

## **TRANSPORT NO ISOTÈRMIC DE L'AIGUA PROP DE LA SUPERFÍCIE D'UN SÒL RAS**

### **3.1 INTRODUCCIÓ**

La importància i el paper de les variacions de temperatura en el transport de l'aigua en la zona no saturada propera a la superfície del sòl ha estat estudiada per nombrosos autors des de mitjan segle passat [*Philip i de Vries*, 1957; *Cary*, 1966; *Hanks et al.*, 1967; *Rose*, 1968 (a) i (b); *Jackson et al.*, 1974; *Wescot i Wierenga*, 1974; *Milly*, 1982, 1984, 1996; *Cahill i Parlange*, 1998, *Parlange et al.*, 1998]. Tots aquest estudis mostren com l'existència de gradients de temperatura en el sòl generen cabals d'aigua en fase gas que poden contribuir de manera significativa al transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl, especialment prop de la superfície i en condicions àrides. L'elevat valor de la calor latent de vaporització associat als cabals d'aigua en fase gas implica igualment l'acoblament ineludible dels processos de transferència d'aigua i calor [*Wescot i Wierenga*, 1974].

*Philip i de Vries* [1957] foren els primers a proposar una teoria acceptada per al

transport conjunt de l'aigua i de l'energia dins el sòl en condicions no isotèrmiques. Aquesta teoria, bé en la seva forma original [*Philip i de Vries*, 1957], bé en algunes de les seves modificacions posteriors [*Sophocleus*, 1979; *Jury i Letey*, 1979; *Milly*, 1982], ha estat comunament utilitzada per descriure la dinàmica de l'aigua present en la zona no saturada del sòl en condicions no isotèrmiques. La proposta de Philip i de Vries (en endavant PdV) planteja l'ús de coeficients de difusivitat específics per al càlcul dels diferents fluxos d'aigua en fase líquida i en fase gas generats per la presència de gradients de temperatura i pressió capil·lar. El flux total d'aigua s'expressa, d'aquesta manera, com:

$$\mathbf{J}_{\text{Total}} = -D_T \cdot \nabla T - D_\psi \cdot \nabla \psi - K \quad 3.1$$

on  $\mathbf{J}_{\text{Total}}$  és el flux d'aigua total ( $\text{m}^3/\text{m}^2 \text{ s}$ ),  $\nabla\psi$  i  $\nabla T$  són els gradients de càrrega matricial (m/m) i temperatura (K/m),  $K$  és la conductivitat hidràulica pròpia del medi porós (m/s) i  $D_T$  ( $\text{m}^2/\text{s K}$ ) i  $D_\psi$  (m/s) són els coeficients de difusivitat tèrmics i isotèrmics suma dels coeficients específics per a la fase líquida i la fase gas ( $D_T = D_{Tl} + D_{Tg}$  i  $D_\psi = D_{\psi l} + D_{\psi g}$ ).

La teoria de PdV inclou hipòtesis no contrastades sempre favorablement i que contribueixen al càlcul dels diferents coeficients de difusivitat en fase gas  $D_{Tg}$  i  $D_{\psi g}$ . Les hipòtesis menys contrastades són: (1) la fase líquida pot contribuir mitjançant evaporacions i condensacions al transport de l'aigua en fase gas degut a les diferents curvatures de la interfície líquid/gas i (2) el gradient de temperatura en la fase gas és més elevat que el gradient en la fase sòlida.

Un dels primers treballs que aplicà la teoria de PdV al transport de l'aigua en condicions ambientals fou el que realitzà *Rose* [1968 a, b]. El treball de *Rose* tenia com a objectiu estudiar la importància dels diferents cabals que participen en el moviment de l'aigua en un sòl sense vegetació exposat a condicions ambientals. La part

experimental del treball va ser duta a terme en un camp de cultiu situat a l'aire lliure i va consistir en la irrigació d'un sòl sense vegetació inicialment sec i en el posterior enregistrament cada hora del valor del Contingut Volumètric en Aigua (en endavant CVA) i de la temperatura per tres profunditats diferents (1.27, 5.08, 15.24 cm) durant els sis dies i les sis nits que seguiren l'episodi inicial d'irrigació. A partir de les dades experimentals obtingudes i utilitzant la formulació proposada per PdV, Rose mostrà (1) com la direcció del cabal d'aigua en fase gas oscil·lava al llarg del dia en funció del sentit del gradient de temperatura prop de la superfície; (2) com aquestes oscil·lacions podien explicar el comportament del CVA observat prop de la superfície, caracteritzat per un increment durant la nit i un assecament durant el dia, i (3) com el cabal de vapor d'aigua era de magnitud comparable al cabal d'aigua en fase líquida durant tot el temps que durà l'experiment.

*Jackson* [1973] realitzà un experiment de característiques similars a les de Rose centrat en l'estudi del transport de l'aigua present dins el sòl en condicions no isotèrmiques. L'experiment es va portar a terme durant els mesos de març i juliol de 1972, i, de la mateixa manera que en el cas de Rose, diferents variables foren monitoritzades i enregistrades periòdicament durant els dies que seguiren un episodi d'entollament d'un sòl inicialment sec en condicions ambientals naturals. Els perfils temporals del CVA i de la temperatura prop de la superfície del sòl mostraren un comportament similar a l'observat en l'estudi de Rose, amb increments durant la nit i reduccions durant el dia per al CVA. El cabal evaporatiu a la superfície mostrava igualment diferències significatives en funció del mes, març o juliol. El treball de Jackson evidencià (1) la naturalesa dinàmica del transport de l'aigua prop de la superfície en condicions ambientals i (2) la influència de variables com la radiació solar incident o la velocitat del vent en el procés d'evaporació de l'aigua. En un treball posterior *Jackson et al.* [1974] emprà aquestes mateixes dades per analitzar el paper i la contribució dels diferents cabals d'aigua en fase líquida i en fase gas generats per la

presència de gradients de temperatura i pressió capil·lar prop de la superfície del sòl. Els resultats mostraren com a mesura que el sòl s'assecava la importància i la contribució del flux d'aigua en fase gas s'incrementava en relació amb el flux en fase líquida.

Posteriorment, i utilitzant una formulació basada en PdV, *Milly* [1984] va estimar l'error que la no inclusió dels diferents efectes tèrmics implicava en la dinàmica de l'aigua propera a la superfície del sòl. Els resultats obtinguts mostraven com els fluxos difusius d'aigua en fase gas, fluxos induïts per la presència de gradients de temperatura en el sòl, feien disminuir el cabal evaporatiu a la superfície. Aquesta disminució era més acusada en condicions de sòl àrides (5-15%). Tot i això, les simulacions realitzades per període de temps més elevats, 1 mes, mostraven com l'efecte global de la temperatura en el transport de l'aigua no afectava en més d'un 1% la quantitat total d'aigua evaporada.

En un treball posterior [*Monji et al.*, 1990] s'estudià la relació entre la dinàmica del CVA prop de la superfície del sòl i el cabal evaporatiu. Els autors d'aquest treball mostraren com la variació diària del CVA en els primers 4 centímetres del sòl es podia correlacionar amb la quantitat d'aigua evaporada al llarg del dia. Els resultats del treball posaren de manifest la complexitat dels diferents mecanismes responsables de les variacions diàries del CVA prop de la superfície del sòl. Els autors atribuïren l'increment diari del CVA prop de la superfície, increment que coincidia amb un moment de demanda evaporativa a la superfície, a l'existència de cabals d'aigua en fase gas generats per la presència de gradients de temperatura.

En un treball recent *Cahill i Parlange* [1998] han corroborat experimentalment la important contribució dels cabals d'aigua en fase gas al transport de l'aigua i de la calor prop de la superfície del sòl. La part experimental del treball, de característiques semblants a les dels treballs de *Rose i Jackson*, va consistir en la mesura i en

l'enregistrament cada 20 minuts dels valors de CVA i temperatura per 5 profunditats diferents (2, 4, 7, 10 i 15 cm) durant els set dies i les set nits que seguiren un episodi d'irrigació puntual d'un sòl en unes condicions ambientals naturals. Els cabals d'aigua en fase gas foren calculats de manera independent a partir de l'equació de conservació de l'aigua i de l'equació de conservació de l'energia. Els resultats obtinguts mostraven com en una franja compresa entre els 7 i 10 cm de profunditat del sòl, els cabals d'aigua en fase gas contribuïen en un 50% al transport de la calor i en un 25% al transport de l'aigua. Els resultats corresponents al perfil temporal del CVA per tres profunditats diferents, 2, 7 i 10 cm, mostrava igualment una evolució cíclica caracteritzada per un increment diari que coincidia amb les hores en què el cabal evaporatiu a la superfície era màxim. Tot i que aquest comportament diferia de la tendència observada en treballs experimentals anteriors [Or i Wraith, 2000], Cahill i Parlange [2000] argumentaren que en molts casos l'evolució temporal del CVA mostrava diferències en funció de la profunditat del sòl.

Un del objectius que Cahill i Parlange es plantejaren en aquest i en un treball posterior [Parlange *et al.*, 1998] fou proposar una nova teoria per al transport de l'aigua i l'energia dins la zona no saturada del sòl. Una teoria que permetés explicar les diferències observades entre els fluxos d'aigua en fase gas mesurats i calculats utilitzant la teoria de PdV. Segons la nova proposta, aquestes diferències eren atribuïbles al cabal convectiu en fase gas generat per l'expansió i la contracció de l'aire present en el sòl com a conseqüència de l'escalfament i el refredament cíclic del terra.

Malgrat que en molts casos l'ús de la formulació basada en l'equació 3.1 s'ha mostrat eficient a l'hora de predir les variacions estacionals de temperatura i CVA [Scanlon i Milly, 1994] o a l'hora de descriure l'estreta franja propera a la superfície del sòl on es produeix el procés evaporatiu [Yamanaka *et al.*, 1998], en altres casos, tal i com Cahill i Parlange [2000] apunten, "the Philip and de Vries theory gives paradoxical results when compared to field measurements". Cal assenyalar que amb

anterioritat al treball de Cahill i Parlange, altres autors [*Hanks et al.*, 1967; *Jackson et al.*, 1973, 1974 i *Kimball et al.*, 1971], havien qüestionat la capacitat de models basats en l'ús de coeficients de difusivitat específics per a cada fase per simular correctament el transport de l'aigua en condicions ambientals naturals. L'elevat grau d'incertesa en l'estimació dels diferents coeficients de difusivitat i factors incrementadors del cabal de vapor d'aigua, així com l'escàs coneixement de la dependència de tots aquests paràmetres amb el CVA i la temperatura, feien i fan encara avui difícil poder reproduir amb fidelitat resultats experimentals obtinguts en condicions ambientals naturals.

Cal assenyalar, igualment, que la presència d'elevats gradients verticals de temperatura i pressió capil·lar, gradients de difícil mesura experimental, limita en molts casos la capacitat dels treballs experimentals per estudiar amb detall la zona propera a la superfície del sòl on es localitza el procés evaporatiu. Aquest fet, juntament amb l'increment espectacular de la capacitat de càlcul dels ordinadors actuals, ha afavorit el desenvolupament i l'ús dels models de simulació a l'hora d'estudiar la dinàmica de l'aigua associada al procés evaporatiu localitzat prop de la superfície [*Boulet et al.*, 1997; *Yamanaka et al.*, 1998; *Saravanapavan i Salvucci*, 2000]. Així, per exemple, *Boulet et al.* [1997] mostren, en un treball recent centrat en l'estudi de l'evaporació en condicions àrides, la important contribució dels fluxos difusius en fase gas al transport de l'aigua en els primers 25 cm del sòl. Els resultats permeten dividir la zona del sòl propera a la superfície en dues parts en funció del sentit i la magnitud del flux difusiu d'aigua.

En un treball posterior de característiques semblants *Yamanaka et al.* [1998] estudiaren com les propietats físiques del sòl i les variacions de les condicions atmosfèriques a la superfície afectaven l'estructura de la zona on es produeix l'evaporació. La comparació entre dades experimentals i resultats obtinguts a partir d'un model numèric per al transport de l'aigua i l'energia permetia comprovar com l'evaporació es localitzava no a la superfície del sòl, sinó a una certa profunditat. En un

treball posterior, *Saravanapavan i Salvucci* [2000] utilitzen un model numèric semblant al desenvolupat per Yamanaka i basat en la formulació de PdV per estudiar la importància i el paper de les diferents fases en el transport i l'evaporació de l'aigua present en el sòl. Els resultats mostren com, tot i que prop de la superfície la fase gas domina el transport de l'aigua, és la fase líquida la que, a més profunditat, limita l'aportació d'aigua que diàriament s'evapora.

Tot i l'extensa bibliografia existent, els darrers treballs publicats han evidenciat que la correcta comprensió i descripció dels diferents mecanismes i processos que intervenen en el transport global de l'aigua en la zona no saturada del sòl continua mantenint-se encara avui com un important repte en el camp de la hidrologia [*Saravanapavan i Salvucci*, 2000]. Tal com *Cahill i Parlange* [2000] apunten, “the matter of describing coupled heat and moisture transport in soils remains unresolved” i “there has not been a satisfactory comparison of water vapor flux measured in field soils with theory for moderate soil moisture contents”. Manca a la bibliografia un estudi detallat que fixi la importància i el paper dels diferents mecanismes de transport en fase gas i en fase líquida. Un estudi que descrigui correctament el transport acoblat de l'energia i l'aigua en el sòl i que permeti, per tant, entendre millor la dinàmica del transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl en condicions ambientals naturals.

### 3.1.1 OBJECTIUS

(1) Desenvolupar un model matemàtic per al transport no isotèrmic d'aigua en l'interior del sòl i per a l'evaporació en la superfície considerant només mecanismes ben establerts i amb base fenomenològica.

(2) Implementar el model anterior en un codi numèric en 1D per al transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl subjecte a unes condicions de contorn a la superfície realistes. Aquestes condicions inclouen episodis de pluja, evaporació controlada per la pressió capil·lar i un balanç dels diferents termes energètics

localitzats a la superfície.

(3) Validar el codi mitjançant comparació amb resultats experimentals. Es pretén mostrar la capacitat del model, construït a partir d'una formulació basada només en els mecanismes clàssics de transport adaptats al medi porós, de simular correctament episodis d'assecamment progressiu d'un sòl sense vegetació exposat a unes condicions atmosfèriques naturals. Aquest objectiu s'assolirà mitjançant la simulació i la comparació amb resultats experimentals corresponents a dos treballs documentats a la bibliografia.

(4) Determinar i quantificar la importància dels diferents mecanismes de transport en fase líquida i en fase gas involucrats en el procés d'assecamment d'un sòl inicialment humit i sense vegetació exposat a unes condicions atmosfèriques naturals.

(5) Descriure amb detall la zona propera a la superfície del sòl on es localitza el procés evaporatiu. L'elevada resolució espacial del codi numèric ens ha de permetre estructurar i distingir les diferents zones presents en la franja del sòl propera a la superfície on es localitza el procés evaporatiu. S'estudiarà igualment el paper que juguen les diferents fases en el transport.

