stadium bevochtigd worden en daarom na verloop van tijd de bovengrond kunnen gaan verdichten. Of zulk een verdichting ook onder natuurlijke omstandigheden zal plaatsvinden valt te betwijfelen. Het hier waargenomen effect zal vermoedelijk uitsluitend een gevolg zijn van de adhesie, het kleven tussen de perspexwand en de grond. Uiteraard kunnen nog vele andere factoren een rol spelen bij het genoemde infiltratieverloop, zoals een niet-uniforme initiële vochtverhouding en de moeilijkheden om gedurende de eerste 15 min het oppervlak van vrij water te voorzien.

Uit de e-ϑ-metingen tijdens dit experiment en het vorige, kan het $(e\text{-}\vartheta)_p$-diagram worden afgelezen zoals dat in figuur 78 is weergegeven.

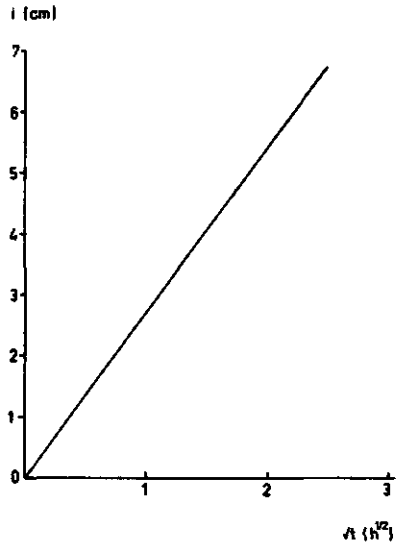


Fig. 81. Cumulatieve infiltratie in een niet gescheurde Smonica-klei als functie van $\sqrt{t}$, ontleend aan figuur 80.

Fig. 81. Cumulative infiltration into an uncracked Smonica clay as a function of $\sqrt{t}$, derived from Fig. 80.

Fig. 82. Infiltratieprofielen (--- ϑ, — e) in een gescheurde Smonica-klei.

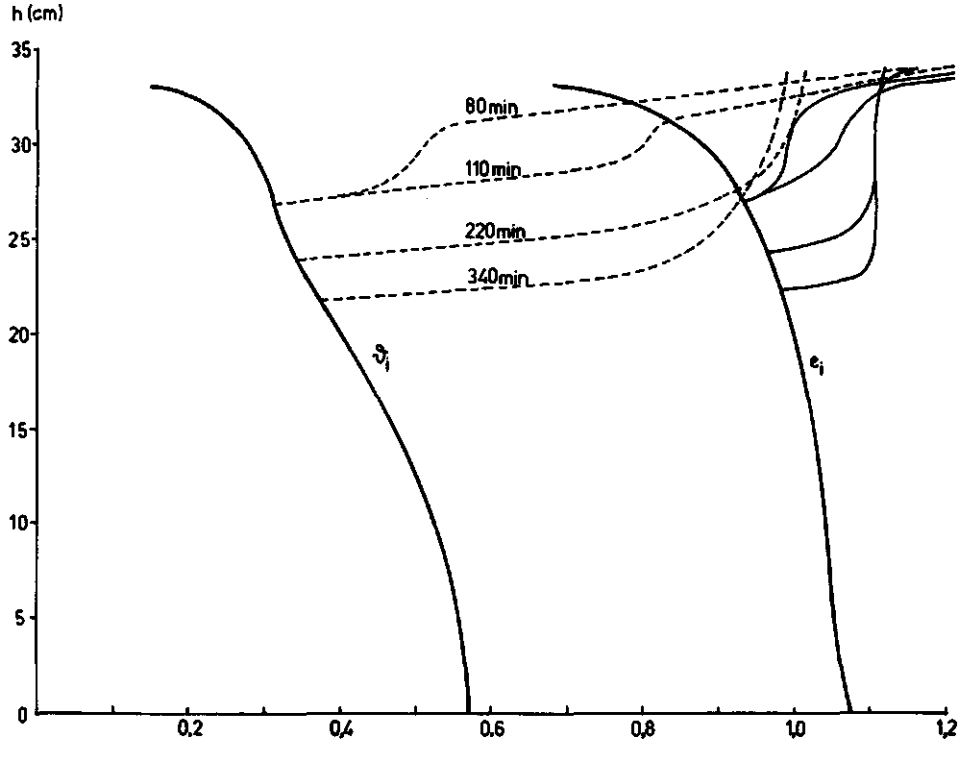


Fig. 82. Infiltration profiles (--- ϑ, — e) in a cracked Smonica clay.

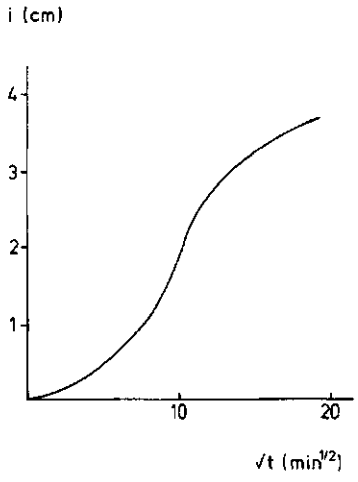


Fig. 83. Cumulatieve infiltratie in een gescheurde Smonica-klei als functie van $\sqrt{t}$, ontleend aan figuur 82.

Fig. 83. Cumulative infiltration in a cracked Smonica clay as a function of $\sqrt{t}$, derived from Fig. 82.

Fig. 84. Herverdelingsprofielen in Smonica-klei.

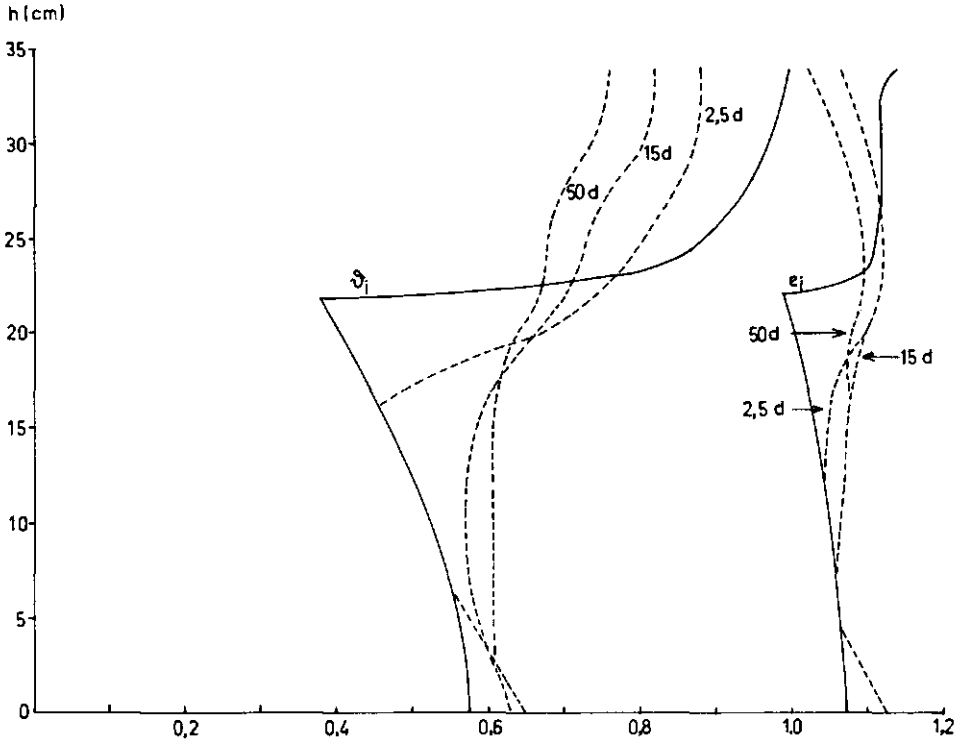


Fig. 84. Redistribution profiles in Smonica clay.

7.10.4 Herverdeling van het bodemvocht

Na ruim 5,5 uur infiltreren onder de omstandigheden beschreven bij het derde experiment, werd de infiltratie gestopt, de bovenkant van de kolom goed afgesloten en de herverdeling van het aanwezige vocht gedurende 2 maanden gemeten. In figuur 84 wordt de herverdeling op een aantal tijdstippen weergegeven.

7.11 Aanbevelingen voor verder onderzoek

De kwalitatieve experimenten beschreven in paragraaf 7.10 maken duidelijk dat, alhoewel de experimentele technieken bevredigend lijken, er nog onvoldoende inzicht bestaat in de processen welke in zwellende gronden op kunnen treden. Vooral het inzicht in het e-ϑ-diagram lijkt onvoldoende. De experimentele gegevens hierover zijn met elkaar in tegenspraak. De ogenschijnlijk sluitende (thermodynamische) redenatie van Groenevelt & Bolt (1972) dat het p-ϑ- en het e-ϑ-diagram op ondubbelzinnige wijze aan elkaar gekoppeld zijn dient nog experimenteel te worden bevestigd. Dit kan op eenvoudige wijze geschieden door aan dezelfde grond zowel $(p\text{-}\vartheta)_P$ als $(e\text{-}\vartheta)_P$ te meten. M.b.v. de moderne rekentechnieken, welke, zoals in paragraaf 7.9 werd gedemonstreerd, op eenvoudige wijze rekening kunnen houden met een familie van curven, kunnen dan beide diagrammen in elkaar omgerekend worden. Deze moderne rekentechnieken kunnen er aldus toe bijdragen, het inzicht te vergroten en dienen daarom het verdere onderzoek te begeleiden.

Dit verdere onderzoek omtrent de infiltratie in zwellende gronden dient in nauw overleg met zowel grondmechanici als bodemscheikundigen te geschieden. Zoals bekend wordt het fysisch gedrag van kleigronden sterk bepaald door de samenstelling van het adsorptiecomplex dat op haar beurt weer beïnvloed wordt door de samenstelling van de (te infiltreren) bodemoplossing. Grondmechanici en bodemfysici dienen het mechanisme van de korrelspanning in zwellende gronden nader te bestuderen. Vooral de vraag of het korrelspanningsmechanisme tijdens klink (door een belasting) verschilt van dat tijdens krimp (o.i.v. uitdroging) dient nader onderzocht. Het mechanisme van de scheurvorming en de invloed van de snelheid van uitdrogen op allerlei fysische grootheden zijn andere onderwerpen welke een nadere studie waard zijn.

Aspecten zoals hysterese en vertraagde evenwichtsinstelling dienen nader bestudeerd. Experimenten zoals in paragraaf 7.10 beschreven wijzen erop dat dit laatste aspect zeker niet verwaarloosd mag worden. In rigide gronden kan men aannemelijk maken dat de hysterese verwaarloosd mag worden indien men uitsluitend de bevochtiging of de uitdroging van een grond beschouwd. Hysterese speelt pas een belangrijke rol indien er een omkering in de sequentie van het proces plaatsvindt, zoals bij de herverdeling van bodemvocht het geval is. In zwellende gronden is de situatie minder eenvoudig. Het lijkt onbetwistbaar dat bij eenzelfde bevochtiging of uitdroging het heersende P-regime tijdens het proces grote invloed uitoefent op dit proces. De experimenteel gevonden e-ϑ-diagrammen (zie paragraaf 7.10) bevestigen dit. Dit kan betekenen dat er, in tegenstelling tot bij de rigide gronden, ook bij een continue

bevochtiging of uitdroging sprake is van een grote mate van sequentiegevoeligheid. Voegt men hierbij het probleem van de vertraagde evenwichtsinstelling, dan kan men in de toekomst tot de conclusie komen dat een exacte fysische beschrijving van de processen in zwellende gronden een nagenoeg ondoenlijke opgave is. Uiteraard is het uit theoretisch oogpunt gezien interessant om het onderzoek in deze voort te zetten, doch de praktijk zal wellicht meer met (semi-)empirische relaties of 'Green & Ampt'-type benaderingen gebaat zijn.

Gezien het feit dat er zowel behoefte bestaat aan kwalitatieve als aan kwantitatieve experimenten, verdient het aanbeveling verder onderzoek te beginnen met een inventarisatie van de kleigronden (en hun gedrag) welke in Nederland voorkomen. De basis voor het onderzoek zou moeten zijn de mate en de omstandigheden waaronder deze kleigronden nu werkelijk afwijken van het in vorige hoofdstukken beschreven gedag van rigide gronden. Bevestigt dit onderzoek dat er inderdaad gesproken kan worden van zwellende gronden met een afwijkend gedrag t.o.v. rigide gronden, dan dienen aan deze gronden zeer nauwkeurige bodemfysische bepalingen te geschieden. Verdere uitbouw van hypothesen en rekentechnieken heeft weinig zin indien niet van tenminste één 'zwellende grond' een duidelijk $(p\text{-}\vartheta)_P$-, $(e\text{-}\vartheta)_P$- en $(K\text{-}\vartheta)_P$-verband bekend is, en er een beter inzicht in de sequentiegevoeligheid en de vertraagde evenwichtsinstelling verkregen is.

8 Herverdeling van bodemvocht na infiltratie

8.1 Inleiding

Na beëindiging van een infiltratieproces volgt altijd een herverdelingsproces. Deze verdeling is van grote betekenis voor de plantengroei. Vooral bij bassinbevloeiing, waarbij de bovengrond tijdens de infiltratie verzadigd geraakt is, is het voor een optimale bodemademhaling van belang dat deze bovengrond gedurende een niet te lange tijd verzadigd blijft. Herverdeling is in dit geval dus een noodzaak. Aan de andere kant is het niet wenselijk dat deze herverdeling zo snel verloopt, dat er onnodig vochtverlies naar diepere, voor de wortels onbereikbare, delen van het bodemprofiel plaatsvindt. In de gematigde streken, waar men nauwelijks kunstmatige bevloeiing toepast, wenst men enerzijds (tijdens het groeiseizoen) dat er voldoende water in de wortelzone beschikbaar is, terwijl men anderzijds in de natte herfst- en winterperiode over een niet te natte (verzadigde) grond wil beschikken. De eerste voorwaarde vereist een langzame herverdeling van de natuurlijke neerslag tijdens het groeiseizoen, terwijl de tweede voorwaarde juist een snelle afvoer van de (overvloedige) neerslag vereist.

Men kan op grond van het voorgaande een voor de plantengroei optimaal herverdelingsgedrag van de grond definiëren en aldus verschillende bodemtypen klassificeren. Later in dit hoofdstuk zal blijken, dat de snelheid van herverdeling afhankelijk is van de eraan voorafgaande bevochtiging. De herverdelingseigenschappen van een grond dienen dan ook mede in beschouwing te worden genomen bij het ontwerp van een kunstmatig bevloeiingssysteem.

Omdat herverdeling gekenmerkt wordt door bevochtiging van een dieper deel van het profiel ten koste van de uitdroging van het reeds eerder bevochtigde deel van het profiel, beïnvloedt hysterese (indien aanwezig) het herverdelingsproces in belangrijke mate. De herverdeling vindt plaats vanaf het moment waarop de infiltratie is gestopt totdat de gradiënt van de hydraulische druk overal in het profiel gelijk aan nul is geworden. Bij bassinbevloeiing is de bovengrond direct na beëindiging van de infiltratie nagenoeg verzadigd. De doorlatendheid is ter plaatse dan groot, zodat er aanvankelijk snelle herverdeling plaats zal kunnen vinden.

Bij uitdroging van de bovengrond neemt zowel de doorlatendheid als de matrixpotentiaal af. In voorgaande hoofdstukken bleek dat de infiltratie vooral door de waarden van k_{tr} en $|p^{m}_{krit}|$ bepaald werd. Omdat de k_{tr}-waarde van een zandgrond tijdens infiltratie zeer veel groter is dan die in een kleigrond is de infiltratie in een zandgrond aanzienlijk groter dan die in een kleigrond, ondanks het feit dat de waarde van $|p^{m}_{krit}|$ in de zandgrond geringer is dan die in de kleigrond. Tijdens de herverdeling zal

k_{tr} afnemen maar $|p^{m}_{krit}|$ constant blijven. Doordat de doorlatendheid van een zandgrond sneller afneemt dan die van een fijner getextureerde grond, zal er tijdens de herverdeling een situatie kunnen ontstaan waarbij de hogere $|p^{m}_{krit}|$-waarde in de kleigrond en hogere herverdelingsflux tot gevolg heeft dan in de zandgrond. Dit werd experimenteel bevestigd door Biswas et al. (1966). De gestage afname van de flux welke een gevolg is van het 'natuurlijke' herverdelingsproces dat zich altijd in de richting van een evenwicht beweegt, wordt nog versneld indien de bodem tijdens de herverdeling tevens vocht verliest via evaporatie of transpiratie (waarbij de wortels vocht uit de grond opnemen). In de praktijk is de herverdeling na enkele uren of dagen (afhankelijk van de grondsoort) reeds zo gering geworden, dat het vochtgehalte van de bovengrond nauwelijks meer zal veranderen. Dit vochtgehalte werd door Veihmeyer & Hendrickson (1931) de veldcapaciteit van de bodem genoemd. Later is gebleken dat deze waarde niet alleen afhankelijk is van de grondsoort, maar tevens afhankelijk is van de wijze waarop de bevochtiging heeft plaatsgevonden.

De eerste onderzoekingen betreffende herverdeling (Alway & McDole, 1917; Israëlsen, 1918; Shaw, 1927 en Veihmeyer & Hendrickson, 1931) waren uitsluitend op het onderzoek naar veldcapaciteit gericht. Men probeerde o.a. dit vochtgehalte te correleren aan reeds bestaande karakteristieke grootheden, zoals de korrelgrootteverdeling en de 'moisture equivalent value'. Colman (1944) was de eerste die beschreef, dat het herverdelingsproces niet alleen door de eigenschappen van de grond bepaald wordt, maar tevens door de omstandigheden waaronder de bevochtiging plaatsvindt. Youngs (1958a) was één der eersten die gebruik maakte van een techniek (thermoelektrisch) welke vochtbepalingen mogelijk maakt zonder daarbij de grond of het proces te verstoren. Deze continue vochtbepalingen, welke sinds 1965 vooral m.b.v. de gammatransmissiemethode worden uitgevoerd, gaven aanleiding tot gedetailleerder bodemfysisch onderzoek. Zo kon Youngs (1958b) de grote invloed van hysterese op de herverdeling aantonen nadat Schofield (1935) dit reeds eerder in algemene zin had gedaan. Deze ontdekking leidde tot intensieve studies betreffende hysterese (Poulovassilis, 1962, 1973). Voor gronden waarvan de vochtkarakteristiek in de vorm van een familie van hysteresecurven bekend is, kan het herverdelingsproces exact voorspeld worden m.b.v. numerieke rekenmodellen (Whisler & Klute, 1965; Staple, 1966; Rubin, 1967; Staple, 1969; Hanks et al. 1969 en Bresler et al. 1969). De zeer nauwkeurige berekeningen welke m.b.v. deze modellen mogelijk zijn leiden echter zelden tot voor de praktijk belangrijke vuistregels (zie paragraaf 4.1). Bepaalde voor de praktijk belangrijke informatie (in paragraaf 5.1 integrale karakteristieken genoemd) kan beter worden verkregen uit vereenvoudigde beschouwingen van het herverdelingsproces (Gardner et al., 1970a,b; Peck, 1971).

Een benadering waardoor de fysisch-mathematische beschrijving van het herverdelingsproces sterk vereenvoudigd wordt, is de verwaarlozing van de hysterese. In de literatuur komen echter voorbeelden voor (Youngs, 1958b) waarbij de hysterese juist een sleutelrol bij het herverdelingsproces vervult en dus zeker niet verwaarloosd mag worden. In de volgende paragrafen wordt daarom achtereenvolgens een fysisch-mathematische beschrijving gegeven van de herverdeling met duidelijke invloed van

hysterese (paragraaf 8.2) en één zonder merkbare invloed van hysterese (paragraaf 8.3). In paragraaf 8.2 zal geen voorbeeld van een rekenmodel gegeven worden, doch het proces zal meer kwalitatief beschreven worden. In paragraaf 8.4 wordt nader ingegaan op een belangrijke (integrale) karakteristiek van het herverdelingsproces, nl. het gemiddelde vochtgehalte van de bovengrond als functie van de tijd.

8.2 Herverdeling met een duidelijke invloed van hysterese

De grote invloed van hysterese blijkt uit figuur 85 en figuur 86, waarin respectievelijk de vochtfractie en de hydraulische druk zijn weergegeven tijdens een infiltratie gevolgd door een herverdeling in een fijnzandige grond. Uit de tijdsindicatie bij figuur 85 blijkt dat de herverdeling zeer langzaam verloopt. De vorm van het vochtprofiel blijkt typerend voor een hysteresegevoelige grond te zijn zoals later nog verduidelijkt zal worden. De vochtkarakteristiek van dit fijne zand met een tamelijk uniforme korrelgrootteverdeling is weergegeven in figuur 87.

Dit experiment is uitgevoerd m.b.v. een 90 cm lange perspexbuis met een binnendiameter van 4,6 cm. Deze werd zodanig met droog Blokzijl-zand gevuld, dat het volumegewicht overal gelijk aan 1477 $kg \cdot m^{-3}$ was. Een hoeveelheid van 19,5 cm van een oplossing van 0,01 $CaCl_2$ + formaldehyde werd aan de grond toegevoegd. Dit geschiedde d.m.v. bassinbevloeiing, waarbij een constante waterhoogte van 1 cm aan het maaiveld gehandhaafd bleef. De infiltratie werd na 100 min gestopt nadat het bevochtigingsfront een diepte van 50 cm had bereikt. Gedurende de infiltratie en de eropvolgende herverdeling werden zowel θ als p^* gemeten m.b.v. twee zelfregistrerende meetsystemen, welke beschreven zijn in paragraaf 2.1.1 en 2.1.2. De cumulatieve infiltratie vertoonde gedurende de

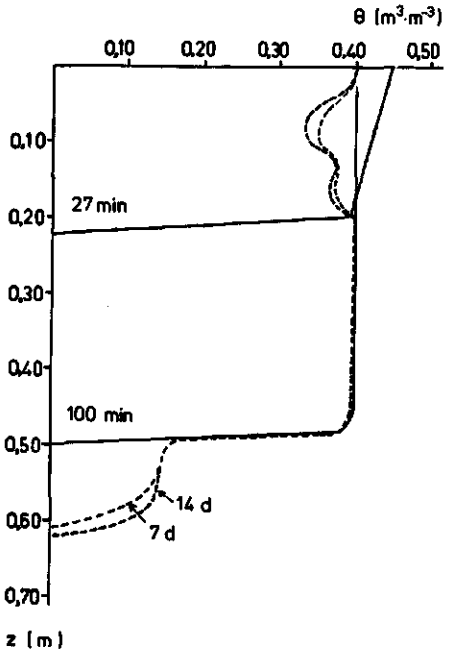


Fig. 85. Infiltratie- (——) en herverdelingsprofielen (---) in Blokzijl-zand. De infiltratieduur bedraagt 100 min (volumieke massa van de droge bulkgrond; 1480 $kg \cdot m^{-3}$).

Fig. 85. Infiltration (——) and redistribution (---) in Blokzijl sand. The infiltration period is 100 min (volumic mass of dry bulk soil; 1480 $kg \cdot m^{-3}$).

Fig. 86. Hydraulische-druk (p^*) profielen in Blokzijl-zand zoals gemeten tijdens de infiltratie en herverdeling in figuur 85. ---: Extrapolatie.

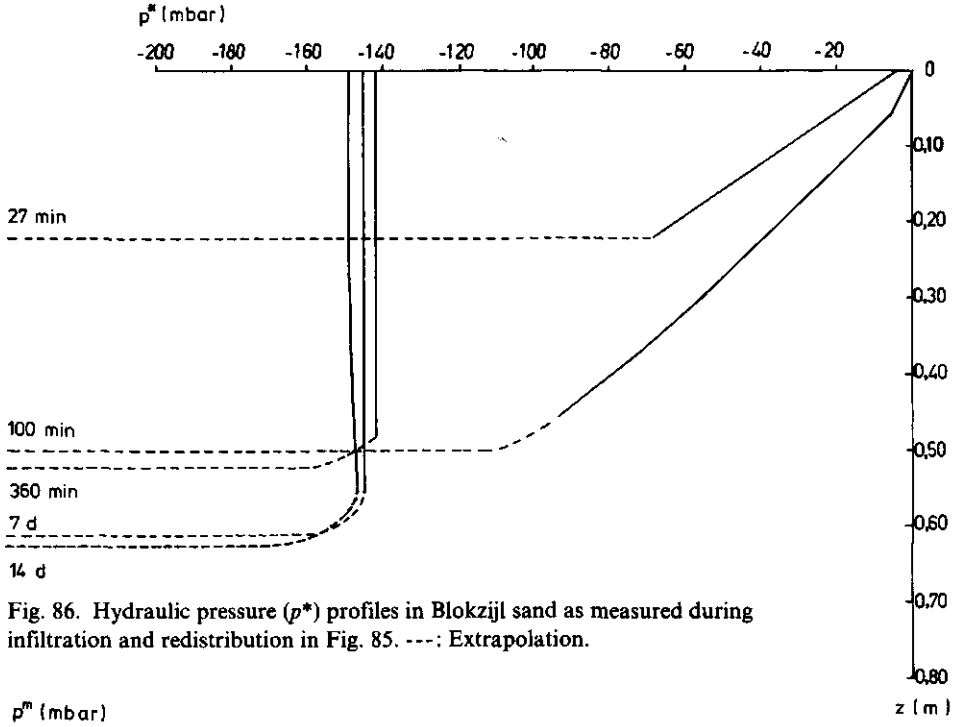


Fig. 86. Hydraulic pressure (p^*) profiles in Blokzijl sand as measured during infiltration and redistribution in Fig. 85. ---: Extrapolation.

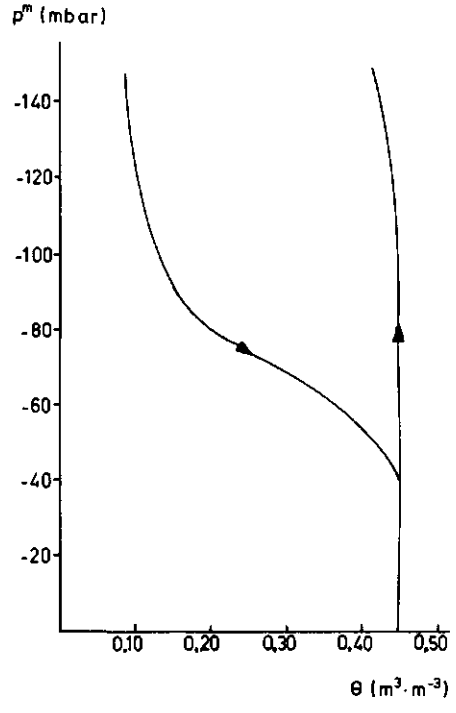


Fig. 87. Vochtkarakteristiek van Blokzijl-zand.

Fig. 87. Retentivity curve of Blokzijl sand.

Fig. 88. Herverdeling in drie gronden bij twee verschillende waarden van de initiële vochtfractie. ---: Berekende blokprofielen (zie paragraaf 8.3). –·–: Deel van een hyperbool welke de punten $z_*(\theta_*)$ beschrijft (zie paragraaf 8.3).

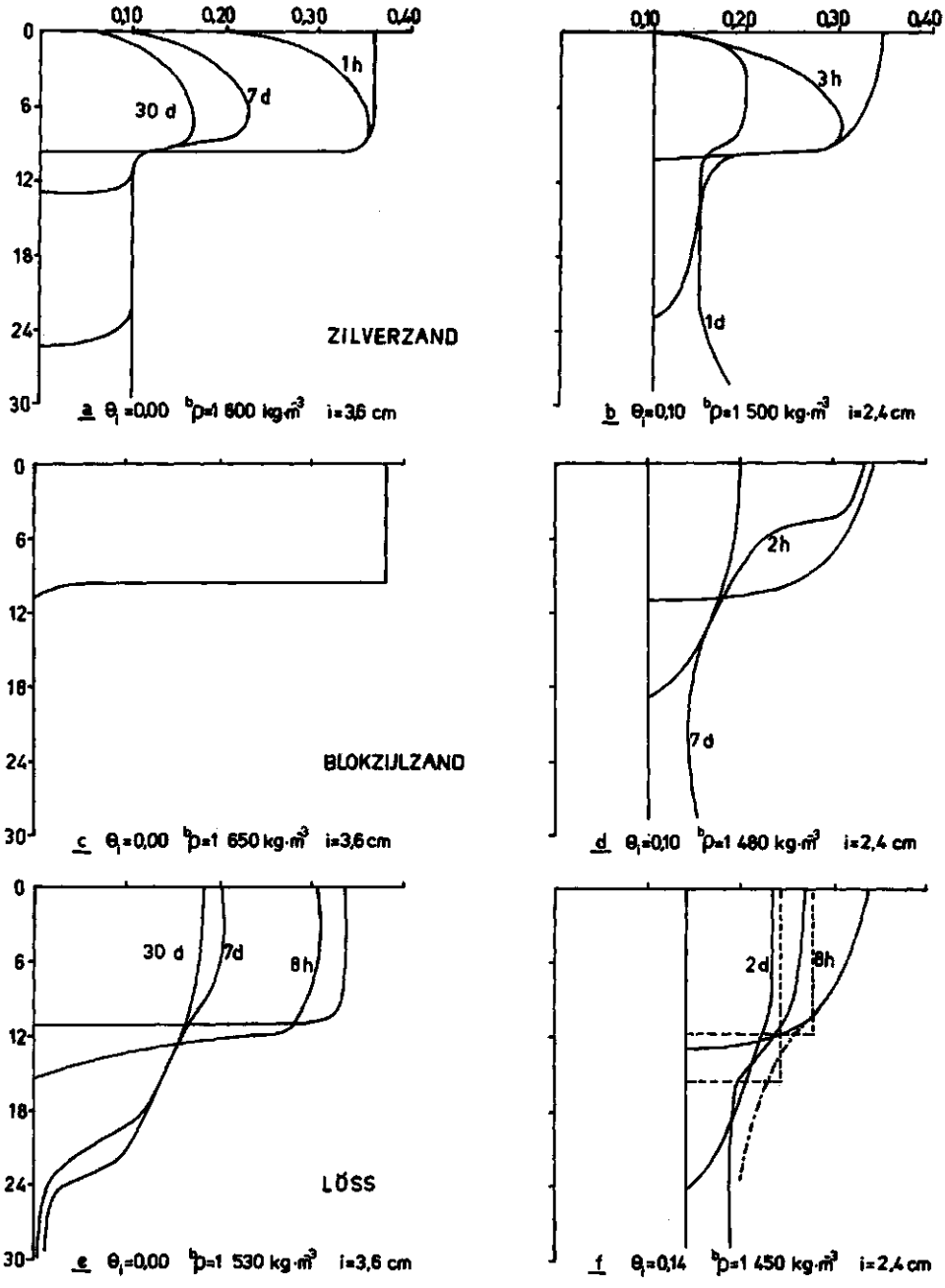


Fig. 88. Redistribution in three soils at two initial moisture fractions. ---: Calculated block profiles (see paragraph 8.3). –·–: Part of a hyperbola which describes the points $z_*(\theta_*)$ (see paragraph 8.3).

100 min durende infiltratie een lineair verband met $\sqrt{t}$. De waarde van de sorptivity bedraagt 1,95 cm · min $^{-1/2}$. De druk in de bodemlucht was tijdens de infiltratie gelijk aan de atmosferische luchtdruk. Uit het verloop van de hydraulische druk op $t = 27$ min en $t = 100$ min (zie fig. 86) kan m.b.v. de relatie $J_0^V = {}^1/_2 S\sqrt{t}$ een k_{tr}-waarde (zie paragraaf 5.5) van respectievelijk 0,064 en 0,048 cm · min $^{-1}$ berekend worden. De p^m_{krit}-waarde bedraagt in beide gevallen ca. -50 mbar.

In figuur 88 zijn nog enkele andere herverdelingsexperimenten met een grove zandgrond (zilverzand), het fijne Blokzijl-zand en een lössgrond samengevat. De infiltratie, welke aan de herverdelingsmetingen voorafging, geschiedde zowel in luchtdroge alsook in vochtige grond. In het eerste geval werd 3,6 cm oplossing van 0,01 $CaCl_2$ toegevoegd, in de vochtige grond slechts 2,4 cm. Alle experimenten zijn in duplo uitgevoerd waarbij alleen θ (en niet p^*) tijdens de infiltratie en de herverdeling werd gemeten.

De typische vorm van het vochtprofiel tijdens de herverdeling wordt veroorzaakt door de sterke hysterese in het fijne zand. De verklaring van deze typische vorm valt in twee delen uiteen. In het navolgende wordt achtereenvolgens ingegaan op twee aspecten van dit profiel, c.q. het aanvangen van de uitdroging aan de maaiveldzijde en de handhaving van een discontinuïteit aan de teen van het oorspronkelijke bevochtigingsfront.

Op het moment dat de infiltratie in de grond stopt zal p^m in de bovengrond afnemen. Zolang deze afname van p^m niet gepaard gaat met een afname van de vochtfractie (zoals over het traject van de vochtkarakteristiek, waar de differentiële vochtcapaciteit $d\theta/dp^m$ gelijk aan nul is) geschiedt deze afname momentaan. De afname zal het grootst zijn aan het bodemoppervlak. Dit wordt veroorzaakt door het feit dat de herverdeling altijd in de richting van de evenwichtstoestand werkt en de matrixpotentiaal aan het bodemoppervlak daarbij de grootste bijdrage van de zwaartekrachtspotentiaal in de hydraulische potentiaal dient te compenseren. De maximale afname van p^m aan het maaiveld is dus een functie van de bevochtigingsdiepte. In figuur 89 is schema-

Fig. 89. Vereenvoudigd model van de infiltratie en de stagnerende herverdeling; a en c tijdens infiltratie; b en d voor stagnerende herverdeling bij twee bevochtigingsdiepten. ——: p^m. ---: $\rho_1 gh$. –·–: p^*.