(6) Identificar els diferents estadis que determinen l'evolució del cabal d'evaporació a la superfície en condicions no isotèrmiques

### **3.2 MODELITZACIÓ**

Les equacions que descriuen el transport de l'aigua i de l'energia en el sòl estan acoblades a través de la dependència amb la temperatura de diferents propietats físiques de l'aigua, viscositat  $\mu$ , tensió superficial  $\sigma$ , i pressió de vapor de l'aigua  $P_{vap}$ , i a través de la participació dels fluxos de calor sensible associats als cabals màssics en el transport de l'energia. La simulació del transport d'aigua en medi porós en condicions no isotèrmiques s'haurà de basar, per tant, en un esquema de càlcul que



consideri la resolució conjunta del transport de l'aigua i de l'energia.

El model de transport de l'aigua i de l'energia en medi porós s'ha basat en la formulació proposada per *Bear i Bachmat* [1991]. Aquesta formulació considera l'existència de quatre balanços de conservació diferents, tres per a la matèria i un per a l'energia. Els balanços màssics inclouen un balanç d'aigua per a cadascuna de les fases, gas i líquida, i un balanç de massa global per a la fase gas (aire sec i vapor d'aigua). El balanç d'energia és únic per a totes les fases i espècies presents en el sòl (s'ha considerat, així doncs, l'existència d'equilibri tèrmic local entre totes les fases).

Les equacions de conservació per a l'aigua en fase gas i en fase líquida inclouen cabals màssics convectius, dispersius i difusius. Les equacions inclouen igualment un terme de transferència interfàsica entre la fase líquida i la fase gas que comptabilitza els efectes de l'evaporació i la condensació. L'equació de conservació per a l'energia comptabilitza el transport conductiu, així com el transport energètic associat als diferents cabals màssics en fase líquida i gas.

Les equacions de conservació per a l'aigua i l'energia, juntament amb les expressions per als diferents cabals i les relacions entre les diferents variables, formen un sistema amb variables dependents: pressió de l'aigua  $P_l$  i temperatura  $T$ . Aquest sistema es resoldrà numèricament utilitzant la tècnica de les diferències finites per avaluar els fluxos i el mètode dels volums finits per a les equacions de conservació.

### 3.2.1 EQUACIONS FONAMENTALS

El moviment de l'aigua en medi porós pot ser descrit mitjançant l'equació de la conservació de la matèria aplicada a cadascuna de les fases que intervenen en el transport [*Bear i Bachmat*, 1991].

*Balanç de conservació de l'aigua en fase líquida:*

$$\frac{\partial \theta_l \rho_l}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho_l \mathbf{q}_{\text{liq}} - f_{LG} \quad 3.2$$

on  $\rho_l$  (kg/m<sup>3</sup>) és la densitat de l'aigua en fase líquida,  $\theta_l$  (m<sup>3</sup>/m<sup>3</sup>) és el contingut volumètric de l'aigua en fase líquida CVA,  $\mathbf{q}_{\text{liq}}$  (m/s) és el flux de la fase líquida i el terme  $f_{LG}$  (kg/m<sup>3</sup>s) quantifica el flux interfàsic d'aigua per unitat de volum entre la fase líquida i la fase gas.

*Balanç de conservació de vapor d'aigua:*

$$\frac{\partial \theta_g \rho_{\text{vap}}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_{\text{vap}} \mathbf{q}_{\text{gas}} + \theta_g \mathbf{J}_{\text{hg}}) + f_{LG} \quad 3.3$$

on  $\rho_v$  (kg/m<sup>3</sup>) és la concentració màssica de l'aigua en fase gas,  $\theta_g$  (m<sup>3</sup>/m<sup>3</sup>) és el contingut volumètric de la fase gas ( $\theta_l + \theta_g = \varepsilon$ , essent  $\varepsilon$  la porositat del sòl) i  $\mathbf{q}_{\text{gas}}$  (m/s) és el flux convectiu de la fase gas. El terme  $\mathbf{J}_{\text{hg}}$  (kg/m<sup>2</sup>s) és el flux dispersiu hidrodinàmic.

*Balanç de conservació de la fase gasosa:*

$$\frac{\partial \theta_g \rho_g}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_g \mathbf{q}_{\text{gas}}) + f_{LG} \quad 3.4$$

on  $\rho_g$  (kg/m<sup>3</sup>) és la densitat de la fase gas, suma de les concentracions de l'aigua i l'aire sec en fase gas.

A números de Reynolds per sota un valor entre 10 i 1, el flux convectiu d'aigua en fase líquida,  $\mathbf{q}_{\text{liq}}$ , és proporcional als gradients de pressió i pot expressar-se segons la llei de Darcy generalitzada [Bear y Bachmat, 1991]:

$$\mathbf{q}_{\text{liq}} = - \left[ \frac{k_i \cdot k_r}{\mu_l} \cdot (\nabla P_l - \rho_l g \nabla z) \right] \quad 3.5$$

on  $k_i$  és la permeabilitat intrínseca ( $\text{m}^2$ ),  $k_r$  és la permeabilitat relativa,  $\mu_l$  ( $\text{kg/m s}$ ) és la viscositat de l'aigua,  $g$  ( $=9.806 \text{ m/s}^2$ ) és l'acceleració de la gravetat i  $P_l$  (Pa) és la pressió manomètrica de l'aigua.

El terme  $\mathbf{J}_{\text{hg}}$  ( $\text{kg/m}^2\text{s}$ ) present en l'equació 3.3 és el flux dispersiu hidrodinàmic, resultat de la suma dels fluxos difusiu i dispersiu mecànic i pot expressar-se en un medi isòtrop com [Bear i Bachmat, 1991]:

$$\mathbf{J}_{\text{hg}} = - \left( \frac{D_g}{\tau_g} \mathbf{I} + \mathbf{D}_v \right) \cdot \nabla \rho_v \quad 3.6$$

on  $D_g$  ( $\text{m}^2/\text{s}$ ) és el coeficient de difusió molecular pel vapor d'aigua en aire,  $\mathbf{I}$  és la matriu identitat,  $\tau_g$  és la tortuositat de la fase gas i  $\mathbf{D}_v$  ( $\text{m}^2/\text{s}$ ) és la matriu dels coeficients de dispersió mecànica.

En aquest model hom considera que la concentració del vapor d'aigua en la fase gas,  $\rho_v$ , es troba en equilibri amb l'aigua líquida dins el porus. Aquesta concentració depèn de la pressió a saturació del vapor d'aigua, funció de la temperatura, i de la pressió manomètrica de l'aigua en la fase líquida, segons la relació proposada per Kelvin [Bear i Bachmat, 1991]

$$\rho_v = \rho_{v\_sat} \exp \left( \frac{P_l \cdot M_{\text{aigua}}}{\rho_{\text{liq}} \cdot RT} \right) \quad 3.7$$

La concentració del vapor saturat  $\rho_{v\_sat}$  es calcula a partir de la llei dels gasos ideals:

$$\rho_{v\_sat} = \frac{P_{vap} \cdot M_{aigua}}{RT} \quad 3.8$$

on  $R$  és la constant dels gasos ideals,  $M_{aigua}$  ( $=0.018016$  kg/mol) és la massa molecular de l'aigua,  $T$  és la temperatura (K) i  $P_{vap}$  (Pa) és la pressió de vapor de l'aigua funció de la temperatura.

El terme  $\rho_g$  present en l'equació 3.4 és la densitat de la fase gas igual a la suma de les concentracions màssiques de l'aigua i l'aire sec en fase gas

$$\rho_g = \rho_{aire\_sec} + \rho_v \quad 3.9$$

La concentració de l'aire sec  $\rho_{aire\_sec}$  pot calcular-se a partir de la llei dels gasos ideals

$$\rho_{aire\_sec} = \frac{P_{aire\_sec} \cdot M_{aire\_sec}}{RT} \quad 3.10$$

on la pressió parcial de l'aire sec,  $P_{aire\_sec}$ , (Pa) es calcula a partir de

$$P_{gas} = P_{vap} + P_{aire\_sec} \quad 3.11$$

Negligint la pressió estàtica del gas i suposant que els porus estan connectats fins a la superfície resulta que  $P_{gas}$  és igual a la pressió atmosfèrica  $P_{atm}$ .

### *Balanç d'energia global pel sòl:*

El transport de l'energia dins el subsòl pot ser descrit a partir del balanç de conservació aplicat a cadascuna de les fases presents en el sòl: sòlida, líquida i gasosa. En condicions naturals del sòl, la velocitat de transferència tèrmica entre les fases és superior a la velocitat dels fluxos energètics associats als fluxos màssics [Milly, 1982]. En aquestes circumstàncies podem suposar l'existència d'equilibri tèrmic local i una

temperatura comuna per totes les fases. En aquest cas l'expressió del balanç d'energia en un volum de control representatiu és [Bear i Bachmat, 1991]:

$$\frac{\partial (\theta_l \rho_l u_l + \theta_g \rho_g u_g + (1 - \varepsilon) \rho_s u_s)}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho_l q_l h_l + \rho_g q_g h_g + \theta_g J_{hg} (u_v - u_a) - (\lambda_{eff} + \theta_l D_{ml}^H) \cdot \nabla T) \quad 3.12$$

on  $u_l$ ,  $u_g$  i  $u_s$  (kJ/kg) fan referència a les energies internes específiques corresponents al líquid, al gas i al sòlid, respectivament. Les entalpies específiques pel líquid i pel gas es representen per  $h_l$  i  $h_g$  (kJ/kg). El valor de l'energia interna i de l'entalpia pel gas, per unitat de volum, es prenen com la suma de les corresponents energies internes i entalpies per l'aire sec i pel vapor d'aigua,

$$\rho_g u_g = \rho_v u_v + \rho_{aire\_sec} u_{aire\_sec} \quad 3.13$$

i

$$\rho_g h_g = \rho_v h_v + \rho_{aire\_sec} h_{aire\_sec} \quad 3.14$$

El terme  $\theta_g \cdot J_{hg} \cdot (u_v - u_a)$  té en compte les diferències d'energia associades als fluxos difusius/dispersius de les diferents espècies en fase gas. En el darrer terme de l'equació 3.12,  $\lambda_{eff}$  (kW/m K) és la conductivitat tèrmica efectiva, paràmetre que ens indica l'habilitat del sòl per conduir un flux de calor en presència d'un gradient de temperatura i  $D_{ml}^H = \alpha_{lv} \cdot v_l \cdot \rho_l \cdot C_{vl}$  és el coeficient de dispersió mecànica de l'energia sensible on el terme  $v_l$  és igual a  $q_l / \theta_l$ .

### 3.2.2 RELACIONS ADDICIONALS

#### *Relacions hidràuliques aigua/ sòl*

El CVA en fase líquida,  $\theta_l$ , és la variable que determina l'estat de saturació del

sòl i pot definir-se com la relació entre el volum ocupat per l'aigua en fase líquida per unitat de volum de medi porós. Aquesta variable mostra una dependència amb la pressió capil·lar  $P_c$  (Pa), i la relació hidràulica que s'estableix entre ambdues variables és característica per cada tipus de sòl. La pressió capil·lar  $P_c$  es defineix com la diferència, que per efectes de capil·laritat, s'observa entre la pressió de la fase gas i la pressió de la fase líquida. Aquesta diferència de pressions es pot expressar en termes de càrrega matricial,  $\psi$  (m), a través de la relació:

$$P_c = -\psi \rho_l g \quad 3.15$$

Per altra banda, la permeabilitat relativa,  $k_r$ , depèn de  $\theta_l$ , i a través d'aquesta de  $\psi$ . En el present treball s'han emprat dos tipus de funcions diferents per caracteritzar la dependència de  $\theta_l$  i  $k_r$  amb  $\psi$ . La primera correspon a l'expressió proposada per *Brooks i Corey* [1964] i la segona a la proposada per *Haverkamp et al.* [1977] amb modificacions introduïdes posteriorment. Per a Brooks i Corey, la relació entre el contingut volumètric,  $\theta_l$ , i la càrrega matricial  $\psi$  s'expressa com:

$$\begin{aligned} \theta_l &= \left( \frac{\psi_b}{\psi} \right)^\lambda \cdot (\varepsilon - \theta_r) + \theta_{wr} \quad ; \quad \psi < \psi_b \\ \theta_l &= \varepsilon \quad ; \quad \psi > \psi_b \end{aligned} \quad 3.16$$

on  $\lambda$  és l'índex de distribució de grandària del porus,  $\psi_b$  és el valor corresponent a la pressió de bombolla o valor mínim a partir del qual comença a coexistir una fase contínua d'aire dins la matriu que forma el sòl i  $\theta_r$  és el contingut residual en aigua ( $\text{m}^3/\text{m}^3$ ).

La relació entre  $k_r$  i la càrrega matricial  $\psi$  s'expressa com:

$$\begin{aligned}
 k_r &= \left( \frac{\psi_b}{\psi} \right)^\eta & ; \quad \psi < \psi_b \\
 k_r &= 1 & ; \quad \psi > \psi_b
 \end{aligned}
 \tag{3.17}$$

essent

$$\eta = 2 + 3 \cdot \lambda
 \tag{3.18}$$

La proposta de Haverkamp per descriure la relació entre  $\theta_l$  i la càrrega matricial,  $\psi$ , s'expressa com:

$$\theta_l = \frac{\alpha(\theta_s - \theta_r)}{\alpha + |\psi|^\beta} + \theta_r
 \tag{3.19}$$

on  $\alpha$  i  $\beta$  són paràmetres d'ajust dependents del tipus de terra. Quan s'empra l'equació 3.19 la relació entre  $k_r$  i  $\psi$  s'ha suposat:

$$k_r = a |\psi|^b
 \tag{3.20}$$

on  $a$  i  $b$  tornen a ser paràmetres d'ajust específics pel tipus de terra.

Els efectes de la temperatura en la relació entre  $\theta_l$  i  $\psi$  s'han tingut en compte utilitzant la teoria proposada per *Liu i Dane* [1993]. Segons aquesta teoria, l'aigua present en el sòl es troba tant en forma contínua com en forma de petits paquets aïllats rodejats per la fase gasosa. La teoria considera (1) que la pressió de la fase líquida dins el sòl correspon a la pressió de l'aigua en forma contínua,  $\theta_{cont}$ , i (2) que, en augmentar la temperatura, es produeix un flux d'aigua des dels paquets aïllats d'aigua cap a la fase líquida contínua. Aquest increment de la fase líquida contínua provoca una modificació en el contingut total d'aigua a causa només d'efectes de temperatura. Aquesta modificació pot expressar-se a través de la següent equació

$$\theta(\psi, T) = \theta_r(T) + \frac{\theta_s - \theta_r(T)}{\theta_s} \cdot \theta_{cont}(\psi^0) \quad 3.21$$

on  $\theta_s$  és el valor del CVA a saturació,  $\theta_r(T)$  és el contingut residual d'aigua a la temperatura  $T$  i  $\theta_{cont}(\psi^0)$  és el contingut volumètric de la fase líquida contínua calculat a partir de les expressions 3.16 o 3.19.  $\psi^0$  és la càrrega matricial a la temperatura de referència  $T^0$ , temperatura a la qual s'ha obtingut la corba de contingut  $\theta_l(\psi)$ . La dependència de la càrrega matricial  $\psi$  amb la temperatura s'expressa a partir de la relació [Liu i Dane, 1993]:

$$\frac{\psi(T)}{\psi(T^0)} = \frac{\sigma(T)}{\sigma(T^0)} \cdot \frac{\rho_l(T^0)}{\rho_l(T)} \quad 3.22$$

on  $\sigma$  (N/m) és la tensió superficial de l'aigua en fase líquida.

La variació lineal de  $\theta$  amb  $\theta_{cont}$  mostrada a l'equació 3.21 assumeix: (1) que el contingut d'aigua continu,  $\theta_{cont}$ , és 0 quan el contingut total és igual al contingut residual ( $\theta = \theta_r$ ); i (2) que el contingut continu,  $\theta_{cont}$ , és igual al contingut total quan el sòl es troba saturat ( $\theta_{cont} = \theta_l$  quan  $\theta_l = \varepsilon$ ). L'ús de l'equació 3.21 requereix conèixer la dependència del contingut residual amb la temperatura  $\theta_r(T)$ . A partir de dades experimentals per diversos terres procedents d'estudis previs realitzats per *Haridasan i Jensen* [1972], *Hopmans i Dane* [1986 a, b] i *Shee i Sleep* [1998], s'ha proposat una variació lineal del contingut volumètric residual amb la temperatura similar a la proposada per *Shee i Sleep* [1998]. Aquesta variació s'expressa com:

$$\frac{\theta_r(T)}{\theta_r^0} = 1.073 + 4 \cdot 10^{-3} \cdot T \quad 3.23$$

on  $T$  (K) és la temperatura i  $\theta_r^0$  és el contingut residual a la temperatura de referència,  $T^0 = 293.15$  K.



### *Coeficient de dispersió longitudinal $D_{vg}$*

El coeficient de dispersió longitudinal  $D_{vg}$ , terme que participa en el càlcul del flux dispersiu hidrodinàmic  $\mathbf{J}_{hg}$ , equació 3.6, és l'únic component de la matriu del tensor de dispersió mecànica per un flux en una dimensió,  $\mathbf{D}_v$ , que no té valor igual a 0, i es pot estimar a partir de [Bear, 1972]:

$$D_{vg} = \alpha_{lg} \cdot \frac{q_g}{\theta_g} \quad 3.24$$

on  $\alpha_{lg}$  (m) és la dispersivitat longitudinal per a la fase gas. Diversos autors han avaluat aquest paràmetre per diferents graus de saturació en aigua del sòl amb valors que oscil·len des de 5.5 cm per una columna de 6 metres de longitud [Wierenga i van Genuchten, 1989], fins a valors compresos entre 4.5 i 28.8 cm [Jaynes, 1991]. Els resultats experimentals realitzats en condicions de no saturació mostren com la dispersivitat longitudinal augmenta a mesura que disminueix el grau de saturació del sòl [van Genuchten i Wierenga, 1977; van Genuchten et al., 1977]. En aquest treball la variació de la dispersivitat longitudinal en fase gas en funció del contingut volumètric de la fase gas,  $\theta_g$ , s'ha estimat a partir de les simulacions numèriques dutes a terme per Sahimi et al. [1986] i les dades experimentals obtingudes per Haga et al. [1999]. La figura 3.1 mostra aquestes dades junt amb l'equació

$$\alpha_{lg} = \alpha_{lg|sat} \cdot \left( 13.6 - 16 \cdot \left( \frac{\theta_g}{\varepsilon} \right) + 3.4 \cdot \left( \frac{\theta_g}{\varepsilon} \right)^5 \right) \quad 3.25$$

resultat de la correlació de les mateixes. A 3.25  $\alpha_{lg|sat}$  és la dispersivitat longitudinal en condicions de saturació. En aquest treball s'ha emprat  $\alpha_{lg|sat} = 0.078$  m d'acord amb els resultats experimentals de Biggar i Nielsen [1976] per un terreny agrícola saturat.

### *Tortuositat de la fase gas $\tau_g$*

La tortuositat de la fase gasosa,  $\tau_g$ , terme present en l'equació 3.6, representa la disminució que sobre la difusió exerceix el medi porós, respecte a la difusió en un fluid homogeni. Entre les diferents propostes empíriques existents per avaluar aquesta tortuositat en un medi parcialment saturat, s'ha escollit el segon model de Millington i Quirk [Millington, 1959; Millington i Quirk, 1960]:

$$\tau_g = \frac{1}{S_g \varepsilon^{1/3}} \quad 3.26$$

d'acord amb el suggeriment de *Jin i Jury* [1996]. L'equació 3.26 proporciona valors intermedis entre les equacions de Penman i el primer model de Millington i Quirk de les quals es coneix que subestimen o sobrevaloren la tortuositat [Cohen i Ryan, 1990]. L'estudi de dades experimentals obtingudes al laboratori efectuat per *Jin i Jury* [1996] dona com a resultat que aquest segon model de *Millington i Quirk* [1960] és més apropiat per descriure la tortuositat en un medi no saturat. Addicionalment, l'estudi dels coeficients de difusió mesurats en treballs de camp per *Lahvis et al.* [1999] i que es mostren a la figura 3.2, reafirmen la idoneïtat de l'equació 3.26 com a estimació de  $\tau_g$ . Cal esmentar que en el treball original de *Lahvis et al.* [1999] no es fa referència als treballs de *Millington i Quirk* [1960]

### *Coefficient de difusió molecular $D_g$*

La dependència amb la temperatura del coeficient de difusió molecular  $D_g$ , terme present a l'equació 3.6, pot expressar-se com [Reid et al., 1970]:

$$D_g(T) = D_g(T^\circ) \cdot \left( \frac{T}{T^\circ} \right)^{1.823} \quad 3.27$$

on  $D_g(T^\circ)$  és el valor del coeficient de difusió molecular en aire a la temperatura de

referència ( $T_0 = 298 \text{ K}$ ).

### *Variació de les propietats físiques de l'aigua en fase líquida amb la temperatura*

La dependència amb la temperatura de la viscositat  $\mu_l$ , la tensió superficial  $\sigma$  i la densitat de la fase líquida  $\rho_l$  és la responsable de l'efecte directe que les variacions de temperatura exerceixen en el cabal de l'aigua en fase líquida. En el cas de la viscositat i la densitat de l'aigua, aquesta dependència es pot avaluar mitjançant les correlacions construïdes a partir de dades experimentals.

La variació de la viscositat  $\mu_l$  amb la temperatura es pot aproximar com [Cohen i Ryan, 1989]:

$$\mu_l = \mu_l^0 \cdot \left( \frac{T}{273.15} \right)^{-7.14}; \quad 278 \text{ K} < T < 313 \text{ K} \quad 3.28$$

on  $\mu_l^0 = 7.44 \text{ e}^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s}$  és el valor de la viscositat a la temperatura de referència (293 K) i  $T$  és la temperatura (K).

La variació de la tensió superficial  $\sigma$  amb la temperatura s'expressa a partir de la correlació basada en les dades experimentals de Grant i Salehzadeh [1996].

$$\sigma(T) = 0.117 - 1.533 \text{ e}^{-4} \cdot T; \quad 278 \text{ K} < T < 335 \text{ K} \quad 3.29$$

La densitat de l'aigua en fase líquida  $\rho_l$  varia amb la temperatura d'acord amb l'expressió [Welty, 1989]:

$$\rho_l = 749.62 + 1.88 \cdot T - 3.52 \text{ e}^{-3} \cdot T^2; \quad 273 \text{ K} < T < 340 \text{ K} \quad 3.30$$

on  $T$  és la temperatura (K).

### *Conductivitat tèrmica efectiva $\lambda_{eff}$*

El valor de la conductivitat tèrmica efectiva  $\lambda_{eff}$  (W/m K), paràmetre present en l'equació de conservació de l'energia dins el sòl (3.12), s'ha calculat a partir de l'expressió tal com la refereix *Campbell* [1994]:

$$\lambda_{eff} = A + B\theta_l - (A - D) \exp[-(C\theta_l)^4] \quad 3.31$$

on  $A, B, D$  (W/m K) i  $C$  ( $m^3/m^3$ ) són coeficients que depenen entre d'altres factors de la porositat del sòl, la proporció de quars en fase sòlida i la proporció granulomètrica del terra. Aquest paràmetres s'avaluen a partir de les expressions [*Campbell*, 1994]:

$$A = 0.65 - 0.78\rho_b + 0.60\rho_b^2 \quad 3.32$$

$$B = 2.8(1 - \varepsilon)\theta_l \quad 3.33$$

$$C = 1 + 2.6 \cdot m_c^{-1/2} \quad 3.34$$

$$D = 0.03 + 0.7(1 - \theta_{sat})^2 \quad 3.35$$

on  $\rho_b$  és la densitat aparent del medi ( $kg/m^3$ ) i  $m_c$  és la fracció volumètrica ocupada per l'argila.

### 3.2.3 CONDICIONS DE CONTORN

#### *Evaporació a la superfície*

La condició de contorn pel transport de l'aigua en fase líquida a la superfície del sòl es de tipus Robin i s'especifica mitjançant un flux d'evaporació  $J_{evap}$  ( $kg/m^2s$ ) governat per la pressió del vapor d'aigua en fase líquida a la superfície. Aquest cabal evaporatiu depèn, entre d'altres factors, del perfil de velocitat del vent, la turbulència atmosfèrica, del grau d'humitat de l'atmosfera i la seva temperatura, així com també

del grau de saturació del sòl i la seva temperatura. Altres factors geomètrics com la rugositat del sòl o la presència de vegetació influeixen també en el seu valor. L'expressió d'aquest cabal evaporatiu és:

$$J_{evap} = -k'_{atm} \cdot (\rho_v|_{atm} - \rho_v|_{z=0}) \quad 3.36$$

on  $k'_{atm}$  (m/s) és el coeficient de transferència de massa entre la superfície i l'atmosfera. En el cas d'una atmosfera neutra es pot calcular a partir de la correlació semiempírica de *Brutsaert* [1975] amb les modificacions proposades per *Grifoll i Cohen* [1994]. A 3.36  $\rho_v|_{atm}$  és la concentració massica de vapor d'aigua en el sí de l'atmosfera.

### *Escandall de fluxos d'energia a la superfície del sòl*

L'escandall de fluxos a la superfície del sòl iguala els fluxos que arriben a la superfície del sòl amb tots els fluxos d'energia que surten de la mateixa superfície. Durant el dia, el terme radiatiu més important és la radiació solar incident i la seva oscil·lació diària condiona la distribució espacial i temporal de la temperatura en el sòl, així com el valor del cabal evaporatiu a la superfície. Durant la nit, en absència de radiació solar incident, la radiació d'ona llarga emesa pel sòl és el terme radiatiu majoritari i és el responsable del refredament de la superfície del sòl.

La condició de contorn a la superfície s'expressa, per tant, com:

$$R_n + Q_{conv} + \rho_w \cdot q_{w,0} \cdot h_{w,0} = G \quad 3.37$$

on  $R_n$  és la radiació neta a la superfície del sòl ( $W/m^2$ ),  $Q_{conv}$  ( $W/m^2$ ) és el flux de calor convectiu que prové de l'atmosfera i el producte  $\rho_w \cdot q_w \cdot h_{w0}$  considera el flux de calor sensible que acompanya l'aigua que travessa la superfície sòl-atmosfera. En cas de pluja,  $\rho_w \cdot q_w$  ( $kg/m^2s$ ) és el flux màssic d'aigua que s'infiltra i  $h_{w0}$  és la seva entalpia

específica. En cas d'evaporació,  $\rho_w \cdot q_w = J_{evap}$  és el flux evaporatiu i  $h_{w0}$  l'entalpia del vapor d'aigua a les condicions de superfície. És en aquest darrer cas que aquest terme de 3.37 pot esdevenir important, ja que  $h_{w0}$  incorpora el valor de l'entalpia de vaporització. El flux de calor que per diferents mecanismes s'endinsa en el sòl es denota per  $G$ .

La radiació neta  $R_n$  és el resultat de la suma dels diferents termes radiatius que incideixen i es reflecteixen a la superfície del sòl [Bras, 1990]. Inclou la radiació d'ona curta provinent de la radiació solar,  $R_s$  (0.15-3  $\mu\text{m}$ ); la reflexió d'ona curta a la superfície,  $aR_s$ ; la radiació d'ona llarga provinent de l'atmosfera, bàsicament del vapor d'aigua  $L_{atm}$ , i, finalment, l'emissió d'ona llarga que emet el terra pel simple fet de tenir temperatura,  $L_{sòl}$ . Si assumim que el signe dels fluxos incidents és positiu i el signe dels fluxos que es reflecteixen és negatiu, el balanç dels diferents fluxos radiatius a la superfície pot expressar-se com:

$$R_n = R_s - a_L R_s + L_{atm} - L_{sòl} \quad 3.38$$

on  $a_L$  és l'albedo, paràmetre que proporciona la relació entre la radiació reflectida i la radiació incident a la superfície del sòl. El seu valor depèn de les característiques de cada superfície i augmenta conforme el terra és més sec. En aquest treball s'emprarà el valor constant  $a_L=0.34$ , valor mig per a la superfície del sòl [Bras, 1990].

La radiació d'ona curta que arriba a la superfície del sòl,  $R_s$ , es calcula a partir de la radiació solar incident al pla tangent a la hipotètica esfera que formen les capes més elevades de l'atmosfera en la vertical de la superfície objecte de càlcul. Després es té en compte l'absorció de l'atmosfera i l'atenuació provocada pels núvols,  $R_o$ . El valor de  $R_o$  varia segons la posició geogràfica i l'època de l'any i pot calcular-se a partir de l'expressió:

$$R_o = \frac{W_o}{r^2} \sin \alpha \quad 3.39$$

on  $\alpha$ , altitud solar, és l'angle que forma la radiació solar incident amb el pla tangent a un punt situat a la superfície de la Terra,  $W_o$  és el valor de la intensitat de la radiació solar incident en el pla perpendicular a la línia que uneix el centre de la Terra amb el centre del Sol, de valor aproximat  $1353 \text{ W/m}^2$  i  $r$  és la relació entre la distància actual Terra-Sol i la distància mitjana Terra-Sol. L'avaluació dels diferents paràmetres presents en l'equació 3.39 es mostra a la taula 3.1.

Part de la radiació solar incident a les capes altes de l'atmosfera s'absorbeix i es dispersa en passar a través d'ella. La majoria de les expressions que permeten quantificar l'efecte de la dispersió atmosfèrica en la intensitat de la radiació solar incident tenen una naturalesa empírica. En el nostre cas utilitzarem l'aproximació proposada per *Eagleson* [1970]:

$$\frac{R_c}{R_o} = \exp(-n \cdot a \cdot m_o) \quad 3.40$$

on  $R_c$  és la intensitat de la radiació solar després de considerar els efectes de l'atmosfera,  $n$  és un factor de turbiditat de l'aire que pot oscil·lar entre un valor de 2 per l'aire clar de muntanya fins a 4 o 5 per zones urbanes contaminades i  $m_o$  és un paràmetre adimensional que comptabilitza l'efecte de la massa òptica de l'aire i que pot ser avaluat tal com mostra la taula 3.1.