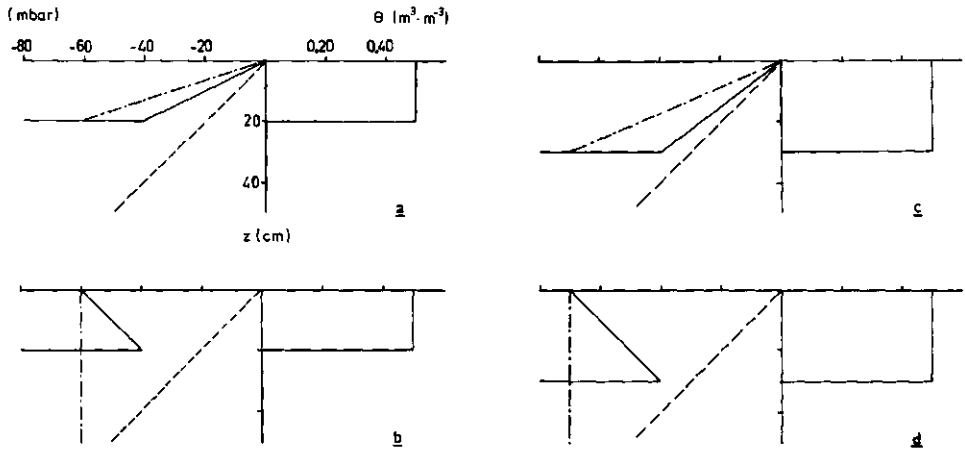


Fig. 89. Simplified model of infiltration and frozen redistribution at two wetting depths; a and c during infiltration; b and d for frozen redistribution. ——: p^m. ---: $\rho_1 gh$. –·–: p^*.

tisch het verloop van de verschillende potentialen getekend tijdens en onmiddellijk na beëindiging van een infiltratie waarbij de bovengrond nog niet onverzadigd is geraakt. De waarde van p^m aan het bodemoppervlak bij pseudo-evenwicht in de bovengrond bedraagt telkens $p^m_{krit} - d$, waarbij d de bevochtigingsdiepte is. Zoals in hoofdstuk 5 reeds aan de orde kwam, zou men $|p^m_{krit}|$ de waterintreewaarde kunnen noemen. Indien de vochtkarakteristiek hysterese vertoont kan men ook een luchtintreewaarde $|p^m_{a.e}|$ onderscheiden welke altijd groter is dan de waterintreewaarde. Indien de bevochtigingsdiepte geringer is dan het verschil tussen de luchtintree- en de waterintreewaarde, zal de luchtintreewaarde aan het bodemoppervlak niet overschreden worden en zal de bovengrond geen vocht meer kunnen verliezen.

In voorgaande beschouwing wordt ervan uitgegaan dat er sprake kan zijn van een evenwichtssituatie in de bovengrond terwijl er in de droge ondergrond een zeer negatieve matrixpotentiaal (in de orde van grootte van bars) blijft bestaan. Deze matrixpotentiaal heeft echter nauwelijks enige invloed op de bovengrond, omdat er aan de teen van het bevochtigingsfront een zeer lage doorlatendheid heerst. Eén en ander leidt ertoe, dat de herverdeling vooral in zandgronden en vooral bij geringe bevochtigingsdiepte nihil kan zijn, hetgeen experimenteel bevestigd werd zoals blijkt uit figuur 88c.

Een tweede eigenschap van het herverdelingsprofiel in hysteresegevoelige gronden is de typische wijze waarop de aanvankelijk droge ondergrond wordt bevochtigd. Ter plaatse van de oorspronkelijke bevochtigingsdiepte bevindt zich een discontinuïteit in het vochtverloop met de diepte. Boven deze oorspronkelijke bevochtigingsdiepte treedt uitdroging op, terwijl daar beneden uitsluitend bevochtiging plaatsvindt. Zulk een scheidingsvlak wordt overgangsvlak (overgang in de sequentie van bevochtiging naar uitdroging) genoemd. De flux in dit overgangsvlak kan men schrijven als:

$$J^V_* = k(\theta_*)\frac{\partial p^*_*}{\partial z} = k(\theta_*)\left[1 - \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{*,w}\left(\frac{\partial p^m}{\partial\theta}\right)_{*,w}\right] =$$

$$= k(\theta_*)\left[1 - \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{*,d}\left(\frac{\partial p^m}{\partial\theta}\right)_{*,d}\right]. \qquad (184)$$

waarin de asterisk aangeeft dat de waarde ter plaatse van het overgangsvlak bedoeld wordt, w slaat op de grond welke bevochtigd wordt, d slaat op dat deel van de grond dat aan het uitdrogen is. In het voorbeeld van het Blokzijlzand blijkt uit figuur 86 dat $p^m_* \approx -90$ mbar. Uit de vochtkarakteristiek (fig. 87) volgt dat voor $p^m = -90$ mbar de waarde van $(dp^m/d\theta)_d$ groter is dan de waarde van $(dp^m/d\theta)_w$. Onder aanname dat $k(\theta)$ niet hysteresegevoelig is, volgt dan uit de gelijkheid in (184), dat $(\partial\theta/\partial z)_{*,d}$ kleiner zal zijn dan $(\partial\theta/\partial z)_{*,w}$. Uit figuur 87 blijkt bovendien, dat op $p^m = -90$ mbar, $\theta_w \simeq 0{,}15\ m^3 \cdot m^{-3}$ terwijl $\theta_d \approx 0{,}40\ m^3 \cdot m^{-3}$. De vochtkarakteristiek verklaart derhalve de discontinuïteit in θ ter plaatse van het overgangsvlak en het verschil in $\partial\theta/\partial z$ er vlak boven en onder.

Youngs (1958b) bepaalde uit:

$$J_*^V = k(\theta_*)\left[1 - \frac{p_{a.e.}^m - p_*^m}{d}\right] = k(\theta_*) - D(\theta_*)_w \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{*,w,t=0} \tag{185}$$

via 'trial and error' de waarde voor p_*^m tijdens het begin van de herverdeling. Voorgaande verhandeling maakt echter duidelijk, dat men niet zonder verdere aanname(n) zowel p_*^m $(\theta_{*,w})$ alsook $(d\theta/dz)_{x,w,t=0}$ uit (185) kan bepalen.

Vochtprofielen zoals gemeten in Blokzijl-zand (fig. 85) en in zilverzand (fig. 88) werden eveneens gevonden door Youngs (1958b) voor Ballotini en Slate dust en door Biswas et al. (1966), terwijl zij berekend werden door Rubin (1967) voor Rehovotzand en door Staple (1969) voor Uplands zand. Het blijkt dus, dat het zojuist beschreven herverdelingsgedrag vooral voorkomt in de grovere gronden. Uit figuur 88 blijkt verder, dat dit gedrag het meest uitgesproken voorkomt na infiltratie in droge grond. Zoals eerder vermeld, wordt dit laatste vooral veroorzaakt doordat de flux aan de teen van het bevochtigingsfront nihil is t.g.v. de extreem lage doorlatendheid, ondanks de zeer grote gradiënt in de matrixpotentiaal. Bij een hoger initiële vochtfractie is de absorptiekracht van de droge grond weliswaar geringer, maar resulteert de hogere doorlatendheid toch in een aanzienlijke vergroting van de flux. Deze flux veroorzaakt nu een veel vloeiender verloop van de vochtverdeling met de diepte. Een zelfde tendens vindt men bij de minder hysteresegevoelige gronden, waarvan in figuur 88 de lössgrond een voorbeeld is. In het algemeen kan men stellen dat bijzonder homogene zandgronden een zeer typisch hysteresegedrag vertonen. De wat zwaardere gronden daarentegen hebben veelal een dusdanige geaggregeerde structuur aan het maaiveld, dat de luchtintreewaarde daar slechts gering is en er weinig effect van hysterese optreedt.

8.3 Herverdeling zonder een merkbare invloed van hysterese

Herverdelingsvochtprofielen welke niet de in paragraaf 8.2 besproken karakteristieke hysteresevorm hebben, werden gemeten door Shaw (1927), door Staple (1966) aan Grenville silt loam, door Biswas et al. (1966) aan Columbia silt loam en Aiken clay loam, door Staple (1969) aan Castor loam en Rideau clay, door Gardner et al. (1970) aan Gilat loess en door Talsma (1974b) aan Glebe loam. De herverdeling in deze gronden kenmerkt zich door een vloeiend verloop van het vochtgehalte met de diepte. Het overgangsvlak tussen de zone welke draineert en de zone welke bevochtigt, blijft niet zoals in paragraaf 8.2 op dezelfde diepte in de grond, maar komt steeds dieper te liggen. Peck (1971) beschreef een model voor dit type herverdeling. Essentiële aanname van Peck is dat $(\theta_* - \theta_i)z_* = \alpha(t)i$, waarin α zowel kan variëren in de tijd als per grondsoort. Deze aanname impliceert echter dan α onafhankelijk is van i, welke hypothese door Peck noch bewezen noch experimenteel wordt aangetoond. Uit een analyse van verschillende meetgegevens concludeerde Peck verder dat α als ruwweg constant in de tijd mag worden beschouwd. Dit betekent, dat de verzameling van punten z_* als functie van $(\theta_* - \theta_i)$ een deel van een hyperbool vormen, zoals weergegeven in figuur 88f.

Indien de waarden van α, i en θ_i en de relaties $k(\theta)$ en $D_w(\theta)$ bekend zijn, kan men m.b.v. genoemde aanname de diepte van het overgangsvlak op ieder tijdstip berekenen. Indien geldt dat:

$$(\theta_* - \theta_i)\, z_* = \alpha i = \text{constant} \tag{186}$$

vindt men via partiële differentiatie:

$$\frac{\partial \theta_*}{\partial z} = -\frac{(\theta_* - \theta_i)}{z_*} \tag{187}$$

$$\frac{\partial z_*}{\partial t} = \frac{z_*}{(\theta_* - \theta_i)} \frac{\partial \theta_*}{\partial t} \tag{188}$$

Eveneens geldt volgens (186) dat de flux door het overgangsvlak in termen van een 'materiaalcoördinaatstelsel' gelijk is aan nul, m.a.w.:

$$(\theta_* - \theta_i) \frac{\partial z_*}{\partial t} - J_*^N = 0 \tag{189}$$

waarin J_*^N de Darcy-flux door het overgangsvlak voorstelt. Deze kan geschreven worden als:

$$J_*^N = -\left[D(\theta_*) \frac{\partial \theta_*}{\partial z} - k(\theta_*)\right] \tag{190}$$

Eliminatie van $\partial z_*/\partial t$ uit (188) en (189) en invullen van (190) en (187) levert:

$$\frac{\partial \theta_*}{\partial t} = -\frac{(\theta_* - \theta_i)}{\alpha i}\left[D(\theta_*) \frac{(\theta_* - \theta_i)^2}{\alpha i} + k(\theta_*)\right] \tag{191}$$

Numerieke integratie van (191) levert $\theta_*(t)$, terwijl (186) tevens direct $z_*(t)$ levert.

Peck concludeerde verder, dat er een vaste verhouding bestaat $\beta = (\theta_* - \theta_i)/(\bar{\theta} - \theta_i)$, waarin $\bar{\theta}$ het gemiddelde vochtgehalte is in de grond boven het overgangsvlak. M.b.v. een bekende waarde voor β bepaalt (191) dus tevens $\bar{\theta}(t)$.

Vergelijking (191) suggereert dat de herverdeling langzamer verloopt ($\partial\theta_*/\partial t$ kleiner) naarmate i of θ_i groter zijn. Deze voorspelling is tegengesteld aan die welke in paragraaf 8.2 gedaan is. Het ligt voor de hand dat (191) nimmer zal gelden voor de grovere gronden. Eigen experimenten (fig. 80) en die van Talsma (1974) bevestigen dit. De vraag rijst of (191) dan wel geldt voor zwaardere gronden zoals leem- of kleigronden. Het experiment beschreven in figuur 88f is gebruikt om zowel (186) als (191) te controleren.

In figuur 88f is $i = 2{,}15$ cm en $\theta_i = 0{,}14\ \text{m}^3 \cdot \text{m}^{-3}$. De waarde van α (welke volgens Peck (1971) slechts experimenteel bepaald kan worden) is niet bekend. De gemiddelde waarde voor α van de door Peck (1971) onderzochte gronden bedraagt 0,70. Van het vochtprofiel op $t = 0$ (aan het einde van de infiltratie) voldoet echter geen enkel punt aan $\theta_* z_* = 0{,}70\ i$. Het product $\theta_* z_*$ vertoont daarentegen wel een optimum voor $\theta_* = 0{,}28$ bij $z_* = 10$ cm, zodat de hierbij behorende waarde voor α, nl. 0,65, bij

verdere berekeningen is gebruikt. Een stuk van de hyperbool (186) tussen $\theta = 0{,}28$ en $\theta = 0{,}20$ is in figuur 88f aangegeven. Het is duidelijk, dat er een slechte overeenkomst bestaat tussen het berekende en het werkelijke verloop van $\theta_*(z_*)$. Dit betekent dat in het onderhavige experiment, α niet constant is maar afneemt in de tijd. Een niet-constante doch afnemende waarde voor α werd eveneens waargenomen door Talsma (1974) voor Glebe loam.

Dit betekent dat de benadering volgens Peck (1971) in de praktijk van weinig betekenis is. De waarde van α blijkt niet constant te zijn in de tijd evenmin als zij voor iedere grondsoort constant bleek. Bovendien blijft nog onbewezen dat α geen functie is van i. Ook het idee van Peck, dat het voorgestelde model voldoende rekening zou kunnen houden met hysterese, dient ernstig betwijfeld te worden. Immers, het hier geschetste model kan uitsluitend een vloeiend verlopende herverdeling voorspellen, hetgeen in flagrante tegenstelling is tot de herverdeling zoals in paragraaf 8.2 gememoreerd wordt.

In tabel 10 is weergegeven hoe m.b.v. van (191) de $z_*(t)$- en $\bar{\theta}(t)$-relaties zijn berekend. De numerieke integratie is stapsgewijze uitgevoerd. De waarden voor $k(\theta)$ en $D_w(\theta)$ werden ontleend aan figuur 26j. Nadat (191) de $t_*(\theta_*)$-relatie heeft bepaald, kan men de $z_*(t)$-relatie ontlenen aan een bekende waarde van α (hier 0,65) en evenzo de $\bar{\theta}(t)$-relatie aan een bekende waarde van β (hier 0,875). Deze laatste waarde werd eenmalig experimenteel bepaald uit de vochtdistributie op $t = 0$. De berekende waarden voor z_* voor 8 h en 2d zijn weergegeven in figuur 88f.

Talsma heeft deze modelbeschouwing omtrent het herverdelingsgedrag eveneens getoetst aan een aantal experimenten. Evenals uit figuur 88c bleek, vond hij dat een infiltratiefront in een zandgrond geheel onbewegelijk blijft indien i een zekere kritische waarde niet overschrijdt. Voor grotere waarden van i treedt wel herverdeling op, maar die kan beter beschreven worden volgens paragraaf 8.2 dan d.m.v. voorgaande modelbeschouwing. Indien deze laatste modelbeschouwing toch toegepast wordt, blijkt α zeer snel met de tijd toe te nemen. Voor alle zandgronden geldt, dat de

Tabel 10. Voorbeeld van een berekening van de $z_*(t)$- en $\bar{\theta}(t)$-relaties d.m.v. een eenvoudige numerieke integratie.