La presència de núvols a l'atmosfera afecta també la intensitat de la radiació solar incident. Aquest efecte variarà en funció de l'alçada, la forma o l'amplitud dels núvols. En el nostre cas aquest efecte s'avaluarà com [*Bras*, 1990]:

$$\frac{R_s}{R_c} = 1 - 0.6N^2 \quad 3.41$$

on  $N$  és la fracció de núvols que cobreix el cel i que pot oscil·lar entre 0 i 1.

A part de la radiació d'ona curta procedent del Sol, la superfície del sòl rep també la radiació tèrmica d'ona llarga procedent principalment del vapor d'aigua present a l'atmosfera. La intensitat d'aquesta radiació pot avaluar-se d'acord amb la següent expressió:

$$L_{atm} = \varepsilon_a \sigma_{SB} T_{aire}^4 K_n \quad 3.42$$

on  $\sigma_{SB}$  és la constant de Stefan-Boltzmann i  $T_{aire}$  és la temperatura de l'aire (K),  $\varepsilon_a$  és l'emissió atmosfèrica (veure taula 3.1), i  $K_n$  és l'increment d'emissió causat per la presència de núvols.

La intensitat de la radiació d'ona llarga que emet el sòl pot avaluar-se a partir de la llei d'Stefan-Boltzmann:

$$L_{sòl} = \sigma_{SB} \cdot \varepsilon_{sòl} \cdot T_{sòl}^4 \quad 3.43$$

on l'emissió del terra  $\varepsilon_{sòl}$  és més gran que 0.95 i en aquest cas s'igualava al valor corresponent a un cos negre i  $T_{sòl}$  és la temperatura de la superfície del sòl.

La transferència convectiva de calor des de l'atmosfera a la superfície del sòl,  $Q_{conv}$ , terme present en l'equació 3.37, s'expressa com:

$$Q_{conv} = h_{atm} \cdot (T_{aire} - T|_{z=0}) \quad 3.44$$

on  $h_{atm}$  (m/s) és el coeficient de transferència d'energia entre la superfície i l'atmosfera calculat de manera anàloga al coeficient de transferència de massa present en l'equació 3.36.



### *Condicions a l'extrem inferior del sistema*

La condició de contorn inferior per al transport de l'aigua en fase líquida, equació 3.2, s'ha escollit de tipus Newmann,  $\partial P_l / \partial z|_{z=z_{max}} = 0$ . Aquesta condició implica la presència només de cabal d'aigua generat per efectes de gravetat en el límit inferior del sistema. Per al transport del vapor d'aigua, equació 3.3, s'ha fixat també una condició de tipus Newmann,  $\partial \rho_{vap} / \partial z|_{z=z_{max}} = 0$  en el mateix extrem inferior. Condició que implica que el cabal difusiu de vapor d'aigua és nul a l'extrem inferior del sistema. Per al transport de la fase gasosa en conjunt, equació 3.4, la condició de contorn inferior que s'ha aplicat és de tipus Dirchlet i s'expressa com  $q_g = 0$ .

Per al transport de l'energia, la condició de contorn inferior utilitzada ha estat de tipus Newmann, de manera que s'ha negligit el transport d'energia causat per gradients de temperatura,  $\partial T / \partial z|_{z=z_{max}} = 0$ . En la majoria dels casos les variacions cícliques diàries de la temperatura del sol s'observen només en una estreta franja propera a la superfície del sol. A una profunditat major les diferències que s'observen són mínimes i són degudes a variacions estacionals.

#### 3.2.4 EQUACIONS DE TRANSPORT DISCRETITZADES

Un objectiu d'aquest capítol és la confecció d'un codi de càlcul per a la simulació dels fenòmens de transport en la dimensió vertical segons el model que acabem de descriure. El primer pas serà discretitzar les equacions presentades fins ara en forma contínua. Les equacions unidimensionals pel transport de l'aigua en fase líquida i vapor, l'aire i l'energia s'han discretitzat segons el mètode dels volums finits [Patankar, 1980; Grifoll i Cohen, 1999]. S'ha dividit l'espai unidimensional utilitzant una malla distribuïda de manera irregular. Cada divisió s'ha identificat amb un volum de control sobre el qual hem aplicat el corresponent balanç de conservació.

### Discretització de les equacions de conservació

Per a l'aigua en fase líquida l'equació discretitzada té la forma:

$$\frac{\theta_{li}^{j+1} \rho_{li}^{j+1} - \theta_{li}^j \rho_{li}^j}{t^{j+1} - t^j} = - \frac{1}{z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}}} \cdot \left[ \rho^{j+1}{}_{li+1/2} \mathbf{q}^{j+1}{}_{li+1/2} - \rho^{j+1}{}_{li-1/2} \mathbf{q}^{j+1}{}_{li-1/2} \right] - f^{j+1}{}_{LG i}$$

3.45

Per a l'aigua en fase gas:

$$\frac{\theta_{gi}^{j+1} \rho_{vi}^{j+1} - \theta_{gi}^j \rho_{vi}^j}{t^{j+1} - t^j} = - \frac{1}{z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}}} \cdot \left[ \rho^{j+1}{}_{vi+1/2} \mathbf{q}^{j+1}{}_{gi+1/2} + \theta^{j+1}{}_{gi+1/2} \mathbf{J}^{j+1}{}_{hg i+1/2} \right. \\ \left. - \rho^{j+1}{}_{vi-1/2} \mathbf{q}^{j+1}{}_{gi-1/2} - \theta^{j+1}{}_{gi-1/2} \mathbf{J}^{j+1}{}_{hg i-1/2} \right] + f^{j+1}{}_{LG i}$$

3.46

I per a la fase gasosa:

$$\frac{\theta_{gi}^{j+1} \rho_{gi}^{j+1} - \theta_{gi}^j \rho_{gi}^j}{t^{j+1} - t^j} = - \frac{1}{z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}}} \cdot \left[ \rho^{j+1}{}_{gi+1/2} \mathbf{q}^{j+1}{}_{gi+1/2} - \rho^{j+1}{}_{gi-1/2} \mathbf{q}^{j+1}{}_{gi-1/2} \right] + f^{j+1}{}_{LG i}$$

3.47

on el subíndex  $i$  fa referència a la posició dins la malla discretitzada i el subíndex  $j$  fa referència al temps.

L'equació discretitzada per al transport de l'energia té la forma:

$$\frac{E_i^{j+1} - E_i^j}{t^{j+1} - t^j} = - \frac{1}{z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}}} \cdot \left[ (Q^{j+1}{}_{conv} + Q^{j+1}{}_{cond} + Q^{j+1}{}_{disp})_{i+1/2} \right]$$

$$-\left(Q^{j+1}_{conv} + Q^{j+1}_{cond} + Q^{j+1}_{disp}\right)_{i-1/2} \quad 3.48$$

on la quantitat d'energia en un volum de control,  $i$ , ve donada per:

$$E_i = \theta_{g i} \rho_{g i} u_{g i} + \theta_{l i} \rho_{l i} u_{l i} + (1 - \varepsilon) \rho_{s i} u_{s i} \quad 3.49$$

i els fluxos convectiu, dispersiu i conductiu s'expressen com:

$$Q_{conv m} = \rho_{g m} \mathbf{q}_{g m} h_{g m} + \rho_{l m} \mathbf{q}_{l m} h_{l m} \quad 3.50$$

$$Q_{disp m} = \theta_{g m} \mathbf{J}_{hg m} (u_v - u_a)_m \quad 3.51$$

$$Q_{cond m} = -\left(\lambda_{eff} + \theta_l D_{ml}^H\right)_m \frac{T_n - T_{n-1}}{z_n - z_{n-1}} \quad 3.52$$

on els termes  $u$  i  $h$  fan referència a l'energia interna i l'entalpia, respectivament, i on el subíndex  $m$  pot ser igual a  $i+1/2$  o  $i-1/2$  (quan  $m = i+1/2$   $n$  val  $i+1$  i quan  $m = i-1/2$   $n$  val  $i$ ).

### Discretització dels fluxos

La forma discretitzada dels fluxos massics presents en les equacions anteriors és:

$$\mathbf{q}_{l m} = -\frac{k_i k_{r m}}{\mu_{l m}} \cdot \left[ \frac{P_{l n} - P_{l n-1}}{z_n - z_{n-1}} - \rho_{l m} \mathbf{g} \right] \quad 3.53$$

i

$$\mathbf{J}_{hg} = -\left( \frac{D_g}{\tau_{g m}} + D_{vg m} \right) \cdot \frac{\rho_{v n} - \rho_{v n-1}}{z_n - z_{n-1}} \quad 3.54$$

### 3.2.5 ESQUEMA DE LA SOLUCIÓ NUMÈRICA

Les equacions per als balanços de massa i energia (equacions 3.2, 3.3, 3.4 i 3.12), juntament amb les expressions per als diferents cabals màssics (equacions 3.5, 3.6), les relacions hidràuliques pròpies del sòl (equacions 3.16 i 3.17 o 3.19 i 3.20), així com les relacions termodinàmiques que fixen la relació entre les diferents propietats, formen un sistema amb variables dependents  $P_l$ ,  $T$ ,  $f_{LG}$  i  $q_{gas}$ .

#### *Estratègia de resolució*

Les equacions discretitzades per al transport de l'aigua en fase líquida i en fase gas, equacions 3.45 i 3.46, la fase gasosa, equació 3.47, i per al transport de l'energia, equació 3.48, estan acoblades i la seva solució espai-temporal s'obté mitjançant un triple procés iteratiu. Per un pas de temps donat,  $\Delta t$ , se suposa inicialment un perfil vertical de  $f_{LG}$  i  $T$  i es resol l'equació discretitzada per al transport de l'aigua en fase líquida, equació 3.45. Aquesta equació és fortament no lineal i en la seva resolució s'utilitza un esquema iteratiu de Newton-Raphson [Press et al., 1989; Grifoll i Cohen, 1999].

Les equacions discretitzades per als balanços de vapor d'aigua, equació 3.46, i la fase gas en el seu conjunt, equació 3.47, són lineals i la seva solució permet obtenir els perfils del termes  $q_{gas}$  i  $f_{LG}$ . Aquest darrer es compara punt per punt amb el perfil de  $f_{LG}$  inicialment utilitzat. Si en algun punt la diferència observada entre el perfil nou i vell és més gran que un 0.01%, el sistema inicia de nou la solució de l'equació discretitzada per al transport de l'aigua en fase líquida, equació 3.45, i utilitza el perfil de  $f_{LG}$  recent calculat. Un cop el sistema convergeix, es resol l'equació discretitzada per al transport de l'energia, equació 3.48, utilitzant els cabals màssics,  $q_g$ ,  $q_l$  i  $J_{hg}$  acabats de trobar. El perfil de temperatura obtingut es compara punt per punt amb el perfil de temperatura suposat inicialment. Si la discrepància en algun punt entre la solució suposada i la solució obtinguda és més gran que 0.001°C, el sistema reinicia la

solució per a aquest pas de temps. La figura 3.3 mostra el diagrama de flux corresponent a l'estratègia resolutiva emprada.

### *Selecció de la malla i del pas de temps*

El sistema escollit per les diferents simulacions té una profunditat d'un metre. A partir d'aquesta profunditat les oscil·lacions diàries de temperatura no tenen incidència, i sols hi ha diferències de temperatura causats pels canvis estacionals. La grandària dels volums de control s'ha distribuït dividint el sòl en dues zones. En la primera ( $0 < z < 0.05$  m) el pas de malla té un valor constant i igual a 0.001 m. En la segona zona ( $0.05 \text{ m} < z < 1$  m) el pas de malla s'incrementa progressivament fins a un valor màxim de 0.1 m. Aquest increment progressiu del pas de malla segueix un patró definit per la relació  $\Delta z_i = r \cdot \Delta z_{i-1}$ , on  $r$  val en el nostre cas 1.1. Els valors del pas de malla,  $\Delta z$ , han estat escollits en un compromís entre exactitud i temps de càlcul.

S'ha realitzat una anàlisi de sensibilitat per tal de comprovar l'independència dels resultats respecte a la malla. S'ha generat una nova malla més fina, amb el doble de punts de càlcul (s'ha reduït fins a la meitat el pas de malla). S'ha utilitzat aquesta nova malla, més fina, per simular un episodi d'infiltració consistent en la irrigació durant 4 h de la superfície del sòl amb un cabal d'aigua igual a  $0.5 \cdot k_i$ . Els resultats s'han comparat posteriorment amb els resultats obtinguts utilitzant la malla menys fina. El tipus de sòl utilitzat correspon al sòl emprat per *Grifoll i Cohen* [1996] (*tipus franc*), taules 3.2 i 3.3. La simulació, de 24 h de duració, s'ha localitzat a Tarragona durant el mes de març. La irrigació del sòl s'inicia a les 2 h i finalitza a les 6 h. S'ha emprat un perfil en profunditat inicial de valor constant per al contingut volumètric en aigua i per a la temperatura ( $CVA = 0.18$  i  $T = 288$  K). Les figures 3.4 i 3.5 mostren els perfils en profunditat per al CVA i per a la temperatura a diferents hores del dia i per als dos tipus de malla. Tal i com es pot apreciar, les diferències observades en funció del tipus de malla són mínimes i la discrepància, definida com

$$\% E_i = \left( \frac{\theta_i - \theta_i^{\text{Malla fina o } \Delta t/2}}{\theta_{\text{sat}} - \theta_{\text{res}}} \right) \times 100 \quad 3.55$$

no supera per cap node  $i$  un valor de 0.01 %.

El pas de temps és variable ( $1 \text{ s} < \Delta t < 3600 \text{ s}$ ). El codi de simulació ajusta en cada moment el valor de  $\Delta t$ , de manera que en cap cas el nombre d'iteracions necessàries per resoldre l'equació per al transport de l'aigua en fase líquida, equació 3.2, sigui superior a 5, i que no superi el límit  $Co_{\text{max}} = \frac{\Delta t}{\Delta z} \cdot \frac{q}{\theta_l} = 0.5$  [El-Kadi i Ling, 1993]. Aquestes restriccions s'han mostrat eficients a l'hora de minimitzar els problemes d'estabilitat trobats en situacions d'extrema sequedat del sòl. Per tal de comprovar l'independència dels resultats respecte al pas de temps escollit, s'ha simulat l'asseccament progressiu d'un sòl durant 5 dies en condicions ambientals naturals utilitzant un  $\Delta t$  inferior de valor la meitat ( $\Delta t = \Delta t/2$ ). La localització i l'època de l'any, el tipus de sòl i els perfils en profunditat inicials per a la temperatura i el CVA coincideixen amb els valors emprats en l'anàlisi de sensibilitat de la malla. L'evolució temporal del CVA a la superfície es mostra a la figura 3.6. Els resultats recollits a la gràfica permeten comprovar com els resultats en funció del  $\Delta t$  usat no mostren diferències significatives, de manera que l'error, definit segons l'equació 3.55, és menor que un 0.26% per a cada instant de temps.

### *Validació del model*

La manca d'una solució analítica per al transport global de l'aigua en les seves diverses fases en condicions no isotèrmiques fa difícil la validació conjunta dels diferents balanços per a la massa i l'energia. S'ha optat, per tant, per validar de manera separada el transport de l'aigua en fase líquida i el transport de l'energia.