θ_*	$\theta_* - \theta_i$	D ($cm^2 \cdot d^{-1}$)	k ($cm \cdot d^{-1}$)	$\partial\theta_*/\partial t$		t (d)	z_* ($\alpha = 0{,}65$)	$\bar{\theta}$ ($\beta =$ 0,875)
0,28	0,14	73,4	$1{,}2 \times 10^{-2}$	$-1{,}0 \times 10^{-1}$	$> -8{,}5 \times 10^{-2}$	0,00	10,0	0,300
0,27	0,13	57,6	$9{,}5 \times 10^{-3}$	$-6{,}6 \times 10^{-2}$	$> -5{,}3 \times 10^{-2}$	0,12	10,8	0,289
0,26	0,12	43,2	$7{,}1 \times 10^{-3}$	$-3{,}9 \times 10^{-2}$	$> -3{,}2 \times 10^{-2}$	0,31	11,6	0,277
0,25	0,11	34,6	$5{,}6 \times 10^{-3}$	$-2{,}4 \times 10^{-2}$	$> -1{,}9 \times 10^{-2}$	0,62	12,7	0,266
0,24	0,10	27,4	$4{,}4 \times 10^{-3}$	$-1{,}4 \times 10^{-2}$	$> -1{,}1 \times 10^{-2}$	1,15	14,0	0,254
0,23	0,09	20,9	$3{,}6 \times 10^{-3}$	$-8{,}0 \times 10^{-3}$	$> -6{,}2 \times 10^{-3}$	2,05	15,5	0,243
0,22	0,08	15,8	$2{,}6 \times 10^{-3}$	$-4{,}3 \times 10^{-3}$	$> -3{,}3 \times 10^{-3}$	3,67	17,5	0,231
0,21	0,07	12,2	$1{,}9 \times 10^{-3}$	$-2{,}2 \times 10^{-3}$	$> -1{,}7 \times 10^{-3}$	6,70	20,0	0,220
0,20	0,06	9,5	$1{,}2 \times 10^{-3}$	$-1{,}1 \times 10^{-3}$		12,6	23,3	0,209

Table 10. Example of a calculation of the $z_*(t)$ and $\bar{\theta}(t)$ relations by simple numerical integration.

herverdeling sneller verloopt bij grotere i en θ_i. Deze zelfde conclusie geldt volgens Talsma voor Glebe loam indien θ_i niet te klein is. Slechts indien θ_i klein is geldt in de leemgrond dat de herverdeling afneemt bij grotere i en θ_i. Onder alle omstandigheden blijft α niet constant voor de leemgrond maar neemt de waarde af met de tijd.

De vele herverdelingsexperimenten welke in de literatuur beschreven zijn tonen aan, dat het gedrag in zandgronden wel volgens een beschouwing zoals in paragraaf 8.2 kan worden beschreven, doch niet volgens het hier beschreven model. Dit model beschrijft de herverdeling in leem- en kleigronden redelijk doch niet in alle gevallen voldoende. Meer experimentele waarden voor α en β zijn nodig om te concluderen of zij al dan niet als constanten beschouwd kunnen worden of om aan te kunnen geven hoe zij voor ieder type grond in de tijd variëren.

Met nadruk zij er op gewezen, dat de toepasbaarheid van voorgaand model niet wordt bepaald door het al dan niet aanwezig zijn van hysterese in de vochtkarakteristiek, maar door de invloed van hysterese op de totale flux door het overgangsvlak. Leem- en kleigronden vertonen net als zandgronden vaak hysterese, doch het effect ervan op de herverdeling is veelal nauwelijks merkbaar. Dit kan verklaard worden uit de verhouding tussen de absorptieflux $(-D \cdot \mathrm{d}\theta/\mathrm{d}z)$ en de zwaartekracht flux $(k(\theta_*))$ ter plaatse van het overgangsvlak. Hysterese zal de eerste flux wel makkelijk te niet kunnen doen, de tweede flux echter minder snel. Omdat de doorlatendheid in zandgronden veel sneller afneemt met de matrixpotentiaal dan in leem- en kleigronden, speelt de zwaartekrachtsflux in de zandgronden een veel geringere rol dan in de leem- en kleigronden. In deze laatste gronden resulteert dit in een continue en vloeiend verlopende herverdeling. Dit ondanks het feit dat de absorptieflux t.g.v. hysterese nihil kan zijn.

8.4 Een integrale herverdelingskarakteristiek

De grootheid $\bar{\theta}$, de gemiddelde vochtfractie van de zone boven het overgangsvlak, is een in de praktijk veel gebruikte grootheid. In veel praktijktoepassingen waar men met het herverdelingsproces rekening houdt, wordt de $\bar{\theta}(t)$-relatie als een bruikbare en voldoende beschrijving van het herverdelingsproces beschouwd. Uit de modelbeschouwing zoals die in paragraaf 8.3 vermeld is, volgt de $\bar{\theta}(t)$-relatie uit een numerieke integratie. Deze integratie kan slechts uitgevoerd worden indien $D(\theta)_w$, $k(\theta)$, α en β bekend zijn. Slechts van enkele gronden zijn deze waarden bekend, terwijl de verificatie van de modelbeschouwing duidelijk heeft gemaakt dat α (en vermoedelijk ook β) zelden een constante waarde zal hebben.

Gardner et al. (1970a,b) geven verschillende analytische vergelijkingen voor $\bar{\theta}(t)$. Zij onderscheiden drie situaties, i.e. (1) die waarbij zowel absorptiekracht als zwaartekracht een rol spelen, (2) die waarbij de absorptiekracht de zwaartekracht overheerst en (3) die waarbij de zwaartekracht domineert. De door hen gebruikte $\bar{\theta}$ wordt anders gedefinieerd dan in paragraaf 8.3, nl. als het gemiddelde vochtgehalte van alleen dié zone welke tijdens de aan de herverdeling voorafgaande infiltratie werd bevochtigd.

Uit voorgaande discussies (paragraaf 8.2 en 8.3) blijkt dat de zwaartekracht veelal

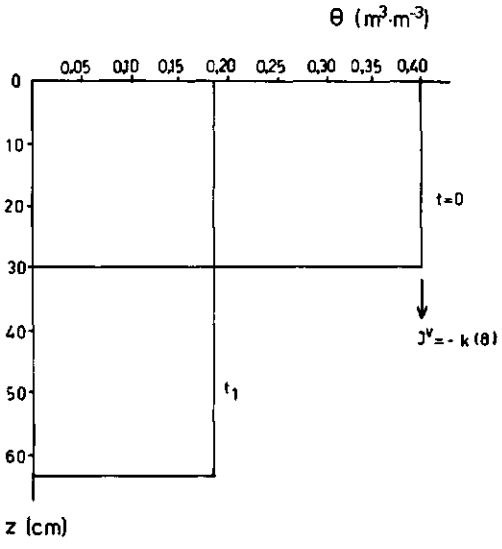


Fig. 90. Vereenvoudigd blokmodel van de herverdeling zoals gebruikt in paragraaf 8.4.

Fig. 90. Simplified block model for redistribution as used in Section 8.4.

de enige drijvende kracht voor de herverdeling is, omdat de absorptiekracht door de optredende hysterese gecompenseerd kan worden. Indien men de zwaartekracht als enige drijvende kracht neemt en het herverdelingsfront als een blokfront beschouwt (waarbij het overgangsvlak dan altijd met de onderzijde van het vochtfront, op diepte d, samenvalt), dan kan men een eenvoudige $\bar{\theta}(t)$-relatie afleiden. Deze relatie is zelfs beter in overeenstemming met experimentele gegevens dan die, welke door Gardner et al. (1970) voor soortgelijke aannamen werd afgeleid. In figuur 90 is zulk een benadering (blokontwikkeling) van de vochtverdeling tijdens herverdeling weergegeven voor een initieel volledig droge grond. De flux ter plaatse van het onvergangsvlak bedraagt dan:

$$J^v = - k(\bar{\theta}) \tag{192}$$

De continuïteitsvergelijking levert in dat geval:

$$\frac{i}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dt} = - k(\bar{\theta}) \tag{193}$$

waarin i de cumulatieve infiltratie is en $\bar{\theta}$ het gemiddelde (uniforme) vochtgehalte van de totale bevochtigde bovengrond. Indien met $k(\theta)$ schrijft als:

$$k(\theta) = p\theta^q \tag{194}$$

dan volgt na integratie van (193) en gebruik van de randvoorwaarde dat $\bar{\theta} = \theta_s$ op $t = 0$:

$$\bar{\theta} = (\theta_s^{-q} + \frac{pq}{i} t)^{-1/q} \tag{195}$$

welke vergelijking vereenvoudigd kan worden tot:

$$\bar{\theta} = \left(\frac{pq}{i}\right)^{-1/q} t^{-1/q} = at^{-b} \tag{196}$$

waarin a beschouwd kan worden als het vochtgehalte op één dag na het begin van de herverdeling. Uit gegevens van Gardner et al. (1970) volgt voor Gilat loess, met $i = 10$ cm, $p = 1{,}6 \times 10^5$ cm·d^{-1} en $q = 10{,}6$, dat $a = 0{,}320$ en $b = 0{,}0943$. Deze waarden voorspellen het herverdelingsgedrag goed zoals blijkt uit figuur 91, waarin de gemeten vochtprofielen vergeleken zijn met de, volgens de zojuist beschreven benadering, berekende blokvormige profielen. De overeenkomst tussen gemeten en berekende profielen is beter dan die, welke uit een soortgelijke benadering van Gardner et al. (1970) volgt (zie tabel 11).

Gardner et al. (1970) verkrijgen een iets andere vorm van (195) en (196) doordat zij $\bar{\theta}$ anders definiëren. Volgens overigens dezelfde redenering volgt dan:

$$\bar{\theta} = \theta_i \left[1 + \frac{(q-1)p\theta_i^q t}{i}\right]^{-1/(q-1)} \tag{197}$$

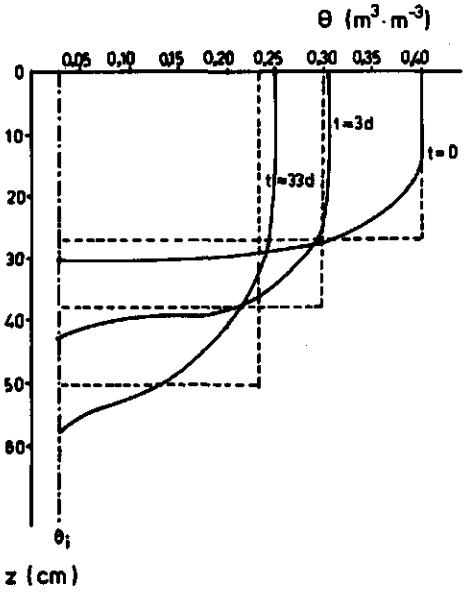


Fig. 91. Vergelijking tussen gemeten herverdeling in Gilat-löss (Gardner et al., 1970) (——) en de volgens (159) berekende herverdeling (---).

Fig. 91. Comparison between measured redistribution in Gilat loess (Gardner et al., 1970) (——) and profiles computed with Eq. 195 (---).

Tabel 11. Vergelijking tussen de voorspelling van $\bar{\theta}(t)$ volgens (195) en (197); $i = 10$ cm, $p = 1{,}6 \times 10^5$ cm·d^{-1}, $q = 10{,}6$.

t (d)	$\bar{\theta}$ (195)	$\bar{\theta}$ (197)
0	0,400	0,400
3	0,289	0,282
33	0,231	0,220

Table 11. Comparison between the prediction of $\bar{\theta}(t)$ by Eq. 195 and 197; $i = 10$ cm, $p = 1.6 \times 10^5$ cm·d^{-1}, $q = 10.6$.

en na vereenvoudiging:

$$\bar{\theta} = \theta_s \left[\frac{(q-1)p\theta_s^q}{i} \right]^{-1/(q-1)} t^{-1/(q-1)} = at^{-b} \tag{198}$$

Voor Gilat loess geldt voor $i = 10$ cm dat $a = 0{,}317$ en $b = 0{,}1042$.

Voorgaande beschouwing geldt uitsluitend voor de herverdeling in initieel droge grond. De in (196) en in (198) afgeleide, vereenvoudigde relaties worden echter al gedurende zeer lange tijd in de praktijk te gebruikt, zodat mag worden aangenomen dat deze relaties ook gelden indien $\theta_i > 0$.

Volgens (196) en (198) is a niet onafhankelijk van i, doch zal a afnemen bij toenemende i. Anders gezegd, de herverdeling verloopt sneller naarmate i groter is. Deze trend is in overeenstemming met experimenten van Talsma (1974) voor zandgronden en voor leemgronden indien θ_i een aanzienlijke waarde heeft, echter niet voor leemgronden met kleine θ_i. Het opgeven van a- en b-waarden voor een grond heeft (dus) slechts zin, indien tevens de waarde van i wordt vermeld. De $\bar{\theta}(t)$-relatie wordt volleddiger beschreven door opgave van de waarden voor p en q, dan door opgave van een aantal a- en b-waarden. Experimentele gegevens van Richards et al. (1956) en Ogata & Richards (1957) zijn overigens niet in overeenstemming met de trend welke uit (196) en (198) blijkt. Ogata & Richards (1957) vinden voor $i = 35$ cm in een sandy loam de volgende waarden: $a = 0{,}256$ en $b = 0{,}1280$; Richards et al. (1956) vinden voor dezelfde grond voor $i = 56$ cm (bovengrond van 0–50 cm) de waarden: $a = 0{,}2640$ en $b = 0{,}2130$. Een verschil in i heeft hier dus geen effect op de waarde van a, maar wel op de waarde van b. Overigens geldt wel dat de herverdeling het snelst verloopt voor de grootste i-waarde.

Uit experimenten waarbij de bodem tot op grote diepte (enkele meters) bevochtigd wordt, blijkt de uitdroging steeds minder op de in figuur 90 geschetste uniforme wijze te geschieden. Dit betekent, dat de a- en b-waarden per beschouwde laag kunnen variëren. Zo vinden Nixon & Lawless (1960) in een zandgrond voor de laag van 60–120 cm, dat $a = 0{,}1125$ en $b = 0{,}054$ en voor de laag van 540–600 cm diepte een $a = 0{,}1708$ en een $b = 0{,}083$. De totale laag van 60–600 cm heeft een a-waarde gelijk aan 0,1528 en een b-waarde gelijk aan 0,081.

De vergelijkingen (196) en (198) maken duidelijk, dat gezien de p- en q-waarden per grondsoort aanmerkelijk kunnen variëren, tevens de a- en b-waarden kunnen verschillen. Wilcox (1959) geeft a- en b-waarden voor verschillende gronden. De gegevens werden ontleend aan een zeer diepe bevochtiging en zijn gemiddelden van een aantal experimenten. Voor $\theta(t)$ op ca. 2 m diepte geldt in loamy sand dat $a = 0{,}0677$ en $b = 0{,}1189$, voor sandy loam dat $a = 0{,}1582$ en $b = 0{,}0604$, voor silt loam dat $a = 0{,}3517$ en $b = 0{,}0485$ en voor clay loam dat $a = 0{,}3943$ en $b = 0{,}0302$.

De in dit hoofdstuk vermelde experimentele gegevens tonen aan, dat een relatie van de vorm $\bar{\theta} = at^{-b}$ de herverdeling goed kan beschrijven. De a- en b-waarden welke in de literatuur voorkomen, vertonen nogal grote en onverklaarbare verschillen. Dit wordt grotendeels veroorzaakt door de zeer verschillende omstandigheden waaronder deze waarden bepaald werden. Meer experimenten ter bepaling van a en b

onder gestandaardiseerde omstandigheden en de bepaling van de invloed van i op a en b voor verschillende grondsoorten zal het in de toekomst misschien mogelijk maken om voor ieder herverdelingsproces in een bepaalde grond richtgetallen voor a en b te vinden. Deze richtgetallen zullen dan tenminste de orde van grootte van de herverdeling voorspellen.

Samenvatting

Bij de beweging van de vloeistoffase in de bodem kan men twee voortstuwende krachten onderscheiden: de gradiënt van de hydraulische druk en de zwaartekracht. Het is gebruikelijk om deze krachten te sommeren in de vorm van een gradiënt van de zg. hydraulische potentiaal (welke uitgedrukt kan worden in druk-eenheden), waarbij puntmetingen van deze hydraulische potentiaal op verschillende plaatsen in de bodem worden gemeten en gebruikt om de beweging van de vloeistoffase te voorspellen. Dit is echter niet meer van toepassing indien er lokaal grote verschillen in de dichtheid van de bodemoplossing bestaan. In dat geval dient men eveneens voorzichtig te zijn met het gebruik van de drukhoogte i.p.v. druk.

De hydraulische druk van de vloeistoffase in de bodem p kan worden onderverdeeld in drie partiële drukken p^e, p^w en p^a, welke respectievelijk de invloed van een last, de vochtfractie en van een niet-atmosferische bodemluchtdruk vertegenwoordigen. Deze onderverdeling is noodzakelijk omdat er slechts een verband bestaat tussen de vochtfractie θ en een deel van p, nl. tussen θ en $(p^e + p^w) = p^m$, de matrische component van p (of matrixpotentiaal). Dit verband is bekend als de vochtkarakteristiek van de grond.

In de meeste gevallen leidt de aanwezigheid van de bodemmatrix niet tot opvallende verschillen in mobiliteit van de water- en de opgeloste component van de bodemoplossing. In de fluxvergelijking (verg. 25) voor het bodemvocht blijken dan alle koppelingscoëfficiënten nihil. De resulterende vergelijking met één hoofdcoëfficiënt is bekend als de wet van Darcy. Combinatie van de fluxvergelijking met de massaconserveringsvergelijking (verg. 30) leidt tot een zg. algemene stromingsvergelijking (verg. 31) met twee afhankelijke variabelen, nl. p en θ. Onder bepaalde beperkende randvoorwaarden kan deze stromingsvergelijking voor iedere vochtkarakteristiek $\theta(p^m)$ omgezet worden in een vergelijking uitsluitend in p^m (verg. 34). In die gronden waar eveneens geldt dat $p^m(\theta)$ bestaat, zoals in gronden met een luchtintreewaarde gelijk aan nul, geldt bovendien dat de stromingsvergelijking eveneens omgezet kan worden in een vergelijking welke uitsluitend θ bevat (verg. 33).