L'algoritme numèric per a la solució de l'equació per al transport de l'aigua en

fase líquida, ha estat contrastat amb la solució analítica proposada per *Broadbridge i White* [1988] per a un episodi d'infiltració amb un cabal d'aigua constant de valor 1.65 cm/h, per a un terra tipus *Brindabella* de textura franco-argilo-llimosa. La figura 3.7 mostra diferents perfils en profunditat del CVA per a la solució analítica i la solució numèrica. La comparació entre els diferents perfils permet comprovar com les discrepàncies entre els resultats de la simulació numèrica i analítica no superen en cap cas un valor de CVA igual a 0.02.

La solució de l'equació del transport de l'energia considerant només els termes conductius ha estat validada amb la solució analítica per al problema del transport conductiu dins el sòl subjecte a una variació diària sinusoidal de la temperatura a la superfície d'expressió [*Tyndall i Kunkel*, 1999]:

$$T_{z=0}(t) = T_a + A_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\Pi}t + \phi\right) \quad 3.56$$

on  $t$  és el temps (h),  $T_a$  és igual a 15 °C,  $A_0$  és l'amplitud de l'oscil·lació, en el nostre cas igual a 8 °C,  $\Pi$  és el període de l'oscil·lació (24 h) i  $\phi$  és el desfasament horari (en aquest cas igual a 0).

La figura 3.8 mostra els perfils de temperatura en profunditat en diferents hores del dia pel que fa a la solució analítica i a la solució numèrica. La comparació entre ambdós perfils permet veure com la solució numèrica ressegueix els perfils de la solució analítica amb discrepàncies màximes de 0.2 °C.

### 3.3 RESULTATS I DISCUSSIÓ

En primer lloc, es presentaran els resultats corresponents a la simulació de dos experiments sobre el transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl en condicions de camp [*Rose*, 1968 a, b i *Jackson*, 1973]. Posteriorment es mostraran els resultats corresponents a la simulació d'un episodi d'assecamment progressiu d'un sòl inicialment

saturat i sense vegetació subjecte a unes condicions ambientals naturals. La simulació es realitzarà en dos mesos de l'any diferents, març i juny, i permetrà estudiar l'evolució de diferents variables que participen en el transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl. L'elevada resolució espacial del model ens permetrà igualment determinar la importància i el paper dels diferents cabals i fases que participen en el transport de l'aigua prop de la superfície del sòl.

### 3.3.1 COMPARACIÓ AMB TREBALLS EXPERIMENTALS

Se simularan dos treballs experimentals de característiques semblants descrits per *Rose* [1968 a, b] i *Jackson* [1973]. Aquests treballs constitueixen una referència clàssica en el camp de la hidrologia i la seva simulació i comparació mostrarà la capacitat del model per descriure correctament el transport de l'aigua associat a un episodi d'assecamment de sòls en condicions no isotèrmiques.

#### *Experiment de Rose (1968)*

*Rose* [1968 a, b] estudia el transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl en condicions ambientals naturals caracteritzades per un marcat règim diari d'oscil·lacions de la temperatura. El treball de *Rose* fou el primer en evidenciar la important contribució dels cabals de vapor d'aigua al transport global d'aigua prop de la superfície del sòl en condicions de camp.

La part experimental del treball, realitzada a Alice Springs (Austràlia), va consistir en la irrigació d'un camp de terra inicialment sec i en el posterior seguiment i enregistrament dels perfils de CVA i de temperatura en els primers 15 cm del sòl durant els sis dies i les sis nits que seguiren a l'episodi d'irrigació inicial. L'experiment es realitzà en una parcel·la de terra localitzada a l'aire lliure i sotmesa a unes condicions ambientals caracteritzades per l'absència de precipitacions i la presència de cels clars. En aquestes condicions, el règim diari que descriu la radiació solar incident



indueix la presència d'elevats gradients de temperatura prop de la superfície amb valors de fins a 100°C/m. La presència d'aquests gradients de temperatura afavoreix el transport d'aigua en fase gas en relació amb el transport en fase líquida.

El treball proporciona informació respecte al tipus de terra, localització geogràfica i règim diari de temperatures a la superfície de sòl. Aquestes i altres dades han estat utilitzades per tal de reproduir amb el màxim de detall possible l'escenari i les condicions climàtiques pròpies de l'experiment, tal i com queda recollit en les taules 3.2 - 3.4. Tot i que el treball de Rose no especifica l'època de l'any en què es va dur a terme l'experiment, les condicions meteorològiques reportades: absència de pluja, elevada radiació solar, així com el règim diari de temperatura a la superfície del sòl, proporcionen indicis per creure que va ser durant el mes de juliol. Aquest mes coincideix amb l'estació seca de l'any i es caracteritza per l'escassetat de precipitacions, presència de cels clars i ambient sec i un règim de temperatures diàries que oscil·la entre 5°C i 20°C aproximadament ([http://www.alicesprings.nt.gov.au/about\\_alice/climate.asp](http://www.alicesprings.nt.gov.au/about_alice/climate.asp)). Addicionalment i per tal de comprovar l'efecte del mes de l'any en els resultats, s'ha simulat el mateix episodi emprant altres mesos (gener i març). Els resultats obtinguts, no mostrats en aquest treball, han evidenciat diferències poc significatives, amb una diferència màxima entre valors de CVA corresponents a mesos diferents inferior a un 10%.

El model considera que tant la temperatura com la humitat relativa ambiental descriuen una variació diària caracteritzada per una oscil·lació de tipus sinusoidal amb un màxim de temperatura i un mínim d'humitat relativa localitzats durant les hores del migdia respectivament. Aquesta variació s'expressa de manera similar a l'equació 3.56. Els valors dels diferents paràmetres es troben a la taula 3.4.

Les relacions hidràuliques emprades en la simulació han estat les corresponents a *Brooks i Corey* [1964], equacions 3.16 i 3.17. Els paràmetres per a aquestes relacions

s'han ajustat a partir de les dades experimentals proporcionades per l'autor, amb els resultats que mostra la taula 3.3. Les figures 3.9 i 3.10 mostren les mesures experimentals juntament amb les funcions hidràuliques  $\theta(\psi)$  i  $k(\theta)$  ajustades. Els perfils inicials de CVA i temperatura usats en la simulació s'han generat a partir de mesures experimentals proporcionades en el treball i interpolant amb *splines* cúbiques.

*Evolució temporal del CVA i de la temperatura* La figura 3.11 mostra els resultats de la simulació corresponents a l'evolució temporal del CVA a tres profunditats diferents ( $z = 0, 2.6, 13.73$  cm), juntament amb les dades experimentals de Rose. Tant les dades experimentals com els resultats de la simulació descriuen un progressiu assecament del sòl, caracteritzat per una fluctuació sinusoidal del CVA diària amb un mínim coincident amb les primeres hores de la tarda (16 h) i un màxim coincident amb les primeres hores del matí (4-6 h). La gràfica permet observar com l'amplitud de l'oscil·lació del CVA disminueix amb la profunditat del sòl i amb el temps, a mesura que el terra es va assecant. La comparació entre els resultats simulats i mesurats evidencia la capacitat del model per reproduir qualitativament i quantitativament bé l'evolució del CVA prop de la superfície.

La figura 3.12 mostra l'evolució temporal de la temperatura del sòl a dues profunditats diferents ( $z = 0$  i  $0.13$  m). Els resultats de la simulació descriuen, de la mateixa manera que els valors de temperatura mesurats, un comportament diari caracteritzat per una marcada oscil·lació de caràcter sinusoidal amb valors màxims localitzats al migdia i valors mínims localitzats a les primeres hores de la matinada. De la mateixa manera que en el cas de l'evolució del CVA, l'amplitud de l'oscil·lació diària disminueix amb la profunditat del sòl. S'observa igualment un desfasament de l'oscil·lació cíclica diària de la temperatura amb la profunditat. La màxima discrepància entre valors simulats i mesurats és de  $12^{\circ}\text{C}$  aproximadament i s'observa en el migdia del dia 2. Posteriorment aquesta discrepància disminueix i, així, el dia 4 la diferència entre valors simulats i mesurats disminueix fins a un valor proper a  $2^{\circ}\text{C}$ .

Aquesta disminució coincideix amb els dies en què s'observa un augment de la temperatura màxima mesurada a la superfície del sòl, dies 3 i 4. L'augment de la temperatura màxima s'explica pel progressiu assecament de la superfície. En disminuir el contingut d'aigua líquida prop de la superfície, disminueix també el valor de la conductivitat tèrmica efectiva  $\lambda_{eff}$ , equació 3.31, així com el valor de la capacitat calorífica volumètrica del sòl. La disminució de la conductivitat tèrmica efectiva implica una reducció dels fluxos energètics per conducció a la superfície. La reducció d'aquests fluxos, juntament amb la disminució de la capacitat calorífica volumètrica, provoca una major acumulació energètica a la superfície, de manera que com a conseqüència es produeix un increment de la temperatura del sòl.

*Perfils de pressió parcial de l'aigua i temperatura* Les figures 3.13 i 3.14 mostren els perfils de temperatura i pressió de vapor d'aigua corresponents a la matinada (4 h) i al centre del dia (14 h) quatre dies després d'haver-se iniciat l'experiment. Les figures mostren els valors experimentals juntament amb les simulacions proporcionades pel model. És interessant fer notar la presència d'un màxim en el perfil de la pressió parcial de l'aigua pel que fa al perfil corresponent a les 14 h. Aquest màxim, localitzat a una profunditat aproximada d'1 cm, ens assenyala la presència i la posició d'un front sec. Aquest front sec delimita el sòl en dues parts: en la part superior, la part seca, el transport d'aigua es realitza majoritàriament en la fase gasosa, mentre que, per sota el front, el transport es realitza en la fase líquida. És igualment interessant comprovar com l'extrema sequedat del sòl proper a la superfície modifica, per efectes de capil·laritat, el perfil de pressió parcial de l'aigua corresponent a les 14 h.

### *Experiment de Jackson (1973)*

El segon treball que ha estat subjecte de simulació correspon a l'estudi experimental realitzat per *Jackson* [1973] referent al transport de l'aigua en la zona no

saturada del sòl en condicions no isotèrmiques. De la mateixa manera que en el treball de Rose, l'experiment va consistir en la irrigació puntual d'un camp sense vegetació inicialment sec i en la posterior mesura i enregistrament de diverses variables i cabals a diferents profunditats. L'experiment, de 37 dies de duració, s'inicià el 2 de març de 1971 i es va realitzar en una parcel·la a l'aire lliure situada a Phoenix (Arizona).

El treball de Jackson proporciona informació respecte al tipus de terra, les condicions climàtiques i l'època de l'any. Aquesta informació ha estat utilitzada per tal de descriure amb el màxim de detall possible l'escenari de la simulació (veure taula 3.4). Els paràmetres corresponents a les relacions hidràuliques emprades en les simulacions, equacions 3.19 i 3.20, s'han obtingut a partir dels valors experimentals proporcionats per l'autor, i es mostren a la taula 3.3. Les figures 3.15 i 3.16 mostren els valors mesurats juntament amb les funcions emprades  $\theta(\psi)$  i  $k_r(\psi)$ .

El perfil inicial per al CVA usat en la simulació s'ha generat a partir de les dades experimentals de CVA en els primers 8 centímetres del sòl corresponents a les 0 h del dia 7 de març, cinc dies després de l'episodi inicial d'irrigació del sòl. En aquest cas i a diferència del treball de Rose, no disposem de mesures experimentals de temperatura del sòl a diferents profunditats. En absència d'aquestes s'ha utilitzat com a perfil inicial el que s'obté com a solució de l'equació del transport de l'energia per un episodi de simulació de 24 h de duració d'un terra inicialment saturat i a temperatura constant igual a 15°C.

*Evolució temporal del CVA proper a la superfície* La figura 3.17 mostra l'evolució temporal de les mesures experimentals de CVA de Jackson per a la zona propera a la superfície ( $0 < z < 5$  mm) durant 3 dies, 7, 8 i 9 de març, cinc dies després d'haver-se iniciat l'experiment. En aquesta zona els gradients de CVA són molt acusats, tal i com il·lustren els resultats de les simulacions per a quatre profunditats diferents ( $z = 0, 1, 2, 5$  mm). Tant les dades experimentals com els resultats de la

simulació mostren una evolució del CVA similar a l'observada en el cas de Rose. Aquest comportament es caracteritza per una variació sinusoidal decreixent del valor del CVA prop de la superfície amb un mínim diari localitzat al migdia i un màxim que es produeix de matinada. Cal destacar l'elevat gradient de CVA prop de la superfície que mostren les simulacions. Així, al principi de la tarda del primer dia simulat hi ha variacions superiors a  $0.005 \text{ m}^3/\text{m}^3$  en un mil·límetre.

Perfils de CVA La figura 3.18 mostra els perfils de CVA mesurats que corresponen al dia 10 de març per tres instants de temps diferents (0 h, 12 h i 18 h). A la figura es mostren també els resultats obtinguts amb la simulació numèrica. És interessant ressaltar l'elevada concordança que mostren els resultats simulats i les mesures experimentals prop de la superfície, zona on es localitzen elevats gradients de temperatura i pressió capil·lar. Tanmateix, a profunditats superiors a 2 cm, les discrepàncies entre els resultats de la simulació i els valors simulats són de l'ordre de  $0.03 \text{ m}^3/\text{m}^3$  independentment de l'hora. Els resultats d'altres simulacions, no mostrades en aquest treball, suggereixen que aquestes discrepàncies poden ser degudes a variacions locals de les propietats hidràuliques no descrites per a les relacions 3.19 i 3.20. En totes aquestes simulacions, el perfil de CVA tendia ràpidament a la forma que presenta la figura 3.18, i això indica que és un tret característic del sòl que depèn només feblement de les condicions inicials i de contorn, quan aquestes últimes són de caràcter oscil·latori com en el cas estudiat.

Podem concloure aquesta secció assenyalant que, tant en el cas de Rose com en el cas de Jackson, el model de simulació ha estat capaç de descriure de forma qualitativa i quantitativa les variacions periòdiques del CVA i la temperatura prop de la superfície. Aquestes variacions estan governades per la velocitat d'evaporació i el flux d'aigua que circula des de l'interior del sòl cap a l'atmosfera. Depenent de la profunditat del sòl, aquest flux es realitzarà en fase líquida o en fase gas. Només un model que consideri el transport no isotèrmic de l'aigua en les dues fases serà, per tant,

capaç de reproduir satisfactòriament aquest procés de transport.

### *Anàlisi de sensibilitat*

S'ha realitzat una anàlisi de sensibilitat per tal d'estudiar la resposta del model a variacions de dues de les variables que influeixen més significativament en la demanda d'evaporació a la superfície del sòl: la velocitat del vent,  $u$  (m/s), i la humitat relativa atmosfèrica  $RH$  (%).