Het blijkt dat de stromingsvergelijking, na numerieke benadering, voor nagenoeg alle randvoorwaarden opgelost kan worden m.b.v. moderne rekenautomaten. Voor beperkte randvoorwaarden, nl. die welke gelden voor de bassinbevloeiing van een redelijk homogene grond, worden semi-analytische oplossingen vermeld welke door iteratie eveneens tot nauwkeurige resultaten kunnen leiden. Er wordt met nadruk op gewezen dat de nauwkeurigheid waarmee bevochtigingsprocessen m.b.v. min of meer ingewikkelde en nog veelal kostbare berekeningen worden voorspeld, in hoge mate

beperkt wordt door de nauwkeurigheid van de invoergegevens, i.e. de fysische bodemkarakteristieken. Alhoewel er de laatste jaren hiervoor steeds betere bepalingsmethodieken ontwikkeld zijn (zie hoofdstuk 2), blijkt er helaas nog maar weinig bekend te zijn over de fysische eigenschappen van gronden. Derhalve lijkt de bereikte graad van verfijning in de berekening van weinig praktische waarde. De praktijk blijkt weinig nut te ondervinden van incidentele oplossingen welke slechts door specialisten geleverd kunnen worden. In dit verslag worden daarom een aantal analytische oplossingen voor een sterk vereenvoudigd bassinbevloeiingsproces vermeld en onderling vergeleken. Het blijkt dat vooral m.b.v. deze oplossingen uitdrukkingen gevonden kunnen worden voor integrale karakteristieken van het bevochtigingsgedrag welke van veel praktisch nut blijken. Zowel de analytische oplossingen zelf als de daaruit afgeleide uitdrukkingen voor de integrale karakteristieken vereisen dat er slechts enkele eenvoudig te bepalen fysische eigenschappen van de grond bekend zijn (zie paragraaf 5.5). Het blijkt dat voorspellingen op basis van dit type analytische oplossingen veelal voldoende nauwkeurig zijn, zodat hieraan grote aandacht wordt besteed.

Op basis van een vergelijkend onderzoek van de bestaande vergelijkingen voor de infiltratiesnelheid en de cumulatieve infiltratie onder bassinbevloeiing, wordt een nieuwe semi-empirische vergelijking voorgesteld. Veel aandacht wordt besteed aan de fysische betekenis en de bepalingswijze van de verschillende parameters welke in de besproken analytische oplossingen voorkomen.

Vooral bij de bassinbevloeiing lijkt het aannemelijk dat een niet-atmosferische bodemluchtdruk de infiltratiesnelheid aanzienlijk kan verminderen. Een fysisch-mathematische beschrijving van twee-fasenstroming wordt besproken. Experimenteel blijkt dat hysterese een belangrijke rol speelt. Een analytische benadering van het infiltratieproces blijkt ook bij deze complicatie, over een beperkt tijdsinterval, zeer goed mogelijk.

Er wordt een uitvoerig overzicht gegeven van de moeilijkheden bij de fysisch-mathematische beschrijving van bevochtigingsprocessen in niet-rigide gronden. Er blijken nog onvoldoende meetgegevens te bestaan om een sluitende modelvoorstelling van het zwellen en krimpen van kleigronden te presenteren. Er worden enkele experimentele testgegevens vermeld en aanwijzingen voor mogelijk verder onderzoek gedaan.

De herverdeling van het geïnfiltreerde water over het bodemprofiel blijkt in sterke mate bepaald door de hysterese-eigenschappen van de grond. Deze eigenschappen kunnen weliswaar in de fysisch-mathematische beschrijving van het herverdelingsproces worden ingebouwd, maar voorspellingen kunnen dan nog slechts m.b.v. computerberekeningen worden verricht. In de praktijk dragen deze voorspellingen wederom een te incidenteel karakter terwijl er te hoge eisen aan de beschikbaarheid van fysische bodemgegevens, inclusief hysterese, worden gesteld. Een eenvoudige uitdrukking van het gemiddelde vochtgehalte van de bevochtigde zone als functie van de tijd, welke twee empirische parameters bevat, lijkt vooralsnog de enige wijze waarop de praktijk een redelijke schatting kan maken omtrent het te verwachten herverdelingsgedrag.

Uitvoerig wordt in dit verslag ingegaan op de betekenis en de wijze van bepalen van de verschillende fysische bodemparameters (tabel 1). De op dit moment meest gebruikte laboratorium- en veldmethoden ter bepaling van grootheden als (verzadigde) hydraulische doorlatendheid, 'diffusivity', vochtkarakteristiek en 'sorptivity' worden in het kort besproken. Deze meetmethoden worden vervolgens overzichtelijk gegroepeerd in tien stelsels (sectie 2.2.2).

Deze stelsels zijn dusdanig opgebouwd dat zij in toenemende mate betere en duurdere faciliteiten (apparatuur en vakkennis) vereisen. Voor een eenvoudig veldonderzoek (zoals dat vaak in ontwikkelingslanden wordt uitgevoerd) zijn de eerste stelsels veelal voldoende. Voor het wetenschappelijk onderzoek zijn de stelsels met de hoogste rangnummers vereist.

Summary

In the flow of the liquid phase in soils, one may distinguish two driving forces: the pressure gradient and gravity force. These forces are commonly summated and result in a hydraulic potential gradient. Readings of this potential which may be expressed in the same units as pressure at different points in the soil profile are then used as a basis for predicting of the movement of the liquid phase. However, this practice fails if there are locally significant differences in mass density of the liquid. If possible differences in density are unknown, one must be careful in using pressure head as a substitute for pressure.

The pressure of the liquid phase in soils, p, may be subdivided into three partial pressures: p^e, p^w and p^a which refer to the influence of load, moisture content θ, and over or under pressure of gas phase, respectively. This partition of p is necessary since only (at given load) there is a relation between θ and a component of p: $(p^e + p^w) = p^m$, the matric pressure (or matric potential). This relation is known as the moisture characteristic of a soil or retentivity curve.

Usually the presence of the soil matrix does not lead to significant differences in mobility of the water and solute components in the liquid phase. In the flux equation (Eq. 25), all cross or coupling coefficients seem negligible. The resulting equation, which has only one main coefficient, is known as Darcy's law. Combination of the flux equation with the mass conservation equation (Eq. 30) leads to a general flow equation (Eq. 31) with two dependent variables: p and θ. Under certain limiting conditions, this equation can be transformed into an equation with p^m only, for any retentivity curve, $\theta(p^m)$ (Eq. 34). In soils with $p^m(\theta)$ too, for instance soils with an air entry value of zero, one may also transform the general flow equation into an equation with θ only (Eq. 33).

For almost any condition, the flow equation can be solved, after numerical approximation, with modern computers. In this report, semi-analytical solutions are given that can be used only under more limited conditions, as for basin irrigation, but which also give accurate results after iteration. The accuracy of the prediction of flow processes, with complicated and often expensive computations, is severely limited by the accuracy of the input data; that is, the physical properties of the soil. Though better methods have been developed to estimate these properties, particularly in recent years (Chap. 2), reliable and accurate data for some soils are hardly available, so that refinement of computations seems of low practical value. Practical gains are too small from complex ad hoc models made by specialists. Therefore in this report, a comparison was made between different analytical models of simplified basin irri-

gation. Such analytical models can be successfully used to derive expressions for integral properties of wetting processes, which are of high practical interest. Analytical models and the derived expressions for integral properties require only information about physical properties that are simple to determine.

Much attention is paid in this report to the significance and way of estimating the various physical properties (Table 1). The laboratory and field methods most used at present for estimating quantities like (saturated) hydraulic conductivity, diffusivity, retentivity curve and sorptivity are briefly discussed. These methods are then grouped into ten categories (Section 2.2.2).

The categories are based on increasing investment and know-how. For a simple field-test (as in developing countries), the first categories may suffice. Scientific research requires the categories with the higher numbers.

By comparison of known equations for rate of infiltration and for cumulative infiltration, a new partly empirical equation is proposed. Much attention is paid to the physical significance and methods of estimating properties used in the various methods.

One may suppose, particularly for basin irrigation, that an excess pressure of gas phase may reduce the rate of infiltration considerably. A physico-mathematical description is given of two-phase flow. Experiment shows that hysteresis is important. In spite of this complication, an analytical approach to infiltration with excess pressure seems to give satisfactory results, at least over a limited time.

A detailed review is presented of difficulties in the physico-mathematical description of wetting in swelling soils. There are still too few data to develop a continuous model of the swelling and shrinkage of clay soils. Some results of tests and suggestions for further research are given.

The redistribution of the infiltrated water over the soil profile is strongly influenced by hysteresis, which can be built into the physico-mathematical description of redistribution. But then the relevant equations can only be solved with a computer and predictions cannot be generalized. The models require too much physical data (including hysteresis). A simple analytical expression that predicts the average moisture content of the wetted zone as a function of time and which contains two empirical constants seem the only fair way of predicting redistribution behaviour in practice.

Lijst van symbolen/List of symbols

Symbool/ Symbol		Eenheid/ Unit	Ref.
a	parameter in $D_F(\theta)$	$m^2 \cdot s^{-1}$	(13)
a	parameter (Kostiakov, 1932)	$m \cdot s^{b-1}$	(91)
a	parameter	s^b	(196)
a	parameter (Horton, 1940)	s^{-1}	(92)
A	parameter (Philip, 1957)	$m \cdot s^{-1}$	(84)
b	parameter	1	(196)
b	parameter (Kostiakov, 1932)	1	(91)
b	parameter	$s^{-1/2}$	(108)
c	parameter	m	(91)
C, $C(\theta)$, $C(p^m)$	differentiële vochtcapaciteit/differential moisture capacity, $d\theta/dp^m$	Pa^{-1}, mbar	(35)
$C(t)$, C	functie van t/function of t	$m \cdot s^{-1}$	(47)
C_1	parameter	Pa^{C_2}	(152)
C_2	parameter	1	(152)
d	dikte van een grondkolom/thickness of a soil column	m	(1)
d	totale differentiaaloperator/total differential operator	–	–
∂	partiële differentiaaloperator/partial differential operator	–	–
d_{eq}	gemiddelde bevochtigingsdiepte/average depth of wetting	m	(12)
d_f	gemiddelde diepte van het bevochtigingsfront/ average depth of the wetting front	m	(76)
D	'diffusivity' of vochtvereffeningscoëfficient/ diffusivity	$m^2 \cdot s^{-1}$	(35)
D^*	vanwege mathematische dispersie gecorrigeerde D-waarde/corrected D value for mathematical dispersion	$m^2 \cdot s^{-1}$	(38)
$D_i = D(\theta_i)$	D bij θ_i/D at θ_i	$m^2 \cdot s^{-1}$	–
$D_s = D(\theta_s)$	D bij θ_s/D at θ_s	$m^2 \cdot s^{-1}$	–
$D(p^m)$	D als functie van p^m/D as a function of p^m	$m^2 \cdot s^{-1}$	–

$D(\theta)$	D als functie van θ/D as a function of θ	$m^2 \cdot s^{-1}$	–
$D(\theta)_d$	hoofduitdrogingstak van hysteresegevoelige $D(\theta)$/main drying branch of hysteretic $D(\theta)$	$m^2 \cdot s^{-1}$	–
$D(\theta)_w$	hoofdbevochtigingstak van hysteresegevoelige $D(\theta)$/main wetting branch of hysteretic $D(\theta)$	$m^2 \cdot s^{-1}$	–
$D_E(\theta)$	een exponentiële $D(\theta)$/an exponential $D(\theta)$	$m^2 \cdot s^{-1}$	(9)
$D_P(\theta)$	een bepaalde $D(\theta)$/a definit $D(\theta)$	$m^2 \cdot s^{-1}$	(13)
e	poriënverhouding (m^3 poriën $\cdot m^{-3}$ vaste fase delen)/void ratio; volume quotient of voids to solid phase in soil	$1 = m^3 \cdot m^{-3}$	(145)
erfc	complementaire 'error'-functie/complementary error function	–	–
exp	exponentiële functie van.../exponential function of...	–	–
E	elektrische potentiaal/electric potential	V	(25)
f	willekeurige functie van.../any function of...	–	–
f	parameter	1	(85')
F	kracht/force	N	(18)
F_a	drijvende kracht op de gasfase/driving force on the gas phase	N	(119)
F_l	drijvende kracht op de vloeistof fase/driving force on the liquid phase	N	(118)
g	zwaartekrachtsversnelling/acceleration due to gravity	$m \cdot s^{-2}$	–
g	willekeurige functie van.../any function of...	–	–
$\bar{g}^*$	Legrendre-getransformeerde gemiddelde Gibbs-potentiaal/Legrendre transformed average Gibbs potential	$J \cdot kg^{-1}$	(157)
h	hoogte t.o.v. een zelf te kiezen referentieniveau/height with reference to an arbitrary level	m	–
H	hydraulische hoogte/hydraulic head	m	(22)
H_p	drukhoogte/pressure head	m	(22)
i	cumulatieve infiltratie/cumulative infiltration	m	(82)
I	dimensieloze vorm van i/dimensionless form of i	1	5.3
I_c	gammastralingsintensiteit door een lege kolom/gamma intensity through an empty column	s^{-1}	(2)
I_{DS}	gammastralingsintensiteit door een kolom droge grond/gamma intensity through a column of dry soil	s^{-1}	(1)
I_{WS}	gammastralingsintensiteit door een kolom natte grond/gamma intensity through a column of wet soil	s^{-1}	(1)

J^V, J_1^V	(areieke) volumeflux van het bodemvocht/(areic) volume flux of soil water	$m \cdot s^{-1}$	(25)
J_s^V	(areieke) volumeflux van de bodemlucht/(areic) volume flux of soil gas	$m \cdot s^{-1}$	(123)
J_t^V	totale (areieke) volumeflux in de bodem/total (areic) volume flux in soil	$m \cdot s^{-1}$	(124)
$J_0^V = (J_1^V)_0$	(areieke) volumeflux van water door het bodemoppervlak/(areic) volume flux of water that passes the soil surface	$m \cdot s^{-1}$	(81)
$\tilde{J}^V$	gereduceerde flux van het bodemvocht/reduced flux of soil water	1	(57)
k, $k(\theta)$, $k(p^m)$, $k(\vartheta)$	hydraulische doorlatendheid, uitgedrukt in praktische eenheden/hydraulic conductivity, expressed in practical units	$m \cdot s^{-1}$, $cm^2 \cdot s^{-1} \cdot mbar^{-1}$	–
k_1, $k(\theta_1)$	k bij θ_1/k at θ_1	$m \cdot s^{-1}$	–
k_s, $k(\theta_s)$	k bij θ_s/k at θ_s	$m \cdot s^{-1}$	–
k_{sd}	doorlatendheid van een verzadigde grond tijdens drainage/conductivity of a saturated soil during drainage	$m \cdot s^{-1}$	2.2.1.
k_{sw}	doorlatendheid van een verzadigde grond tijdens bevochtiging/conductivity of a saturated soil during wetting.	$m \cdot s^{-1}$	2.2.1
k_{tr}	gemiddelde doorlatendheid van de bevochtigde zone gedurende infiltratie/average conductivity of the wet zone during infiltration	$m \cdot s^{-1}$	(116)
$\bar{k}$	gereduceerde k/reduced k	$m \cdot s^{-1}$	(46)
k'	afgeleide van $k(\theta)$/derivative of $k(\theta)$	$m \cdot s^{-1}$	(75)
K, $K(\theta)$, $K(p^m)$, $K(\vartheta)$	hydraulische doorlatendheid/hydraulic conductivity	$m^2 \cdot s^{-1} \cdot Pa^{-1}$	(26)
K_1	parameter	Pa, mbar	(150)
l	lengte van de bevochtigde laag/length of the wetted layer	m	(138)
ln	operator van natuurlijke logaritme/operator of natural logarithm	–	–
lg	operator van dekadische logaritme/operator of decadic logarithm	–	–
L	diepte van het bodemprofiel waarover luchtdrukverhoging kan plaatsvinden/depth of the soil profile over which air pressure can increase	m	(139)
L	operator van een differentiaalvergelijking/operator of a differential expression	–	(50)
L_V	hoofdcoëfficiënt/main coefficient	$m^2 \cdot s^{-1} \cdot Pa^{-1}$	(25)
L_{VT}	koppelingscoëfficiënt/coupling coefficient	$m^2 \cdot s^{-1} \cdot K^{-1}$	(25)