La velocitat del vent,  $u$ , és una de les variables presents en la correlació semiempírica per superfícies rugoses proposada per *Brutsaert* [1975]. Aquesta correlació, amb modificacions suggerides per *Grifoll i Cohen* [1994], ha estat la correlació emprada per calcular el coeficient de transferència de massa i energia entre la superfície i l'atmosfera,  $k'_{atm}$  (m/s) i  $h_{atm}$  (m/s), respectivament. Aquests coeficients participen en el càlcul del flux d'evaporació a la superfície,  $J_{evap}$  (kg/m<sup>2</sup>s), equació 3.36, i en el càlcul del flux de calor convectiu a la superfície,  $Q_{conv}$  (W/m<sup>2</sup>), equació 3.44. L'altra variable que s'estudiarà, la humitat relativa a l'atmosfera,  $RH$ , és present també en el càlcul de  $J_{evap}$  a través del terme de la concentració massica de vapor d'aigua a l'atmosfera  $\rho_{atm}$  (kg/m<sup>3</sup>), terme calculat segons l'expressió:

$$\rho_{vap}|_{atm} = RH \cdot \rho_{v\_sat} \quad 3.57$$

on  $\rho_{v\_sat}$  és la concentració del vapor saturat calculat, segons l'equació 3.8 a temperatura ambient.

Per a la realització de l'anàlisi de sensibilitat s'han emprat els resultats corresponents al treball de Jackson. Mantenint constant una de les variables,  $u$  o  $RH$ , s'ha simulat de nou l'experiment de Jackson canviant en cada cas el valor de la variable restant. S'han realitzat un total de 4 noves simulacions, cadascuna de les quals considera un augment o una disminució d'una de les variables tot mantenint constant el

valor de l'altra.

Les figures 3.19 i 3.20 presenten els resultats de l'anàlisi de sensibilitat per  $u$  i per  $RH$ , respectivament. En cada cas es mostra l'evolució temporal del CVA a la superfície juntament amb les mesures experimentals de Jackson. En el cas de la figura 3.19, els diferents perfils temporals presentats s'han obtingut considerant un augment i una disminució d'un 30% del valor de velocitat del vent,  $u$ , valor referenciat a la taula 3.4. La figura permet observar com les màximes diferències, calculades segons l'equació 3.55, es localitzen durant les hores del migdia del primer dia, sense superar en cap cas un valor màxim d'un 15%.

La figura 3.20 mostra com la sensibilitat del model respecte a la humitat relativa és major que no pas respecte a la velocitat del vent. Els resultats mostrats s'han obtingut incrementant i disminuint en un 10% el valor d'humitat relativa corresponent al migdia,  $Hr_a$ , amb una oscil·lació diària d'amplitud igual a un 10%. En aquest cas les màximes diferències, avaluades també segons l'equació 3.55, s'observen durant les primeres hores del matí, amb valors màxims propers a un 16%.

Aquests resultats evidencien la importància de disposar d'una correcta descripció de l'evolució de paràmetres meteorològics, com ara la velocitat del vent o la humitat atmosfèrica, a l'hora de reproduir amb fidelitat mesures experimentals obtingudes en condicions de camp.

### 3.3.2 EVOLUCIÓ DEL PROCÉS NATURAL D'ASSECATGE D'UN SÒL NU

Un cop mostrada la capacitat del model per descriure correctament el transport de l'aigua en condicions naturals, es presentaran tot seguit els resultats corresponents a la simulació d'un episodi d'assecatment progressiu d'un sòl. Aquests resultats permetran determinar la importància relativa dels diferents mecanismes que contribueixen al moviment de l'aigua en un sòl ras exposat a unes condicions naturals.

### *Descripció de l'episodi simulat*

S'ha simulat un episodi de característiques similars als experiments de Rose i Jackson consistent en l'evolució d'un sol ras, sense vegetació, inicialment saturat i subjecte a unes condicions atmosfèriques naturals a la superfície. L'experiment s'ha realitzat per a dos mesos de l'any diferents, març i juny, i el període simulat en cada cas ha estat igual a 20 dies. Les simulacions s'han localitzat en ambdós casos en un hipotètic enclavament situat a Tarragona.

S'ha disposat que tant la temperatura com la humitat relativa atmosfèrica descriguin per a ambdós mesos una oscil·lació diària de tipus sinusoidal semblant a l'oscil·lació usada en el cas de Rose i Jackson (veure taula 3.4). S'ha assignat un valor constant de velocitat del vent igual a 2 m/s. S'ha escollit un terra de textura tipus franca i s'han usat les relacions hidràuliques de *Brooks i Corey* [1967]. Les característiques del sòl, així com els paràmetres per a les funcions hidràuliques necessàries, es troben a les taules 3.2 i 3.3. La profunditat simulada ha estat igual a 1 m i s'ha utilitzat la mateixa xarxa emprada en les simulacions anteriors. Les condicions inicials corresponen a un valor constant de saturació d'aigua i temperatura uniforme en tota la profunditat del sòl. S'ha escollit un valor de saturació d'aigua igual a 0.96. Aquest valor implica, per la porositat i tipus de sòl escollit, un valor de CVA igual a 0.42. La temperatura inicial del sòl s'ha fixat igual a 15 °C.

### *Evolució temporal del CVA i de la temperatura a la superfície*

La figura 3.21 mostra l'evolució temporal del CVA a la superfície del sòl així com el valor diari mitjà tant per a la simulació que s'inicia el mes de març com per a la que s'inicia el juny. L'evolució del CVA exhibeix en ambdós mesos un comportament similar caracteritzat per un període inicial d'assecament lent i progressiu seguit d'un període més curt en el qual el CVA disminueix més ràpidament fins a arribar a un valor proper al contingut volumètric residual,  $\theta_r$ . A la figura s'observa com l'amplitud



de l'oscil·lació diària del CVA augmenta a mesura que la superfície del sòl s'asseca. Aquesta amplitud és màxima en el període intermedi caracteritzat per una evolució del CVA a la superfície semblant a l'evolució observada en els experiments realitzats per Rose i Jackson [Rose, 1968 *a, b*; Jackson, 1973]. Les diferències en funció del mes evidencien la sensibilitat del procés d'assecament del sòl a aquest paràmetre. En aquells casos en els quals la intensitat de la radiació solar incident és major —és el cas del mes de juny— l'assecament del sòl es produeix de manera més ràpida.

La figura 3.22 mostra els valors mitjans diaris de temperatura a la superfície del sòl en els dos episodis mensuals. L'evolució diària de la temperatura, evolució no mostrada en el treball, descriu un oscil·lació de tipus sinusoidal semblant a l'evolució mostrada a la figura 3.12, amb un màxim i un mínim localitzats a primera hora de la tarda i primeres hores de la matinada, respectivament. Els valors mitjans diaris de temperatura descriuen en ambdós mesos un comportament similar caracteritzat per un lent i progressiu increment inicial seguit d'un increment posterior, més acusat, coincident amb el moment en què la superfície del sòl s'asseca més ràpidament.

Aquesta coincidència mostra la mútua interacció entre els processos de transferència d'aigua i energia prop de la superfície del sòl. La disminució del CVA a la superfície implica una disminució proporcional de la capacitat calorífica volumètrica del sòl,  $C_p^v$  ( $J/m^3 K$ ), així com de la conductivitat tèrmica,  $\lambda_{eff}$  ( $W/m K$ ), equació 3.31. En aquells casos en què la contribució del mecanisme conductiu al transport global de calor sigui important, serà lògic esperar una elevada sensibilitat de la temperatura de la superfície del sòl a variacions de la conductivitat tèrmica efectiva generades per canvis en el CVA.

En el nostre cas i per tal de confirmar aquesta hipòtesi, caldrà comprovar la contribució del mecanisme conductiu al transport global d'energia prop de la superfície. Podem calcular la contribució percentual d'aquest mecanisme segons

l'expressió:

$$J_{cond} = \frac{M_{cond}}{\sum_{i=1}^3 M_i} \times 100 \quad 3.58$$

on el terme  $M_i$  [kJ] s'expressa com

$$M_i = \int_0^{24} |m_i| dt \quad 3.59$$

i comptabilitza la quantitat de calor aportada al llarg del dia pel flux generat pel mecanisme  $i$ . En el nostre cas, els mecanismes de transport considerats han estat tres, el convectiu en fase líquida i en fase gas, el difusiu/dispersiu en fase gas i el conductiu. Els fluxos s'han localitzat a  $z = 1$  mm. L'evolució del terme  $J_{cond}$  per als dos mesos considerats, març i juny, es mostra a la figura 3.23. La figura permet observar com, efectivament, la contribució del mecanisme conductiu al flux total de calor a la superfície en el mes de març és molt elevada, amb un valor proper a un 98%. L'evolució en el mes de juny mostra també com la contribució al transport total de calor del mecanisme conductiu és màxima durant els primers 12 dies, dies en què el CVA a la superfície té un valor proper a saturació. Posteriorment i coincidint amb l'època en què la superfície del sòl s'asseca més, s'observa com la contribució del mecanisme conductiu, tot i mantenint-se encara majoritari, disminueix fins a uns valors propers al 70%. En ambdós mesos s'observa, per tant, com el flux de calor conductiu és el mecanisme majoritari responsable del transport de calor prop de la superfície.

Un cop comprovada la importància del flux de calor conductiu, l'efecte global de la variació del CVA en termes de transferència de calor prop de la superfície pot ser analitzat a partir de l'evolució de la difusivitat tèrmica,  $\alpha_t$  ( $m^2/s$ ), variable que governa la velocitat de transmissió de calor per conducció i que s'expressa com la relació entre la conductivitat tèrmica i la capacitat calorífica volumètrica del sòl:

$$\alpha_t = \frac{\lambda_{eff}}{C^v_p} \quad 3.60$$

La figura 3.24 mostra l'evolució d'aquest paràmetre en els mesos de març i juny. L'increment progressiu de  $\alpha_t$  amb el temps evidencia que, a mesura que el sòl s'asseca, la capacitat calorífica volumètrica disminueix més ràpidament que no pas la conductivitat tèrmica. Disminueix, per tant, la quantitat d'energia necessària per fer augmentar la temperatura del sòl, així com la capacitat del sòl per transferir aquesta energia a través del flux conductiu. L'efecte global d'aquests dos processos es tradueix en un augment progressiu de la temperatura del sòl, el qual és més pronunciat al juny a causa del fet que la intensitat de la radiació solar incident en aquest mes és superior.

És interessant comprovar com el període del mes de juny en què disminueix la contribució del flux conductiu coincideix amb el moment en què, a causa de l'assecamment de la superfície del sòl, disminueix també el flux d'aigua en fase líquida i augmenta, per contra, el flux d'aigua en fase gas. Aquest augment implica a la vegada un increment de la contribució del flux de calor generat per mecanismes difusiu/dispersiu i convectiu associats al transport de l'aigua en fase gas. La contribució d'aquests mecanismes al transport de la calor prop de la superfície pot arribar a valors propers a un 30%. Aquests resultats confirmen la important contribució del transport de calor associat al transport de l'aigua en fase gas prop de la superfície i coincideixen amb resultats trobats en estudis previs [*Wescot i Wierenga, 1974; Cahill i Parlange, 1998*].

### *Evolució temporal de l'evaporació a la superfície*

En un sòl inicialment saturat i en condicions isotèrmiques, el flux d'evaporació segueix una evolució caracteritzada per tres estadis diferenciats [*Campbell, 1994*]. El primer estadi implica un flux d'evaporació de valor constant depenent només de les limitacions a la transferència de matèria entre el sòl i l'atmosfera. A mesura que la

superfície del sòl s'asseca, el flux d'evaporació disminueix progressivament, estadi dos, fins a arribar a un valor mínim a partir del qual el cabal disminueix molt lentament, estadi tres. Aquesta disminució del flux és deguda a l'augment de la curvatura de la interfície microscòpica entre l'aigua i l'aire dins el medi porós, la qual cosa suposa una disminució de la pressió del vapor d'aigua en equilibri amb el líquid. Addicionalment, el progressiu assecament de la superfície fa necessari que l'origen de l'aigua que s'evapora sigui cada cop més profund. En aquestes condicions les limitacions en el transport d'aquesta aigua dins el medi porós governa la velocitat d'evaporació.

La figura 3.25 mostra l'evolució del flux d'evaporació mitjà diari a la superfície del sòl en els mesos de març i juny. Aquests resultats, obtinguts en condicions no isotèrmiques, mostren com durant el primer estadi la velocitat d'evaporació no és constant sinó que augmenta progressivament conforme el sòl s'asseca. Aquests increments són del 50% per a la simulació del mes de març i del 33% per a la del mes de juny. Aquest augment coincideix en ambdós mesos amb un lleuger increment de la temperatura mitjana diària de la superfície del sòl. En el treball experimental de *Jackson* [1973] s'observa un comportament similar del flux d'evaporació. En aquell treball es mostra com el flux evaporatiu a la superfície s'incrementa durant els tres primers dies corresponents al mes de març.

Els resultats mostrats a la figura permeten comprovar com la durada d'aquest primer període és aproximadament 6 dies superior al mes de març a causa que el flux d'evaporació al mes de juny és sensiblement superior, aproximadament un 50%, al corresponent a mes de març. Aquesta diferència es correspon amb un valor superior de la temperatura a la superfície en aquest mes, figura 3.22. Cal remarcar que les úniques diferències entre ambdues simulacions es corresponen amb la major intensitat de la radiació solar incident a la superfície al mes de juny. Els resultats de la simulació mostren, per tant, com el flux evaporatiu a la superfície és sensible a l'època de l'any

subjecte d'estudi.

### *Mecanismes de transport de l'aigua cap a la superfície*

Seguint amb l'anàlisi dels resultats obtinguts a partir de les simulacions, la figura 3.26 mostra l'evolució del flux d'evaporació i del flux d'aigua a  $z = 1$  mm, per al període que va del 8 al 13 de juny. S'ha escollit aquest període perquè coincideix amb els dies en què el CVA a la superfície disminueix més ràpidament i en què l'amplitud de l'oscil·lació diària és màxima. El flux d'aigua a la superfície inclou el flux en fase líquida i en fase gas. El valor negatiu del cabal indica un sentit ascendent cap a la superfície. La figura presenta també l'evolució del CVA a la superfície.

Tant el flux d'evaporació com el flux d'aigua prop de la superfície descriuen, per al període mostrat, una oscil·lació diària d'amplitud decreixent amb el temps i un valor màxim centrat en les hores del migdia en què la temperatura del sol és més elevada. De manera semblant, l'evolució del CVA a la superfície descriu un comportament diari caracteritzat per increments durant la nit i reduccions durant les primeres hores del matí. Aquest comportament és similar al mesurat en diferents treballs de camp [Rose, 1968 a, b; Jackson, 1973; Monji et al., 1990; Cahill i Parlange, 1998]. D'acord amb aquests treballs, les hipòtesis formulades pels diferents autors per explicar l'evolució diària del CVA han estat diverses. Així, mentre Rose atribueix l'increment nocturn del CVA al sentit canviant del flux difusiu d'aigua en fase gas, Monji atribueix aquest comportament a moviments de l'aigua, en fase líquida i en fase gas, generats per la presència de gradients de temperatura, tot i que el mateix autor conclou assenyalant que "no reliable relations [to explain the water content variation] have been formulated". Les mesures experimentals realitzades per Cahill i Parlange mostren un increment diari del CVA a una profunditat de 2 cm centrat en les hores del migdia. Els autors expliquen aquest increment segons un procés de recondensació de l'aigua procedent de l'atmosfera. Els mateixos autors, però, reconeixen la dificultat de

comprovar de manera experimental la seva hipòtesi. En un comentari al treball de Cahill i Parlange, *Or i Wraith* [2000] ofereixen una hipòtesi alternativa per explicar les oscil·lacions diàries de CVA mesurades. Segons els autors, en molts casos aquestes oscil·lacions poden ser explicades per la tècnica experimental emprada i ésser degudes a variacions de la permeabilitat dielèctrica de l'aigua amb la temperatura (la permeabilitat dielèctrica de l'aigua és el paràmetre mesurat per les sondes TDR, *time domain reflectometry*, per estimar el CVA del sòl, sensors que van ser emprats en aquell treball).