L_{VD}	koppelingscoëfficiënt/coupling coefficient	$m^2 \cdot s^{-1} \cdot Pa^{-1}$	(25)
L_{VE}	koppelingscoëfficiënt/coupling coefficient	$m^2 \cdot s^{-1} \cdot V^{-1}$	(25)
LK	laterale krimp/lateral shrinkage	1	7.2
m	materiaalcoördinaat/material coordinate	m	(165)
m	parameter in $D_P(\theta)$	1	(13)
m_l	massa aan bodemvocht/mass of liquid phase	kg	7.6
m_s	massa aan vaste fase/mass of solid phase	kg	7.6
n	parameter	1	(150)
n_0	stofconcentratie van anionen of kationen in de evenwichtsoplossing/substance concentration of anion or cation in the equilibrium solution	$mol \cdot m^{-3}$	(146)
${}_dn_a$	stofconcentratie van anionen in de dubbellaag/ substance concentration of anion in the double layer	$mol \cdot m^{-3}$	(146)
${}_dn_c$	stofconcentratie van kationen in de dubbellaag/ substance concentration of cation in the double layer	$mol \cdot m^{-3}$	(146)
p	parameter	$m \cdot s^{-1}$	(194)
p	meetbare (tensiometer)druk van het bodemvocht t.o.v. atmosferische druk/measurable (tensiometer) pressure of the soil liquid phase with respect to atmospheric pressure	Pa, mbar	(17)
p(atm)	atmosferische druk/atmospheric pressure	Pa, mbar	(121)
p^a	gasdruk (of gaspotentiaal); bijdrage van een niet-atmosferische gasdruk in de bodem in de meetbare druk p/pneumatic pressure (or pneumatic potential); contribution of an under or over pressure of the soil air to the measurable pressure p	Pa, mbar	(23)
p^e	omgevingsdruk (of omgevingspotentiaal) bijdrage van de last P in de meetbare druk p/ envelope pressure (or envelope potential); contribution of the load P to the measurable pressure p	Pa, mbar	(23)
p^w	vochtdruk (of vochtpotentiaal); bijdrage van de vochtfractie θ in de meetbare druk p/ wetness pressure (or wetness potential); contribution of the moisture fraction θ to the measurable pressure p	Pa, mbar	(23)
p^m	matrische component van p (of matrixpotentiaal) $p^w + p^e$; bijdrage van de aanwezigheid van de bodemmatrix op de meetbare druk p/matric component of p (or matric potential) $p^w + p^e$;	Pa, mbar	3.1

	contribution of the soil matrix to the measurable pressure p		
p^c	capillaire druk (of capillaire potentiaal); deel van p^w dat veroorzaakt wordt door de druksprong over een meniscus/capillary pressure (or capillary potential); component of p^w caused by the pressure drop over a meniscus	Pa, mbar	7.3
p^o	osmotische druk (of osmotische potentiaal); deel van p^w dat veroorzaakt wordt door een overmaat aan (kationen + anionen)/osmotic pressure (or osmotic potential; component of p^w caused by an excess of (cations + anions)	Pa, mbar	7.3
p^*	hydraulische druk/hydraulic pressure	Pa, mbar	(21)
p_l	absolute druk van het bodemvocht/absolute pressure of the liquid phase	Pa, mbar	(120)
p_a	absolute druk van de gasfase/absolute pressure of the gas phase	Pa, mbar	(120)
$p_{a,e}$	luchtintreewaarde in termen van p/air entry value in terms of p	Pa, mbar	7.5
$p^m_{a,e}$	luchtintreewaarde in termen van p^m/air entry value in terms of p^m	Pa, mbar	(5.5)
p^f_a	p_a aan de teen van het bevochtigingsfront/p_a at the toe of the wetting front	Pa, mbar	(125)
p^s_a	p_a aan het bodemoppervlak/p_a at the soil surface	Pa, mbar	(125)
p^m_{krit}	(gemiddelde) effectieve p^m aan de teen van het bevochtigingsfront/(average) effective p^m at the toe of the wetting front	Pa, mbar	(117)
P, σ_G	last of gronddruk/load	Pa, mbar	7.3
q	parameter	1	(194)
R	reflectiecoëfficiënt/reflection coefficient	1	3.2
r	straal van een (hypothetisch) cylindrische porie/radius of a (hypothetical) tubular pore	m	5.5
R	molaire gasconstante/molar gas constant	$J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$	(146)
s	algemene coördinaat/general coordinate	m	–
s	gereduceerde sorptivity/reduced sorptivity; $= S/(\theta_s - \theta_i)$	$m \cdot s^{-1/2}$	5.5
$\bar{s}$	gemiddelde specifieke entropic/average specific entropy	$J \cdot kg^{-1}$	(157)
S	sorptivity	$m \cdot s^{-1/2}$	(84)
S_d	deel van S/component of S	$m \cdot s^{-1/2}$	(12)
t	tijd/time	s	–
$t_{90\,\%}$	tijdstip waarop 90% van de potentiële hoeveel-	s	5.4

	heid water, welke door de absorptie krachten van de grond kan worden aangetrokken, is binnengedrongen/time when 90% of the possible amount of water that can be absorbed by the soil has penetrated		
T	thermodynamische temperatuur/thermodynamic temperature	K	–
T	dimensieloze vorm van t/dimensionless derivative of t	1	(104)
$\bar{u}$	gemiddelde specifieke interne energie/average specific internal energy	$J \cdot kg^{-1}$	(157)
v_B	specifiek volume van B/specific volume of B	$m^3 \cdot kg^{-1}$	(160)
$\bar{v}_B$	partieel specifiek volume van component B *in* het bodemvocht/partial specific volume of component B *within* the liquid phase	$m^3 \cdot kg^{-1}$	(17)
x	eerste horizontale (rigide) coördinaat/first horizontal (rigid) coordinate	m	–
y	tweede horizontale (rigide) coördinaat/second horizontal (rigid) coordinate	m	–
z	vertikale (rigide) coördinaat/vertical (rigid) coordinate	m	–
z^f	coördinaat van de teen van het bevochtigingsfront/coordinate of the toe of the wetting front	m	(125)
z^s	coördinaat van het bodemoppervlak/coordinate of the soil surface	m	(125)
α	bevochtigingshoek/wetting angle	rad	5.5
α	integratie-dummy/integration dummy	–	–
α	parameter in $k = k(\theta_s)\exp(\alpha p^m)$	$Pa^{-1}, mbar^{-1}$	(95)
α	parameter	1	(186)
A	volumefractie lucht/volume fraction of air; $A = \varepsilon - \theta$	$1 = m^3 \cdot m^{-3}$	(123)
β	parameter in $D_E(\theta)$	1	(9)
β	integratie-dummy/integration dummy	–	–
β	parameter	1	8.3
γ	integratie-dummy/integration dummy	–	–
γ	oppervlaktespanning/surface tension	$N \cdot m^{-1}$	5.5
δ	Dirac-distributie/Dirac distribution	–	(80)
Δ	operator van eindig verschil/operator for finite difference	–	–
Δ	parameter	1	(11)
$\Delta\theta$	traject $\theta_s - \theta_i$/range $\theta_s - \theta_i$	1	–
ε	porositeit: volumefractie van de vloeibare fasen in grond/porosity: volume fraction of	$1 = m^3 \cdot m^{-3}$	(29)

	fluid phases in soil		
ϑ	vochtverhouding (m^3 bodemvocht$\cdot m^{-3}$ vaste fase delen)/moisture ratio; volume quotient of liquid to solid phase in soil	$1 = m^3 \cdot m^{-3}$	(144)
θ	vochtfractie (m^3 bodemvocht$\cdot m^{-3}$ bulkgrond)/ moisture fraction; volume quotient of liquid to bulk soil	$1 = m^3 \cdot m^{-3}$	(1)
θ_i	(initiële) grenswaarde van het beschouwde θ-traject/initial boundary value of the relevant θ range	1	–
θ_s	(1) meestal: verzadigde vochtfractie; (2) soms in de betekenis van hoogste grenswaarde van een $\Delta\theta$-traject (de bronwaarde)/(1) mostly: saturated moisture fraction (2) sometimes the highest boundary value of the $\Delta\theta$ range (source value)	1	–
θ_{sd}	hoogste θ-waarde welke tijdens drainage voorkomt/highest θ value that may occur during drainage	1	2.2.1
θ_{sw}	hoogste θ-waarde welke tijdens bevochtiging voorkomt/highest θ value that may occur during wetting	1	2.2.1
$\theta(p^m)$, $p^m(\theta)$	vochtkarakteristiek/retentivity curve, moisture characteristic (curve)	–	–
$\theta(p^m)_d$, $p^m(\theta)_d$	hoofduitdrogingstak van de vochtkarakteristiek/ main drying branch of the retentivity curve	–	2.2.1
$\theta(p^m)_w$, $p^m(\theta)_w$	hoofdbevochtigingstak van de vochtkarakteristiek/main wetting branch of the retentivity curve	–	2.21
$\bar{\theta}$	gereduceerde vochtfractie, $\bar{\theta} = (\theta - \theta_i)/(\theta_s - \theta_i)$ of $\bar{\theta} = \theta/\theta_s$/reduced volume fraction of moisture in soil	1	4.2
$\bar{\theta}$	gemiddelde vochtfractie over een deel van de bevochtigde grond/average volume fraction of moisture over part of the wetted zone	1	8.4
$\varkappa$	vermeende constante/supposed constant	$m^3 \cdot s^{-1}$	(96)
$\bar{\lambda}$	gereduceerde Boltzmann-variabele/reduced Boltzmann variable	1	(10), (11), (13)
λ_{eq}	Boltzmann-variabele van gemiddelde bevochtigingsdiepte/Boltzmann variable at the average wetting depth	$m \cdot s^{-1/2}$	(12)
λ_f	Boltzmann-variabele aan de teen van het absorptiefront/Boltzmann variable at the toe of the absorption front	$m \cdot s^{-1/2}$	2.1.3

$\lambda(\theta) = \lambda_1(\theta)$	Boltzmann-variabele $\varkappa(\theta)t^{-1/2}$ als functie van θ/Boltzmann-variable $\varkappa(\theta)t^{-1/2}$ as a function of θ	$m \cdot s^{-1/2}$	(4)
$\lambda_2(\theta)$	variabele $\varkappa(\theta)t^{-1}$ als functie van θ/variable $\varkappa(\theta)t^{-1}$ as a function of θ	$m \cdot s^{-1}$	(42)
$\lambda_3(\theta)$	variabele $\varkappa(\theta)t^{-3/2}$ als functie van θ/variable $\varkappa(\theta)t^{-3/2}$ as a function of θ	$m \cdot s^{-3/2}$	(42)
$\lambda(\theta)_d$	$\lambda(\theta)$ tijdens uitdroging/$\lambda(\theta)$ during drying	$m \cdot s^{-1/2}$	2.2.1
$\lambda(\theta)_w$	$\lambda(\theta)$ tijdens bevochtiging/$\lambda(\theta)$ during wetting	$m \cdot s^{-1/2}$	2.2.1
$\mu_w = \mu_w(B)$	massa-afzwakkingscoëfficiënt voor water voor isotoop B/mass attenuation coëfficiënt for water for radioisotope B	$m^2 \cdot kg^{-1}$	(1)
$\mu_s = \mu_s(B)$	(gemiddelde) massa-afzwakkingscoëfficiënt voor een grond voor isotoop B/(average) mass attenuation coefficient of a soil for radioisotope B	$m^2 \cdot kg^{-1}$	(2)
$\tilde{\mu}_B$	totale thermodynamische potentiaal van component B/total thermodynamic potential of component B	$J \cdot kg^{-1}$	(17)
$\tilde{\mu}_B^c$	het van de concentratie van B afhankelijke deel van $\tilde{\mu}_B$/component of $\tilde{\mu}_B$ which depends on the concentration of B	$J \cdot kg^{-1}$	(17)
$\xi(\theta)$	functie van θ/function of θ	m	(65)
π	omtrek gedeeld door diameter: ca 3,14/ circumference divided by diameter: ca. 3.14	–	–
Π	zwellingsdruk/swelling pressure; $= -p^o$	Pa, mbar	(146)
ρ_l	volumieke massa van het bodemvocht/volumic mass of the liquid phase	$kg \cdot m^{-3}$	(19)
ρ_s	gemiddelde volumieke massa van de vaste fase/ average volumic mass of the solid phase	$kg \cdot m^{-3}$	(145)
${}^b\rho$	volumieke massa van de bulkgrond; volume gewicht/volumic mass of bulk soil; bulk density	$kg \cdot m^{-3}$	(157)
${}^b\rho_a$	massa-concentratie van de gascomponent in de bulkgrond/mass concentration of gas phase in bulk soil	$kg \cdot m^{-3}$	(157)
${}^b\rho_s$	massa-concentratie van de vaste fase in de bulk/ grond/mass concentration of the solid phase in bulk soil	$kg \cdot m^{-3}$	(157)
${}^b\rho_l$	massa-concentratie van de vloeistofcomponent in de bulkgrond/mass concentration of liquid phase in bulk soil	$kg \cdot m^{-3}$	(157)
${}^l\rho_s$	massa-concentratie van de opgeloste stoffen in het bodemvocht/mass concentration of solute components in liquid phase	$kg \cdot m^{-3}$	(18)

$^{1}\rho_w$	massa-concentratie van de water-(H_2O) component in het bodemvocht/mass concentration of water (H_2O) in the liquid phase	$kg \cdot m^{-3}$	(18)
σ_K	korrelspanning/intergranular stress	Pa, mbar	7.3
$\sigma(\theta)$	standaardafwijking van een berekende θ-waarde/standard deviation of estimate of θ	1	(3)
ψ_g	zwaartekrachtspotentiaal/gravity potential	$J \cdot kg^{-1}$	3.1
ψ_p	drukpotentiaal/pressure potential	$J \cdot kg^{-1}$	3.1
ψ_o	osmotische potentiaal/osmotic potential	J/kg^{-1}	3.1
ψ_t	totale potentiaal/total potential: $\psi_p + \psi_g + \psi_o$	$J \cdot kg^{-1}$	3.1
*	subscript ter aanduiding van fysische grootheden ter plaatse van het overgangsvlak/ subscript for physical quantities at the transition plane	–	8.2
∇	operator van gradiënt/operator for gradient	–	–
$\nabla \cdot$	operator van divergentie/operator for divergence	–	–

Literatuur

Abramowitz, M. & I. A. Stegun, 1965. Handbook of mathematical functions. Dover publications, New York.

Adrian, D. D. & I. B. Franzini, 1966. Impedance to infiltration by pressure build-up ahead of the wetting front. J. geophys. Res. 71 (24): 5857–5863.

Ahuja, L. R. & D. Swartzendruber, 1972. An improved form of soil-water diffusivity function. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 36: 9–14.

Alway, F. J. & G. R. McDole, 1917. Relation of the water-retaining capacity of a soil to its hygroscopic coefficient. J. agric. Res., Washington 9: 27–71.

Ames, W. F., 1965. Non-linear partial differential equations in engineering. Academic Press, New York.

Aslijng, H. C. (chairman), 1963. Report Commission. I. Soil physics terminology. Int. Soc. Soil Sci. Bull. no. 23.

Baver, L. D., W. H. Gardner & W. R. Gardner, 1972. Soil physics (fourth edition). Wiley. 498 p.

Bear, J., 1972. Dynamics of fluids in porous media. Elsevier. 764 p.

Beek, J. & M. J. Frissel, 1973. Simulation of nitrogen behaviour in soils. Pudoc, Wageningen. 76 p.

Biswas, T. D., D. R. Nielsen & J. W. Biggar, 1966. Redistribution of soil water after infiltration. Water Resours. Res. 2: 515–524.

Black, T. A., W. R. Gardner & G. W. Thurtell, 1969. The prediction of evaporation, drainage and soil water storage for a bare soil. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 33: 655–660.

Bodman, G. B. & E. A. Colman, 1944. Moisture and energy conditions during downward entry of water into soils. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 8: 116–122.

Bolt, G. H., 1956. Physico-chemical analysis of the compressibility of pure clays. Géotechnique 4: 86–93.

Bolt, G. H., 1961a. The pressure filtrate of colloidal suspensions. I. Theoretical consideration. Kolloidzeitschrift 175 Bd. Heft 1, 33–39.

Bolt, G. H., 1961b. The pressure filtrate of colloidal suspensions. II. Experimental data on homoionic clays. Kolloidzeitschrift 175. Bd. Heft 2. 144–150.

Bolt, G. H., 1969. Transportverschijnselen in de bodem. Ingenieurscollege Bodemfysica. Landbouwhogeschool, Wageningen.

Bolt, G. H. (chairman), 1974. Report Commission. I. Soil physics terminology. Int. Soc. Soil Sci. Bull. no. 46.

Bolt, G. H., 1977. Soil chemistry. Elsevier, Amsterdam (in druk).

Bolt, G. H. & P. H. Groenevelt, 1972. Coupling between transport processes in porous media. Proc. 2nd IAHR-ISSS symposium on the fundamentals of transport phenomena in porous media, Guelph. p. 630–652.

Bolt, G. H. & R. D. Miller, 1955. Compression studies of illite suspensions. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 19: 285–288.