Els resultats de la figura 3.26 mostren com, en el nostre cas, el lleuger desfasament horari dels cicles d'ambdós fluxos, el d'evaporació i el d'aigua en fase líquida i en fase gas, permet explicar l'evolució del CVA a la superfície del sòl. Així, les hores del dia en què el flux d'evaporació és superior al flux d'aigua coincideixen amb les hores en què s'observa una brusca reducció del CVA a la superfície. De manera similar l'increment del CVA a la superfície coincideix amb les hores del dia en què el flux d'evaporació és menor que el cabal d'aigua. A la figura s'assenyalen els períodes que impliquen un augment ( $\uparrow$ ) o una disminució ( $\downarrow$ ) del CVA a la superfície. La sincronització entre l'evolució del CVA a la superfície i la relació entre els fluxos d'evaporació i d'aigua reforça la hipòtesi segons la qual les típiques variacions diàries del CVA, variacions mesurades en diferents treballs experimentals, estan governades per petites diferències entre el flux d'evaporació i el flux d'aigua a la superfície.

Un cop mostrada l'evolució del flux d'aigua a la superfície, la contribució de la fase líquida i la fase gas permetrà il·lustrar els processos que contribueixen a l'evaporació. La figura 3.27 mostra l'evolució del flux d'aigua a la superfície en fase líquida i en fase gas juntament amb el flux d'aigua total, suma dels anteriors, per al període que va del 8 al 13 de juny. Els resultats corresponents al període mostrat permeten observar un progressiu relleu en les fases responsables del transport de l'aigua prop de la superfície. Així, mentre que en un principi el transport d'aigua es

realitza quasi exclusivament en fase líquida, posteriorment i a mesura que la superfície del sòl s'asseca, la fase gas participa cada cop més activament en el transport de l'aigua. El flux d'aigua en fase gas és de magnitud comparable al flux en fase líquida, i contribueix no tan sols al transport de l'aigua sinó també, i de manera significativa, al transport de calor a la superfície [veure explicació figura 3.23]. L'alternança en la fase que regeix el transport de l'aigua està governada pel valor del CVA en la regió propera a la superfície. Dins el cicle diari es pot comprovar com l'increment del flux d'aigua en fase gas coincideix amb les hores en les quals el valor del CVA a la superfície minva fins a valors propers a  $\theta_r$ . El baix valor de la permeabilitat relativa,  $k_r$ , per aquest valor de CVA fa que, tot i la presència d'elevats gradients de pressió capil·lar, els fluxos d'aigua en fase líquida es mantinguin petits prop de la superfície.

L'evolució dels diferents mecanismes de transport en fase gas a  $z = 1$  mm es mostra a la figura 3.28. La figura presenta l'evolució del flux convectiu, difusiu i dispersiu, juntament amb el flux total d'aigua en fase gas (suma dels anteriors) per al període que va del 8 al 13 de juny. Els resultats presentats evidencien la important contribució del flux dispersiu i difusiu, així com la petita contribució del flux convectiu, al transport de l'aigua prop de la superfície del sòl. Els resultats permeten observar també com, a mesura que el sòl s'asseca, la importància del flux dispersiu disminueix enfront del flux difusiu. És igualment interessant comprovar com en tot moment el flux difusiu localitzat a  $z = 1$  mm té un sentit ascendent cap a la superfície. Tot i la presència d'elevats gradients verticals de temperatura durant les hores de màxima insolació solar a la superfície, l'extrema sequedat del sòl modifica, per efectes de capil·laritat, el perfil vertical de la concentració de l'aigua en fase gas. Aquesta modificació, explicada amb més detall a la secció que segueix, justifica el sentit ascendent del flux difusiu a  $z = 1$  mm.

### *Variació amb la profunditat dels mecanismes de transport d'aigua prop de la superfície del sòl*

En primer lloc, es presenten els resultats corresponents a la zona propera a la superfície del sòl on es produeix el procés d'evaporació. La descripció detallada d'aquesta zona i dels diferents processos que s'hi produeixen permetrà explicar els perfils dels diferents fluxos d'aigua mostrats corresponents a dues hores del dia diferents.

La figura 3.29 mostra a tall d'exemple els perfils de CVA, figura 3.29.a, humitat relativa, figura 3.29.b,  $T$  ( $^{\circ}\text{C}$ ), figura 3.29.c, i concentració del vapor d'aigua ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ), figura 3.29.d, corresponents a les 14 h del dia 17 de juny. Els resultats presentats, similars als obtinguts per *Yamanaka et al.* [1998], mostren un punt d'inflexió en el perfil de CVA localitzat a una profunditat d'aproximadament 1 cm. Aquest punt localitza el límit inferior d'un front sec que divideix el sòl en dues zones, una seca i una humida.

La zona seca, situada per sobre el front sec, es caracteritza per un baix contingut en aigua amb elevats valors negatius de pressió capil·lar. Aquest valors extrems fan disminuir, per efectes de capil·laritat expressats a través de l'equació 3.7, la humitat relativa de la fase gas, amb valors inferiors a 0.4 prop de la superfície. La zona humida en canvi, situada per sota el front sec, es caracteritza per valors d'humitat relativa propers a la unitat. El perfil de temperatura, figura 3.29.c, descriu un augment de valor a mesura que ens aproximem a la superfície del sòl. Com a resultat d'aquest gradient de temperatura i aquest gradient invers d'humitat relativa, el perfil de concentració de vapor d'aigua, figura 3.29.d, presenta un màxim localitzat a l'extrem inferior del front sec. Per sobre d'aquest màxim, dins la zona seca, el flux difusiu d'aigua en fase gas té un sentit ascendent cap a la superfície, mentre que en la zona inferior aquest flux té un sentit descendent cap a l'interior del sòl.



La presència d'aquests fluxos de sentit invers a l'estreta zona del sòl on es localitza el màxim de concentració de vapor d'aigua produeix una puntual evaporació de l'aigua en fase líquida. Aquest flux evaporatiu s'expressa en les equacions de conservació de l'aigua en fase líquida i en fase gas, equacions 3.2 i 3.3, a través del terme  $f_{LG}$ , terme que comptabilitza el flux interfàsic entre la fase líquida i la fase gas. Aquest flux, localitzat a l'extrem inferior del front sec, provoca una petita disminució del volum que ocupa l'aigua en fase líquida i constitueix una font important de vapor d'aigua per a la fase gasosa. Aquesta font genera un flux convectiu en fase gas, flux que juntament amb els fluxos dispersiu i difusiu contribueix al transport de l'aigua dins la zona seca del sòl propera a la superfície.

La descripció dels diferents processos localitzats a l'extrem inferior del front sec es mostra al següent esquema.

Esquema de la cel·la on es localitza el front sec.

Les figures 3.30 i 3.31 mostren els perfils dels fluxos generats pels diferents mecanismes de transport, així com els fluxos totals (suma dels anteriors) per a cadascuna de les fases. Els perfils mostrats corresponen a les 14 h i les 2 h del dia 17 de juny, figures 3.30 i 3.31, respectivament. Els perfils mostren com la fase gas

domina el transport de l'aigua en la zona seca,  $0 < z < 1$  cm, mentre la fase líquida és la responsable del transport de l'aigua en la zona humida,  $z > 1$  cm. S'observa igualment com el flux d'evaporació a la superfície varia al llarg del dia amb valors netament superiors durant les hores en què la insolació solar és màxima. La figura mostra també com el cabal d'aigua en fase líquida disminueix abruptament en arribar a la zona on es localitza el front sec alhora que augmenta el cabal en fase gas. L'estreta franja on es produeix aquest relleu és precisament la zona on es localitza el procés d'evaporació dins el sòl.

El perfil corresponent a les 14 h pel dia 17 de juny, figura 3.30, permet comprovar la importància dels mecanismes de difusió i dispersió en fase gas en el transport de l'aigua en la zona seca del sòl. Aquests fluxos contribueixen en un 55% i un 45%, respectivament, al flux d'evaporació a la superfície. Els resultats també mostren com la contribució del flux convectiu és mínima. Així mateix s'observa com el flux difusiu disminueix i canvia de sentit en passar de la zona seca a la zona humida. Els resultats corresponents a les 2 h, figura 3.31, evidencien la important reducció del flux evaporatiu que es produeix de nit. De la mateixa manera que en el cas anterior, el transport de l'aigua en el front sec es produeix majoritàriament en fase gas, mentre que en la zona inferior es produeix en fase líquida. A diferència, però, del perfil corresponent a les 14 h, en aquest cas el flux difusiu és el flux majoritari mentre els fluxos dispersius i convectius tenen un valor negligible. La comparació amb el perfil a les 14 h permet observar també com la posició del front sec varia en funció de l'hora del dia, com es desplaça cap a l'interior del sòl durant les hores en què el cabal evaporatiu és màxim i com ascendeix cap a la superfície durant la nit.

Els resultats mostrats contrasten amb la hipòtesi formulada per *Cahill i Parlange* [1998] respecte a la important contribució del flux convectiu al transport de l'aigua en condicions no isotèrmiques. Segons aquests autors, aquest flux es generava com a conseqüència de l'expansió i contracció de l'aire present a l'interior del sòl,

expansió i contracció degudes a les variacions tèrmiques diàries. Els resultats obtinguts a partir de diferents simulacions realitzades, els quals no es recullen en el treball, mostren com, tot i que els cabals volumètrics de la fase gas i la fase líquida són de magnitud comparable, la diferència de cinc ordres de magnitud entre la concentració màssica de l'aigua en fase gas i la densitat de l'aigua en fase líquida minimitza la possible contribució del flux convectiu en fase gas al transport de l'aigua.

### **3.4 CONCLUSIONS**

S'ha implementat un codi numèric fiable per al transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl subjecte a unes condicions de contorn dinàmiques caracteritzades per un balanç energètic dels diferents fluxos a la superfície del sòl i per episodis d'evaporació i pluja a la superfície. El codi s'ha contrastat favorablement amb resultats experimentals procedents de treballs de camp que constitueixen una referència clàssica en la bibliografia. La consideració dels mecanismes clàssics de transport de l'aigua i l'energia en medi porós s'ha mostrat, per tant, suficient per descriure correctament i amb detall el procés d'assecamment prop de la superfície del sòl ras exposat a unes condicions atmosfèriques naturals.

La simulació d'un episodi d'assecamment progressiu d'un sòl ras inicialment saturat ha evidenciat la complexa relació entre el moviment de l'aigua i l'energia en condicions naturals. S'ha comprovat com les variacions del CVA del sòl permeten explicar, d'acord amb variacions de la conductivitat tèrmica efectiva i la capacitat calorífica volumètrica, l'evolució de la temperatura del sòl. La simulació del mateix episodi en dos mesos diferents, març i juny, ha permès comprovar la sensibilitat del model respecte a la radiació solar incident a la superfície.

Els resultats corresponents a l'episodi d'assecamment progressiu del sòl han permès explicar la característica evolució diària del CVA d'acord amb lleugeres diferències entre el flux d'evaporació i el flux d'aigua a la superfície. L'evolució

temporal dels diferents fluxos d'aigua a la superfície mostra també com la contribució i importància de la fase líquida i la fase gas al transport de l'aigua prop de la superfície del sòl varia d'acord amb el valor del CVA i l'hora del dia. Els resultats obtinguts en el període simulat mostren com el cabal en fase líquida domina el transport durant els primers dies, dies en què el CVA a la superfície és proper al valor de saturació, mentre que posteriorment i coincidint amb el període en què la superfície del sòl s'asseca més ràpidament, el flux en fase gas relleva el cabal en fase líquida durant les hores del dia en què la temperatura del sòl és màxima.

L'elevada resolució espacial del codi numèric ha permès distingir prop de la superfície del sòl la presència d'un front sec que delimita dues zones, una seca i una humida. A la zona seca el transport es realitza majoritàriament en fase gas, mentre que a la zona humida el transport es realitza majoritàriament en fase líquida. A la zona seca els mecanismes dominants en fase gas són el difusiu i dispersiu amb contribucions que, depenent de l'hora del dia, poden arribar a un 55% i 45%, respectivament. És important remarcar que l'estimació d'aquests fluxos es basa en paràmetres semiempírics, com són la tortuositat i la dispersivitat longitudinal, paràmetres que s'han avaluat a partir d'equacions contrastades en treballs de camp i experiments de laboratori. La importància del flux dispersiu contrasta amb l'absència d'aquest mecanisme en la majoria dels models presents per al transport de l'aigua en la zona no saturada del sòl en condicions no isotèrmiques.

## **BIBLIOGRAFIA**

Bear, J. i Y. Bachmat, Introduction to modeling of transport phenomena in porous media, Theory and applications of transport in porous media, Ed. (Jacob Bear), Volum 4, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht / Boston / Londres, 1991.

Bear, J., *Dynamics of fluids in porous media*, Dover, New York, 1972.

Biggar, J. W. i D. R. Nielsen, Spatial variability of the leaching characteristics of a field soil, *Water Resour. Res.*, 1, 78-84, 1976.

Boulet, G., I. Braud i M. Vauclin, Study of the mechanisms of evaporation under arid conditions using a detailed model of the soil-atmosphere continuum. Application to the EFEDA I experiment, *Journal of Hidrology*, 193, 114-141, 1997.

Bras R. L., *Hydrology an introduction to hydrologic science*, Addison-Wesley, 1990.

Broadbrige P. i I. White, Constant rate infiltration. A versatile nonlinear model, 1. Analytic solution. *Water Resour. Res.*, 4, 543-550, 1988.

Brooks, R. H. i A. T. Corey, Hydraulic properties of porous media, *Hydrol. Pap.* 3, Colorado State University, Ft. Collins, 1964.

Brutsaert W., A theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surfaces at ground level, *Water Resour. Res.*, 4, 543-550, 1975.

Butters G. L. i W. A. Jury, Field scale transport of bromide in unsaturated soil. A. Dispersion modeling, *Water Resour. Res.*, 25(7), 1575-1581, 1989.

Cahill A. T. i M. B. Parlange, On water vapor transport in field soils, *Water Resour. Res.*, 34(4), 731-739, 1998.

Cahill A. T. i M. B. Parlange, Reply, *Water Resour. Res.*, 36(10), 3107-3110, 2000.

Campbell G. S., Soil physics with BASIC-Transport models for soil-plant systems, Develoepment in Soils 14, Elsevier Science B.V., Amsterdam, 1994.

Cary, J. W., Soil moisture transport due to thermal gradients: Practical aspects, *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 30(4), 428-433, 1966.

Cohen Y. i P. A. Ryan, Chemical transport in the top soil zone-The role of moisture and temperature gradients, *Journal of Hazardous Materials*, 22, 283-304, 1989.

Eagleson, P. S., *Dynamic Hydrology*, New York, McGraw-Hill, 1970.