Bolt, G. H., A. R. P. Janse & F. F. R. Koenigs, 1965. Algemene bodemkunde, deel II, Bodemnatuurkunde. Landbouwhogeschool, Wageningen.

Boodt, M. de, 1970. Introduction to the determination of the moisture content and bulk density of the soil by radioactive measurements. International course ITAL, Wageningen.

Bouma, J., D. Hillel, F. D. Hole & C. R. Amerman, 1971. Field measurements of unsaturated hydraulic conductivity by infiltration through artificial crusts. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 35: 362–364.

Bouwer, H., 1964. Unsaturated flow in groundwater hydraulics. J. Hydraul. Div. ASCE 90: No. HY5 121–144.

Bouwer, H., 1966. Rapid field measurements of air entry value and hydraulic conductivity of soil as significant parameters in flow system analysis. Water Resours. Res. (4): 729–738.

Bouwer, H., 1969. Theory of seepage from open channels. In: Ven Te Chow (ed.): Advances in hydroscience vol. 5: 121–172. Academic Press, N.Y. 305 p.

Bresler, E. & R. J. Hanks, 1969. Numerical method for estimating simultaneous flow of water and salt in unsaturated soils. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 33: 827–832.

Bresler, E., W. D. Kemper & R. J. Hanks, 1969. Infiltration, redistribution and subsequent evaporation of water from soil as affected by wetting rate and hysteresis. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 33: 832–840.

Bridge, B. J. & N. Collis-George, 1973. An experimental study of vertical infiltration into a structurally unstable swelling soil, with particular reference to the infiltration throttle. Aust. J. Soil Res. 11: 121–132.

Bruce, R. R. & A. Klute, 1956. The measurements of soil moisture diffusivity. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 20: 458–462.

Brustkern, R. L. & H. J. Morel-Seytoux, 1970. Analytical treatment of two-phase infiltration. J. Hydraul. Div. ASCE 96 (HY12): 2535–2548.

Brutsaert, W. F., 1968. The adaptability of an exact solution to horizontal infiltration. Water Resours. Res. 4 (4): 785–789.

Buckingham, E., 1907. Studies on the movement of soil moisture. U.S. Dep. Agric. Bur. Soils Bull. no. 38.

Buckley, S. E. & M. C. Leverett, 1942. Mechanism of fluid displacement in sands. Trans. AIME, 146: 107–116.

Carslaw, H. S. & J. C. Jaeger, 1959. Conduction of heat in solids. Oxford University Press, London.

Cassel, D. K., D. R. Warrick, A. W. Nielsen & J. W. Biggar, 1968. Soil water diffusivity values based upon time dependant soil-water content distributions. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 32: 774–777.

Childs, E. C., 1967. Soil moisture theory. Adv. Hydrosci. 4: 73–117.

Childs, E. C., 1969. An introduction to the physical basis of soil water phenomena. Wiley. 493 p.

Childs, E. C. & N. Collis-George, 1950. The permeability of porous materials. R. Soc. Proc. Series A 201: 392–405.

Cisler, J., 1972. Field measurement of hydraulic conductivity and air-entry value of soils and their use in approximate calculations of unsaturated water flow systems. Zambia National Council for Scientific Research/TR 22/WR 14, p. 33.

Cisler, J., 1974. Note on the Parlange method for the numerical solution of horizontal infiltration of water into soil. Soil Sci. 117: 70–73.

Collis-George, N. & B. J. Bridge, 1973. The effect of height of sample and confinement on the moisture characteristic of an aggregated swelling clay soil. Aust. J. Soil Res. 11: 107–120.

Colman, E. A., 1944. The dependence of field capacity upon the depth of wetting of field soils. Soil Sci. 58: 43–53.

Crank, J., 1956. The mathematics of diffusion. Oxford University Press, London. 347 p.

Croney, D. & J. D. Coleman, 1953. Soil moisture suction properties and their bearing on the moisture distribution in soils. Proc. 3rd Int. Conf. Soil Mech. Fdn Engng p. 13–18.

Croney, D. & J. D. Coleman, 1954. Soil structure in relation to soil suction. J. Soil Sci. 5: 75–85.

Croney, D. & J. D. Coleman, 1961. Pore pressure and suction in soil. In: Pore pressure and suction in soils. Butterworths. U.K. p. 33–18.

Darcy, H.P.G., 1856. Les fontaines publiques de la ville de Dijon. Dalmont, Paris.

D'Hollander, E. & I. Impens, 1974. Hybrid simulation of a dynamic model for water movement in a soil-plant-atmosphere continuum. In: Computer Simulation of Water Resources Systems. Ed. G. C. Vansteenkiste. North Holland Publishing Company, Amsterdam.

Dixon, R. M. & D. R. Linden, 1972. Soil air pressure and water infiltration under border irrigation. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 36: 948–953.

DuChateau, P. C., D. L. Nofziger, L. R. Ahuja & D. Swartzendruber, 1972. Experimental curves and rates of change from piecewise parabolic fits. Agron. J. 64: 538–542.

Eelaart, A. L. J., van den, 1970. Capillaire geleidbaarheidsbepalingen. Ingenieursscriptie, Vakgroep bodemkunde en bemestingsleer, Landbouwhogeschool, Wageningen.

Eeles, C. W. O., 1969. Installation of access tubes and calibration of neutron moisture probes. Institute of hydrology, Rep. no. 7. Wallingford, U.K.

Erh, K. T., 1972. Application of the spline function to soil science. Soil Sci. 114: 333–338.

Feddes, R. A., 1971. Water, heat and crop growth. Proefschrift, Landbouwhogeschool, Wageningen.

Feddes, R. A., S. P. Neuman & E. Bresler, 1974. Finite element analysis of two-dimensional flow in soils considering water uptake by roots: II. Field applications. Proc. Soil. Sci. Soc. Amer. 39: 231–237.

Filipović, R. 1975. Karakteristike kzetanja vlage n saturisanom i nesaturisanom stanju kod Smonice i Černozema. (Moisture movement characteristics in saturated and non-saturated Smonitsa and Tchernozem Soils). Proefschrift, Sarajevo.

Fok, Y-S. & V. E. Hansen, 1966. One-dimensional infiltration into homogeneous soil. J. Irrig. Drainage Division ASCE. 92: No. IR3, Proc. Paper 4912: p. 35–47.

Free, J. R. & V. J. Palmer, 1940. Relationship of infiltration, air movement and pore size graded silica sand. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 5: 390–398.

Freeze, R. A., 1969. The mechanism of natural groundwater recharge and discharge, I: One-dimensional, vertical, unsteady, unsaturated flow above a recharging or discharging groundwater flow system. Water Resourc. Res. 5: 153–171.

Frissel, M. J. & P. Reiniger, 1974. Simulation of accumulation and leaching in soils. Pudoc, Wageningen. 116 p.

Gardner, W. R., 1956. Calculation of capillary conductivity from pressure plate outflow data. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 20: 317–320.

Gardner, W. R., 1959. Solutions of the flow equation for the drying of soils and other porous media. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 23: 183–187.

Gardner, W. R., 1974. The permeability problem. Soil Sci. 117: 243–250.

Gardner, W. R. & M. S. Mayhugh, 1958. Solutions and tests of the diffusion equation for the movement of water in soil. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 22: 197–201.

Gardner, W. R., D. Hillel & Y. Benyamini, 1970a. Post-irrigation movement of soil water. 1. Redistribution. Water Resourc. Res. 6: 851–861.

Gardner, W. R., D. Hillel & Y. Benyamini, 1970b. Post-irrigation movement of soil water. 2. Simultaneous redistribution and evaporation. Water Resourc. Res. 6: 1148–1153.

Genuchten, M. Th. van & P. J. Wieringa, 1974. Simulation of one-dimensional solute transfer in porous media. New-Mexico State Univ. agric. Exp. Stn. Bull. no. 628.

Giesel, W., M. Renger & O. Strebel, 1972. Numerical treatment of the unsaturated water flow equation-comparison of experimental and numerical results. Bundesanstalt und Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover.

Goudriaan, J., 1973. Dispersion in simulation models of population growth and salt movement in the soil. Neth. J. agric. Sci. 21: 269–282.

Grassi, G. J., 1972. Infiltration characteristics of furrow irrigation in a heavy-textured soil. Meded. Landbouwhogesch. Wageningen 72-7.

Green, W. H. & G. A. Ampt, 1911. Studies in soil physics. I. The flow of air and water through soils. J. agric. Sci. 4: 1–24.

Green, R. E. & J. C. Corey, 1971. Calculation of hydraulic conductivity: A further evaluation of some predictive methods. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 35: 3–7.
Green, D. W., H. Dabiri, C. F. Weinaug & R. Prill, 1970. Numerical modeling of unsaturated groundwater flow and comparison of the model to a field experiment. Water Resourc. Res. 6: 862–874.
Groenevelt, P. H., 1969. Koppelingsverschijnselen bij transportprocessen in de bodem. Proefschrift, Wageningen.
Groenevelt, P. H., 1974. The use of a dual gamma scanner to observe the shrinkage of clay. Geoderma 11: 287–297.
Groenevelt, P. H. & G. H. Bolt, 1969. Non-equilibrium thermodynamics of the soil-water system. J. Hydrol. 7: 358–388.
Groenevelt, P. H. & G. H. Bolt, 1972. Water retention in soil. Soil Sci. 113: 238–245.
Groenevelt, P. H. & J.-Y. Parlange, 1974. Thermodynamic stability of swelling soils. Soil Sci. 118: 1–5.
Groenevelt, P. H., J. G. Swart de & J. Cisler, 1969. Water content measurements with 60 keV gamma ray attenuation. Bull. int. Ass. scient. Hydrol. 14: 67–78.
Hadas, A., 1964. Deviations from Darcy's law for the flow of water in unsaturated soils. Israël J. agric. Res. 14: 159–168.
Haines, W. B., 1923. The volume-changes associated with variations of water content in soil. J. agric. Sci., Camb. 13: 296–311.
Hanks, R. J. & S. A. Bowers, 1962. Numerical solution of the moisture flow equation for infiltration into layered soils. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 26: 530–534.
Hanks, R. J. & S. A. Bowers, 1963. Influence of variations in the diffusivity-water content relation on infiltration. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 27: 263–265.
Hanks, R. J., A. Klute & E. Bresler, 1969. A numerical method for estimating infiltration, redistribution, drainage and evaporation of water from soil. Water Resourc. Res. 5: 1064–1069.
Hillel, D., 1971. Soil and water: Physical principles and processes. Academic Press, New York enz. 288 p.
Hillel, D. & W. R. Gardner, 1970. Measurements of unsaturated conductivity and diffusivity by infiltration through an impeding layer. Soil Sci. 109: 149–153.
Hoogmoed, W. B., 1974. Voorspelling op lange termijn van vochtgehaltes in de bouwvoor met behulp van computermodellen met het oog op bewerkbaarheid. Scriptie, Vakgroep bodemkunde en bemestingsleer, Landbouwhogeschool, Wageningen.
Horton, R. E., 1940. An approach toward a physical interpretation of infiltration capacity. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 5: 399–417.
Ibrahim, H. I. & W. Brutsaert, 1968. Intermittent infiltration into soils with hysteresis. J. Hydraul. Div. ASCE, 94 (HY1): 113–137.
Israelsen, O. W., 1918. Studies on capacities of soils for irrigation water and on a new method of determining volume weight J. Agric. Res. 13: 1–15.
Jackson, R. D., 1972. On the calculation of hydraulic conductivity. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 36; 380–382.
Jong, E. de, 1966. Hydraulic conductivity of clays during shrinkage. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 30: 289–292.
Kamerling, G. E., 1974. Bodemfysisch en agrohydrologisch onderzoek in de jonge kustvlakte van Suriname. Versl. landbouwk. Onderz. nr. 825. Wageningen.
Katchalsky, A. & P. F. Curran, 1965. Non-equilibrium thermodynamics in biophysics. Harvard University Press. 248 p.
Kessler, J. &. R. J. Oosterbaan, 1974. Determining hydraulic conductivity of soils. In: Drainage principles and applications. III. Surveys and investigations. ILRI. Wageningen.
Keulen, H. van, 1975. Simulation of water use and herbage growth in arid regions. Pudoc, Wageningen. 176 p.

Keulen, H. van & C. G. E. M. van Beek, 1971. Water movement in layered soils; A simulation model. Neth. J. agric. Sci. 19: 138–153.
Keulen, H. van & L. Stroosnijder, 1973. Analysis and interpretation of experimentally determined absorption curves. I. Interpretation via D-θ function derived from numerical analysis. In: A. Hadas et al. (ed.): Physical aspects of soil, water and salts in ecosystems. Springer. p. 65–70.
Kirkham, D. & W. L. Powers, 1972. Advanced soil physics. Wiley, New York, 534 p.
Klute, A., 1952. A numerical method for solving the flow equation for water in unsaturated materials. Soil Sci., 73: 105–116.
Klute, A., 1965. Laboratory measurement of hydraulic conductivity of unsaturated soil. Amer. Soc. Agron. Monograph 9 (part 1).
Klute, A., 1972. The determination of the hydraulic conductivity and diffusivity of unsaturated soils. Soil Sci. 113: 264–276.
Klute, A., F. D. Whisler & E. J. Scott, 1965. Numerical solution of the nonlinear diffusion equation for water flow in a horizontal soil column of finite length. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 29: 353–358.
Knight, J. H. & J. R. Philip, 1974. On solving the unsaturated flow equation. 2. Critique of Parlange's method. Soil Sci. 116: 407–416.
Koenigs, F. F. R., 1961. The mechanical stability of clay soils as influenced by the moisture conditions and some other factors. Versl. landbouwk. Onderz. nr. 67.7. Wageningen.
Koorevaar, P. & G. H. Bolt, 1975. Zelfinstructieve leertekst bodemnatuurkunde. Landbouwhogeschool, Wageningen. (English version available from M. Sc course: Soil and Water).
Kostiakov, A. N., 1932. On the dynamics of the coefficient of waterpercolation in soils and on the necessity for studying it from a dynamic point of view for purposes of amelioration. Trans. 6th Comm. Intern. Soc. Soil Sci. Part A: 17–21.
Kunze, R. J. & D. Kirkham, 1962. Simplified accounting for membrane impedance in capillary conductivity determinations. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 26: 421–426.
Lewis, M. R. & W. L. Powers, 1938. A study of the factors affecting infiltration. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 3: 334–339.
Linden, D. R. & R. M. Dixon, 1973. Infiltration and water table effects of soil air pressure under border irrigation. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 37: 94–98.
Luke, C. A., 1969. Modeling arbitrary functions of two variables. Simulation (IBM) p. 251–252.
Marshall, T. J., 1958. A relation between permeability and size distribution of pores. J. Soil Sci. 9: 1–8.
Matano, C., 1932. On the relation between the diffusion-coefficient and concentration of solid metals (the nickel-copper system). Jpn J. Phys. 8: 109–133.
McWhorter, D. B., 1971. Infiltration Affected by Flow of Air. Hydrology Paper no. 49. Colorado State University, Fort Collins, Colorado. 43 p.
Millington, R. J. & J. P. Quirk, 1961. Permeability of porous solids. Trans. Faraday Soc. 57: 1200–1207.
Miller, E. E. & D. E. Elrick, 1958. Dynamic determination of capillary conductivity extended for non-negligible membrane impedance. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 22: 483–586.
Miller, E. E. & R. D. Miller, 1956. Physical theory for capillary flow phenomena. J. Appl. Phys. 27: 324–332.
Morel-Seytoux, H. J., 1972. A new analytical treatment for the infiltration problem. Proceedings of the 2nd joint symposium on fundamentals of transport phenomena in porous media, Guelph, Ontario. p. 257–266.
Moore, R. E., 1939. Water conduction from shallow water tables. Hilgardia 12: 383–426.
Myers, L. E. & C. H. M. van Bavel, 1963. Measurements and evaluation of water table elevations. Proceedings of the 5th Congress of the international commission on irrigation and drainage, Tokyo. p. 109–119.
Nielsen, D. R., R. D. Jackson & J. W. Cary (eds), 1972. Soil water. Madison, 175 p.

Nixon, P. R. & G. P. Lawless, 1960. Translocation of moisture with time in unsaturated soil profiles. J. geophys. Res. 65: 655–661.
Noblanc, A. & H. J. Morel-Seytoux, 1972. Pertubation analysis of two-phase infiltration. J. Hydraul. Div. ASCE 98 (HY9): 1527–1541.
Ogata, G. & L. A. Richards, 1957. Water content changes following irrigation of bare-field soil that is protected from evaporation. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 21: 355–356.
Parlange, J.-Y., 1971a. Theory of water movement in soils: 1. One-dimensional absorption. Soil Sci. 111: 134–137.
Parlange, J.-Y., 1971b. Theory of water movement in soils: 2. One-dimensional infiltration. Soil Sci. 111: 170–174.
Parlange, J.-Y., 1973a. A note on a three-parameter soil-water diffusivity function. Application to the horizontal infiltration of water. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 37: 318–319.
Parlange, J.-Y., 1973b. Horizontal infiltration of water in soils. A theoretical interpretation of recent experiments. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 37: 329–330.
Parlange, J.-Y., 1975a. Theory of water movement in soils: 11. Conclusion and discussion of some recent developments. Soil Sci. 119: 158–162.
Parlange, J.-Y., 1975b. A note to the nomographic interpretation of water absorption data in terms of a two-parametric diffusivity water content function by L. Stroosnijder and G. H. Bolt. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 39: xx–xx.
Parlange, J.-Y., 1975c. A note on the 'Green and Ampt' equation. Soil Sci. 119: 466–468.
Parlange, J.-Y., 1975d. On solving the flow equation in unsaturated soils by optimization. Horizontal infiltration. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 39: 415–418.
Peck, A. J., 1964. The diffusivity of water in a porous material. Aust. J. Soil Res. 2: 1–7.
Peck, A. J., 1965a. Moisture profile development and air compression during water uptake by bounded porous bodies. 2. Horizontal columns. Soil Sci. 99: 327–334.
Peck, A. J., 1965b. Moisture profile development and air compression during water uptake by bounded porous bodies. 3. Vertical colums. Soil Sci. 100: 44–51.
Peck, A. J., 1971. Redistribution of soil water after infiltration. Aust. J. Soil Res. 9: 59–71.
Perroux, K. M., U. Aromratana & S. Boonyoi, 1974. Volume change and air-water relation of chai nat soil. Thai J. agric. Sci. 7: 23–35.
Philip, J. R., 1954. An infiltration equation with physical significance. Soil Sci. 77: 153–157.
Philip, J. R., 1955. Numerical solution of equations of the diffusion type with diffusivity concentration-dependent. Trans. Faraday Soc. 51: 885–892.
Philip, J. R., 1957a. The theory of infiltration: 2. The profile at infinity. Soil Sci. 83: 435–448.
Philip, J. R., 1957b. The theory of infiltration: 4. Sorptivity and algebraic infiltration equations. Soil Sci. 84: 257–264.
Philip, J. R., 1957c. Numerical solution of equations of the diffusion type with diffusivity concentration-dependent. II. Aust. J. Phys. 10: 29–42.
Philip, J. R., 1960. A very general class of exact solutions in concentration-dependent diffusion. Nature, Lond. 185: 233.
Philip, J. R., 1969a. General method of exact solution of the concentrationdependent diffusion equation. Aust. J. Phys. 13: 1–12.
Philip, J. R., 1969b. Hydrostatics and hydrodynamics in swelling soils. Water Resourc. Res. 5: 1070–1077.
Philip, J. R., 1969c. Moisture equilibrium in the vertical in swelling soils. Aust. J. Soil Res. 7: 121–141.
Philip, J. R., 1969d. Moisture equilibrium in the vertical in swelling soils. I. Basic theory. Aust. J. Soil. Res. 7: 99–120.
Philip, J. R., 1969e. Theory of infiltration. Adv. Hydrosci. 5: 216–296.
Philip, J. R., 1970. Addendum to three papers on hydrostatics in swelling soils by J. R. Philip. Water Resourc. Res. 6: 1248–1251.

Philip, J. R., 1971. Hydrology of swelling soils. In: T. Talsma & J. R. Philip (eds): Salinity and water use. Macmillan, London. p. 95–107.
Philip, J. R., 1973. Flow in porous media. Proc. 13th. Int. Congr. Theor. Appl. Mech. Moscow. Springer, Heidelberg. p. 279–294.
Philip, J. R., 1974. On solving the unsaturated flow equation. 1. The fluxconcentration relation. Soil Sci. 116: 328–335.
Philip, J. R. & J. H. Knight, 1974. On solving the unsaturated flow equation. 3. New quasi-analytical technique. Soil Sci. 117: 1–13.
Philip, J. R. & D. E. Smiles, 1969. Kinetics of sorption and volume change in threecomponent systems. Aust. J. Soil Res. 7: 1–19.
Phuc, Le van, 1969. General one-dimensional model for infiltration. M. Sc. thesis. Fort Collins, Colorado.
Phuc, L. van & H. J. Morel-Seytoux, 1972. Effect of Soil Air Movement and Compressibility on Infiltration Rates. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 36: 237–241.
Pieterse, J., 1971. Onverzadigde waterstroming in de grond. Scriptie, Vakgroep bodemkunde en bemestingsleer, Landbouwhogeschool, Wageningen.
Poulovassilis, A., 1962. Hysteresis of pore water, an application of the concept of independent domains. Soil Sci. 93: 405–412.
Poulovassilis, A., 1973. The hysteresis of pore water in presence of nonindependent water elements. In: A. Hadas (ed.): Physical aspects of soil water and ecosystems. p. 161–181. Springer 460 p.
Powers, W. L., 1934. Soil water movement as affected by confined air. J. agric. Res., Camb. 49: 1125–1133.
Raats, P. A. C., 1971. Some properties of flows in unsaturated soils with an exponential dependence of the hydraulic conductivity upon the pressure head. J. Hydrol. 14: 129–138.
Raj-Pal & L. Stroosnijder, 1976. Experimental verification of two recently proposed calculation methods which relate horizontal infiltration to soil-water diffusivity in a simple way. Geoderma 14 (in press).
Remson, I., R. L. Drake, S. S. McNeary & E. M. Wallo, 1965. Vertical drainage of an unsaturated soil. J. Hydraul. Div. ASCE 91 (HY1): 55–74.
Remson, I., G. M. Hornberger & F. J. Molz, 1971. Numerical methods in subsurface hydrology. Wiley. 389 p.
Richards, L. A., W. R. Gardner & G. Ogata, 1956. Physical processes determining water loss from soil. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 20: 310–314.
Rijtema, P. E., 1959. Calculation of capillary conductivity from pressure plate outflow data with non-negligible membrane impedance. Neth. J. agric. Sci. 7: 209–215.
Rijtema, P. E., 1969. Soil moisture forecasting. Nota 513. ICW, Wageningen.
Ritchie, J. T., D. E. Kissel & E. Burnett, 1972. Water movement in undisturbed swelling clay soil. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 36: 874–879.
Rubin, J., 1966. Theory of rainfall uptake by soils initially drier than their field capacity and its applications. Water Resources Res. 2: 739–749.
Rubin, J., 1967. Numerical method for analyzing hysteresis affected past infiltration redistribution of soil moisture. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 31: 13–20.
Rubin, J. & R. Steinhardt, 1963. Soil water relations during rain infiltration. I. Theory. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 27: 246–251.
Schilfgaarde, J. van, 1974. Drainage for agriculture. Madison, 700 p.
Schofield, R. K., 1935. The pF of the water in soil. Trans. 3rd. Int. Cong. Soil Sci. 2: 37–46.
Schofield, R. K., 1946. Ionic forces in thick films of liquid between changed surfaces. Trans. Faraday Soc. 42B: 219.
Scott, E. J. & R. J. Hanks, 1962. Solution of the one-dimensional diffusion equation for exponential and linear diffusivity functions by power series applied to moisture flow in soils. Soil Sci. 94: 314–322.

Selim, H. M., D. Kirkham & M. Amemiya, 1970. A comparison of two methods determining soil water diffusivity. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 34: 14–18.
Shaw, C. F., 1927. The normal moisture capacity of soils. Soil Sci. 23: 303–317.
Singh, R., 1967. Solutions of diffusion equation. Proc. Amer. Soc. Civ. Eng. HY 5, p. 43–50.
Smiles, D. E., 1974a. Aspects of self-weight filtration in consolidating slurries. Soil Sci. 117: 288–294.
Smiles, D. E., 1974b. Infiltration into a swelling material. Soil Sci. 117: 140–147.
Smiles, D. E. & A. G. Harvey, 1973. Measurements of moisture diffusivity of wet swelling systems. Soil Sci. 116: 391–399.
Sneddon, I., 1957. Elements of partial differential equations. McGraw-Hill book company, New York.
Sokolnikoff, I. S. & R. M. Redheffer, 1966. Mathematics of physics and modern engineering. New York. 752 p.
Sposito, G., 1973. Volume changes in swelling clays. Soil Sci. 115: 315–321.
Stakman, W. P., 1974. Measuring soil moisture. In: Drainage principles and applications. III. Surveys and investigations. ILRI, Wageningen.
Stakman, W. P., G. A. Valk & G. G. v. d. Harst, 1969. Determination of soil moisture retention curves. I. Sand-box apparatus. II. Pressure membrane apparatus. ICW, Wageningen.
Staple, W. J., 1962. Hysteresis effects in soil moisture movements. Can. J. Soil Sci. 42: 247–253.
Staple, W. J., 1966. Infiltration and redistribution of water in vertical columns of loam soil. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 30: 553–558.
Staple, W. J., 1969. Comparison of computed and measured moisture redistribution following infiltration. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 33: 840–847.
Stroosnijder, L., 1969. Toepassing van kernfysica bij de relatie bodem-water. Ingenieursscriptie, Vakgroep weg- en waterbouwkunde en irrigatie, Landbouwhogeschool, Wageningen.
Stroosnijder, L., 1972. Review of nuclear methods used in soil water studies. Syllabus Radioisotopencursus. ITAL, Wageningen.
Stroosnijder, L., 1973. Collimation of a 60-KeV column scanner. In: Soil moisture and irrigation studies. IAEA, Wenen. 189 p.
Stroosnijder, L., 1975. De neutronenmeter ter bepaling van het vochtgehalte in het veld (theorie en praktijk). Vakgroep bodemkunde en bemestingsleer, Landbouwhogeschool, Wageningen.
Stroosnijder, L., 1975. Physics of soil moisture. Fourteenth international course on land drainage. ILRI, Wageningen.
Stroosnijder, L. & G. H. Bolt, 1974. Nomographic interpretation of water-absorption data in terms of a 2-parametric diffusivity water content function. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 38: 876–880.
Stroosnijder, L. & G. H. Bolt, 1975. Reply to a note of J.-Y. Parlange (1975b). Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 39: 1014.
Stroosnijder, L. & H. van Keulen, 1972. Waterbeweging naar de plantenwortel. Vakgroep theoretische teeltkunde Rap. nr. 5, Landbouwhogeschool, Wageningen.
Stroosnijder, L. & H. van Keulen, 1973. Analysis and interpretation of experimentally determined absorption curves. II. Interpretation via an equivalent depth of penetration and a shape factor. In: A. Hadas et al. (eds): Physical aspects of soil, water and salts in ecosystems. Springer. 71–76.
Stroosnijder, L. & P. Koorevaar, 1972. Air pressure within soil-aggregates during quick wetting and subsequent 'explosion'. Meded. Rijksfac. Landbouwwet. Gent 37 (3): 1095–1106.
Stroosnijder, L. & J. G. de Swart, 1973. Errors in soil bulk density and water content. Measurements with gamma ray attenuation. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 37: 485.
Stroosnijder, L. & J. G. de Swart, 1974. Column scanning with simultaneous use of ^{241}Am and ^{137}Cs gamma radiation. Soil Sci. 118: 61–69.
Stroosnijder, L. & G. P. Wind, 1976. Progress in the use of numerical models for the long-term prediction of water flow in soil. J. Hydrol. (In Draft).

Stroosnijder, L., H. van Keulen & G. Vachaud, 1972. Water movement in layered soils. 2. Experimental confirmation of a simulation model. Neth. J. agric. Sci. 20: 67–72.
Swart, J. G. de & P. H. Groenevelt, 1971. Column scanning with 60 keV gamma radiation. Soil Sci. 112: 419–424.
Swart, J. G. de & L. Stroosnijder, 1973. Users manual for $^{241}Am/^{137}Cs$ column-scanner. Interne publikatie ITAL en Landbouwhogeschool, Wageningen.
Swartzendruber, D., 1962. Non Darcy-behavior in liquid saturated porous media. J. geophys. Res. 67: 5205–5213.
Swartzendruber, D. & E. G. Youngs, 1974. A comparison of physically-based infiltration equations. Soil Sci. 117: 165–167.
Talsma, T., 1969. In situ measurement of sorptivity. Aust. J. Soil Res. 7: 269–276.
Talsma, T., 1974a. Moisture profiles in swelling soils. Aust. J. Soil Res. 12: 71–75.
Talsma, T., 1974b. The effect of initial moisture content and infiltration quantity on redistribution of soil water. Aust. J. Soil Res. 12: 15–26.
Talsma, T. & J.-Y. Parlange, 1972. One-dimensional vertical infiltration. Aust. J. Soil Res. 10: 143–150.
Taylor, S. A. & G. L. Ashcroft, 1972. Physical edaphology. Freeman and company, U.S.A. 533 p.
Terzaghi, K., 1956. Correspondence to 'physico-chemical analysis of the compressibility of pure clays' by G. H. Bolt. Géotechnique, 4: 191–192.
Terzaghi, K. & R. T. Peck, 1948. Soil mechanics in practice. Wiley, New York.
Vachaud, G. & J. L. Thony, 1971. Hysteresis during infiltration and redistribution in a soil column at different initial water contents. Water Resourc. Res. 7: 111–127.
Vachaud, G., M. Vauclin, D. Khanji & M. Wakil, 1973. Effects of air pressure on water flow in an unsaturated, stratified vertical column of sand. Water Resourc. Res. 9: p. 160–173.
Veihmeyer, F. J. & A. H. Hendrickson, 1931. The moisture equivalent as a measure of the field capacity of soils. Soil Sci. 32: 181–193.
Waldron, L. J., J. L. McMurdie & J. A. Vomocil, 1970. Hydraulic conductivity of an isotropically compressed soil. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 34: 393–396.
Watson, K. K., 1965. Some operating characteristics of a rapid response tensiometer system. Water Resourc. Res. 1: 577–586.
Watson, K. K., 1967. Study of column drainage. J. Hydraul. Div. ASCE 93 (HY2): 1–15.
Wesseling, J., 1974. Hydraulic conductivity of natural pachappa soil columns. Soil Sci. 118: 6–11.
Whisler, F. D. & H. Bouwer, 1970. Comparison of methods for calculating vertical drainage and infiltration for soils. J. Hydrol. 10: 1–19.
Whisler, F. D. & A. Klute, 1965. The numerical analysis of infiltration, considering hysteresis, into a vertical soil column at equilibrium under gravity. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 29: 489–494.
Whisler, F. D. & K. K. Watson, 1968. One-dimensional gravity drainage of uniform columns of porous materials. J. Hydrol. 6: 277–296.
Whisler, F. D., A. Klute & D. B. Peters, 1968. Soil water diffusivity from horizontal infiltration. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 32: 6–11.
Whisler, F. D., K. K. Watson & S. J. Perrens, 1972. The numerical analysis of infiltration into heterogeneous porous media. Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 36: 868–874.
Wiest, R. J. M. de (ed.), 1969. Flow through porous media. Academic Press, New York. 516 p.
Wilcox, J. C., 1959. Rate of soil drainage following an irrigation. I. Nature of soil drainage curves. Can. J. Soil Sci. 39: 107–119.
Wilson, L. G. & J. N. Luthin, 1963. Effect of air flow ahead of the wetting front on infiltration. Soil Sci. 96: 136–143.
Wind, G. P., 1972. A hydraulic model for the simulation of nonhysteretical vertical unsaturated flow of moisture in soils. J. Hydrol. 15: 227–246.
Wit, C. T. de & J. Goudriaan, 1974. Simulation of ecological processes. Pudoc, Wageningen. 168 p.
Wit, C. T. de & H. van Keulen, 1972. Simulation of transport processes in soils. Pudoc, Wageningen. 108 p.

Yeh, W. W. G. & J. Franzini, 1968. Moisture movement in a horizontal column under the influence of an applied pressure. J. geophys. Res. 73 (16): 5151–5157.
Yong, R. N. & B. P. Warkentin, 1972. Unsaturated flow in expansive soils. Proceedings of a Symposium on fundamentals of transport phenomena in porous media. Guelph, Canada. p. 306–319.
Youngs, E. G., 1957. Moisture profiles during vertical infiltration. Soil Sci. 84: 283–290.
Youngs, E. G., 1958a. Redistribution of moisture in porous materials after infiltration: 1. Soil Sci. 86: 117–125.
Youngs, E. G., 1958b. Redistribution of moisture in porous materials after infiltration: 2. Soil Sci. 86: 202–207.
Youngs, E. G., 1964. An infiltration method of measuring the hydraulic conductivity of unsaturated porous materials. Soil Sci. 97: 307–311.
Youngs, E. G., 1968. An estimation of sorptivity for infiltration studies from moisture moment considerations. Soil Sci. 106: 157–163.
Youngs, E. G. & A. J. Peck, 1964. Moisture profile development and air compression during water uptake by bounded porous bodies: 1. Theoretical introduction. Soil Sci. 98: 280–294.
Youngs, E. G. & G. D. Towner, 1970. Comments on 'Hydrostatics and hydrodynamics in swelling soils' by J. R. Philip. Water Resourc. Res. 6: 1246–1247.