El-Kadi, A. I. i G. Ling, The Courant and Peclet number criteria for the numeric solution of the Richards' equation, *Water Resources Research*, 29, 3485-3494, 1993.

Grant S. A. i A. Salehzadeh, Calculation of temperature effects on wetting coefficients of porous solids and their capillary pressure functions, *Water Resour. Res.*, 32, 261-270, 1996.

Grifoll J. i Y. Cohen, A front-tracking numerical algorithm for liquid infiltration into nearly dry soils, *Water Resour. Res.*, 35, 2579-2585, 1999.

Grifoll J. i Y. Cohen, Chemical volatilization from the soil matrix: Transport through the air and water phases, *J. Hazard. Mater.*, 37, 445-457, 1994.

Grifoll J. i Y. Cohen, Contaminant migration in the unsaturated soil zone: the effect of rainfall and evapotranspiration, *Journal of contaminant hydrology*, 23, 186-211, 1996.

Haga, D., Y. Niibori i T. Chida, Hydrodynamic dispersion and mass transfer in unsaturated flow, *Water Resour. Res.*, 35, 1065-1077, 1999.

Hanks R. J., Gardner H. R. i Fairbourn, M. L., Evaporation of water from soils as influenced by drying with wind or radiation, *Proc. Soil Sci. Soc. Am.*, 31(5),583-593, 1967.

Haridasan, M. i R. D. Jensen, Effect of temperature on pressure head-water content relationship and conductivity of two soils, *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.*, 36,703-708, 1972.

Haverkamp, R., M. Vauclin, J. Touma, P. J. Wierenga i G. Vachaud, A comparison of numerical simulation models for one-dimensional infiltration, *Soil Science Society of America Journal*, 41, 286-294, 1977.

Hopmans, J. W. i J. H. Dane, Temperature dependence of soil hydraulic properties, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 50, 4-9, 1986.

Hopmans, J. W. i J. H. Dane, Temperature dependence of soil water retention curves, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 50, 562-567, 1986.

Idso, S. B. A set of equations for full spectrum and 8 to 14  $\mu\text{m}$  and 10.5 to 12.5  $\mu\text{m}$  thermal radiation from cloudless skies, *Water Resour. Res.*, 17, 295-304, 1981.

Jackson, R. D., Diurnal Changes in soil water content during drying, A R.R. Bruce et al. (Editors) Field soil water regime. Special Pub. 5., *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.*, 37-55, 1973.

Jackson, R. D., R. J. Reginato, B. A. Kimball i F. S. Nakayama, Diurnal soil-water. evaporation: comparison of measured and calculated soil-water fluxes, *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.*, 38, 861-866, 1974.

Jaynes D. B., Field study of bromacil transport under continuous-flood irrigation, *Soil Sc. Soc. Am. J.*, 66, 658-664, 1991.

Jin Y. i A. Jury, Characterizing the dependence of gas diffusion coefficient on soil properties, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 60, 66-71, 1996.

Jury W. A. i J. Letey, Water vapor movement in soil. Reconciliation of theory and experiment, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 43(5),823-827,1979.

Kimball, B. A. i R. D. Jackson, Seasonal effects on soil drying after irrigation. Hydrology and water resources of Arizona and the Southwest. *Proc. of the Ariz. Sect., Amer. Water Res. Ass. and the Hydrology Sect.*, Ariz. Acad. of Sci., 1, 85-98, 1971.

Lahvis M. A., A. L. Baher i R. J. Baker, Quantification of aerobic biodegradation and volatilization rates of gasoline hydrocarbons near the water table under natural attenuation conditions, *Water Resour. Res.*, 35(3), 753-765, 1999.

Liu, H. H. i J. H. Dane, Reconciliation between measured and theoretical temperature effects on soil water retention curves, *Soil Science Society of America Journal*, 57(5), 1202-1207, 1993.

McInnes K. J., Thermal conductivities of soils from dryland wheat regions of Eastern Washington, M.S. Thesis, Washington State University, Pullman, 1981.

Millington R. J. i J. P. Quirk, Transport in porous media, A F.A. van Beren et al. (Editors), *Trans. Int. Congr. Soil Sci. 7<sup>th</sup>*, 1, 97-107, Madison, WI. 14-24, Elsevier, Amsterdam, 1960.

Millington R. J., Gas diffusion in porous media, *Science*, 130, 100-102, 1959.

Milly, P. C. D., Moisture and heat transport in hysteretic, inhomogeneous porous media: A matrix head-based formulation and a numerical model, *Water Resour. Res.*, 18(3), 489-498, 1982.

Milly, P. C. D., A simulation analysis of thermal effects on evaporation from soil, *Water Resour. Res.*, 20(8), 1097-1098, 1984.

Milly, P. C. D., Effects of thermal vapor diffusion on seasonal dynamics of water in the unsaturated zone, *Water Resour. Res.*, 32(3), 509-518, 1996.

Monji N., Hamotami K. i Y. Omoto, Dynamic behavior of the moisture near the soil-atmosphere boundary, *Bull. Univ. Osaka Pref.*, Ser. B, 42, 61-69, 1990.

Or, D. i J. M. Wraith, Comment on "On water vapor transport in field soils" by Anthony T. Cahill and Marc B. Parlange, *Water Resour. Res.*, 36(10), 3103-3105, 2000.

Parlange M. B., A. T. Cahill, D. R. Nielsen, J. W. Hopmans i O. Wendroth, Review of heat and water movement in field soils, *Soil&Tillage Research*, 47, 5-10, 1998.

Patankar S. V., Numerical heat transfer and fluid flow, McGraw-Hill, New York, 1980.

Philip J. R. i D. A. de Vries, Moisture movement in porous media under temperature gradients, *Transactions American Geophysical Union*, 38(2), 222-231, 1957.

Press W. H, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky i W. T. Vetterling, Numerical Recipes, Cambridge University Press, Cambridge.

Reid R. C., J. M. Prausnitz i T. K. Sherwood, The properties of gases and

liquids, 3<sup>th</sup> Editon, McGraw-Hill, 1977.

Rose C. W., Water transport in soil with a daily temperature wave. I Theory and experiment,, *Aust. J. Soil. Res.*, 6, 31-44, 1968 (a).

Rose C. W., Water transport in soil with a daily temperature wave. II Analysis, *Aust. J. Soil. Res.*, 6, 31-44, 1968 (b).

Ryan, P. A. i Y. Cohen, Diffusion of sorbed solutes in gas and liquid phases of low-moisture soil, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 54(2), 341-346, 1990.

Sahimi, M., A. Heiba, H. Davis i L. Scriven, Dispersion in flow through porous media, II. Two phase flow. *Chem. Eng. Sci.* 41, 2123, 1986.

Saravanapavan, T. i G. D. Salvucci, Analysis of rate-limiting processes in soil evaporation with implications for soil resistance models, *Advances in water resources*, 23, 493-502, 2000.

Scanlon B. R. i P. C. D. Milly, Water and heat fluxes in desert soils 2. Numerical simulations, *Water Resour. Res.*, 30(3), 721-733, 1994.

She H. Y. i B. E. Sleep, The effect of temperature on capillary pressure-saturation relationships for air-water and perchloroethylene-water systems, *Water Resour. Res.*, 34(10), 2587-2597, 1998.

Sophocleus M., Analysis of water and heat flow in unsaturated-saturated porous media, *water Resour. Res.*, 15(5), 1195-1206, 1979.

Tyndall J. A. i J. R. Kunkel, Unsaturated zone hydrology for scientists and engineers, Prentice Hall. New Jersey, 1999.

Van Genuchten M. Th. i P. J. Wierenga, Mass transfer studies in sorbing porous media, II. Experimental evaluation with tritium (<sup>3</sup>H<sub>2</sub>O), *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 41, 272-278, 1977.

Van Genuchten M. Th., P. J. Wierenga i G. A. O'Connor, Mass transfer studies in sorbing porous media, III. Experimental evaluation with <sup>2</sup>,<sup>4</sup>,<sup>5</sup>T, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 41, 278-285, 1977.

Welty J. R., C. E. Wicks i R. E. Wilson, Fundamentos de transferencia de momento, calor y masa, 1a edició, Editorial Limusa, México, D.F., 1991.

Wescot D. W. i P. J. Wierenga, Transfer of heat by conduction and vapor movement in a closed soil system. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 38, 9-14, 1974.

Wierenga, P. J. i M. Th. van Genuchten, Solute transport through small and large unsaturated soil columns, *Ground Water*, 27(1), 35-42, 1989.

Yamanaka, T., A. Takeda i J. Shimada, Evaporation beneath the soil surface:



some observational evidence and numerical experiments, *Hydrol. Process.*, 12, 2193-2203, 1998.

TAULES

Paràmetre	Fórmula	Comentari
$\alpha$ altitud solar (°)	$\alpha = \arcsin(\sin \delta \sin \Phi + \cos \delta \cos \Phi \cos \tau)$ <sup>a</sup>	$\Phi$ = latitud local
$\delta$ declinació solar (rad)	$\delta = \frac{23.45\pi}{180} \cos\left[\frac{2\pi}{365}(172 - D)\right]$ <sup>a</sup>	$D$ = dia de l'any ( $1 \leq D \leq 365$ )
$\tau$ angle horari solar (°)	$\tau = (T_s + 12 \cdot i - \Delta T_1 + \Delta T_2) \times 15$ <sup>a</sup>	$i = 1$ o $-1$ depenent de si el Sol es troba a l'Oest o a l'Est de la longitud de l'espectador. $T_s$ = hora estàndard (00.00-23.59) $\Delta T_2$ = hora solar real-hora solar mitjana
$\Delta t$ diferència horària	$\Delta T_1 = \frac{i}{15}(\theta_s - \theta_L)$ <sup>a</sup>	$\theta_s$ = longitud del meridià zona horària $\theta_L$ = longitud del meridià observador
$r$ rel. long. terra-sol	$r = 1 + 0.017 \cos\left[\frac{2\pi}{365}(186 - D)\right]$ <sup>a</sup>	$D$ = dia de l'any ( $1 \leq D \leq 365$ )
$m_o$ massa òptica aire	$m = \frac{1}{\sin \alpha + 0.15 \cdot (\alpha + 3.885)^{-1.253}}$	$\alpha$ = altitud solar
$A_{atm}$ coeficient atmosfèric	$A_{atm} = 0.128 - 0.054 \cdot \log_{10} m$	
$\epsilon_a$ emissivitat atmosfèrica	$\epsilon_a = 0.7 + 5.95 \cdot 10^{-5} \cdot P_{vap} \cdot \exp\left(\frac{1500}{T_{aire}}\right)$ <sup>b</sup>	$P_{vap}$ = pressió de vapor aigua (mBar) $T_{aire}$ = temperatura de l'aire en (K)

Taula 3.1. Paràmetres usats en el càlcul de la radiació solar incident a la superfície del sòl.

<sup>a</sup> Bras [1990]

<sup>b</sup> Idso [1981]

	Sòl franco-arenós <sup>a</sup>	Sòl experiment de Rose	Sòl experiment de Jackson	Sòl tipus franc
$\varepsilon$	0.35	0.4	0.388	0.463
$\theta_r$	0.022	0.015	0.005	0.027
$k_i$ (m/s)	$2.08 \cdot 10^{-6}$	$1.58 \cdot 10^{-5}$	$1.98 \cdot 10^{-6}$	$1.88 \cdot 10^{-6}$

Taula 3.2. Paràmetres per als diferents tipus de sòls.

<sup>a</sup> Grifoll i Cohen [1996]

	Sòl franco-arenós	Sòl experiment de Rose	Sòl experiment de Jackson	Sòl tipus franc
$\psi_b$ (m)	0.233	0.0586		0.401
$\lambda$	0.428	0.3		0.252
$\alpha$			3.953	
$\beta$			0.398	
$A$			$6.664 \cdot 10^{-3}$	
$B$			-2.09	

Taula 3.3. Paràmetres per a les relacions hidràuliques aigua/sòl.

	Rose	Jackson	Sòl tipus franc
<i>Longitud</i>	133°5' E	112°1' W	1°1' E
<i>Latitud</i>	23°45' S	33°8' N	41°1' N
<i>Data (dd/mm)</i>	01/01	01/03	01/06
<i>Hora (hh.mm)</i>	17.00	00.00	00.00
<i>Hr<sub>a</sub> (%)<sup>a</sup></i>	50	70	70
<i>T<sub>a</sub> (°C)<sup>b</sup></i>	13.5	12.5	22
<i>A<sub>Hr</sub>(%)<sup>c</sup>/A<sub>T</sub>(°C)<sup>c</sup></i>	-10/6.5	-10/7.5	-10/5
<i>φ (°)<sup>d</sup></i>	-105	-105	-105
<i>z<sub>0</sub> (m)<sup>e</sup></i>	0.01	0.01	0.01
<i>z<sub>r</sub> (m)<sup>f</sup></i>	2	2	2
<i>u (m/s)<sup>g</sup></i>	5	2.95	2

<sup>a</sup> Humitat relativa ambiental al migdia

<sup>b</sup> Temperatura ambiental al migdia

<sup>c</sup> Amplitud de l'oscil·lació

<sup>d</sup> Desfasament horari

<sup>e</sup> Rugositat del terra

<sup>f</sup> Alçada de referència

<sup>g</sup> Velocitat del vent

Taula 3.4. Paràmetres utilitzats en les simulacions.

FIGURES

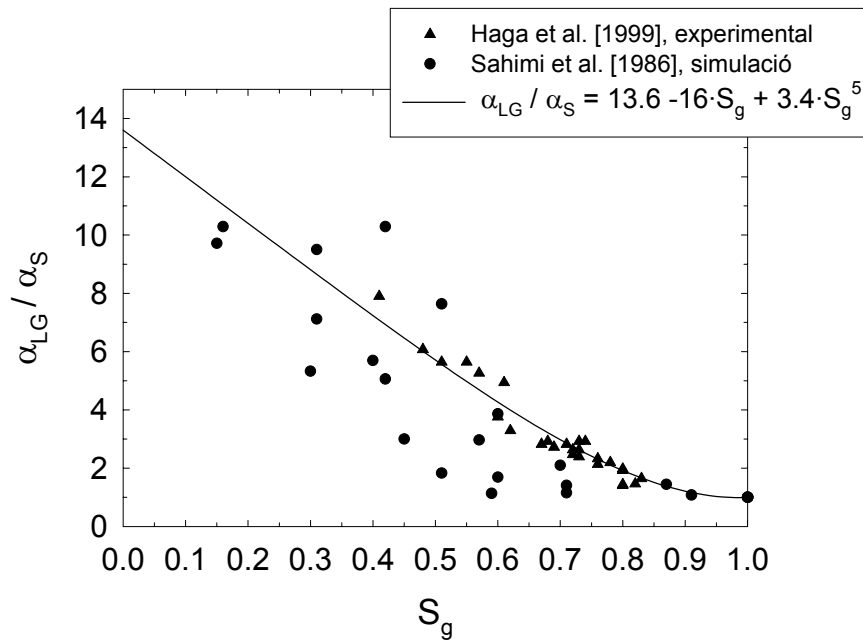


Fig. 3.1. Variació de la dispersivitat longitudinal fase gas,  $\alpha_{LG}$ , amb la saturació.

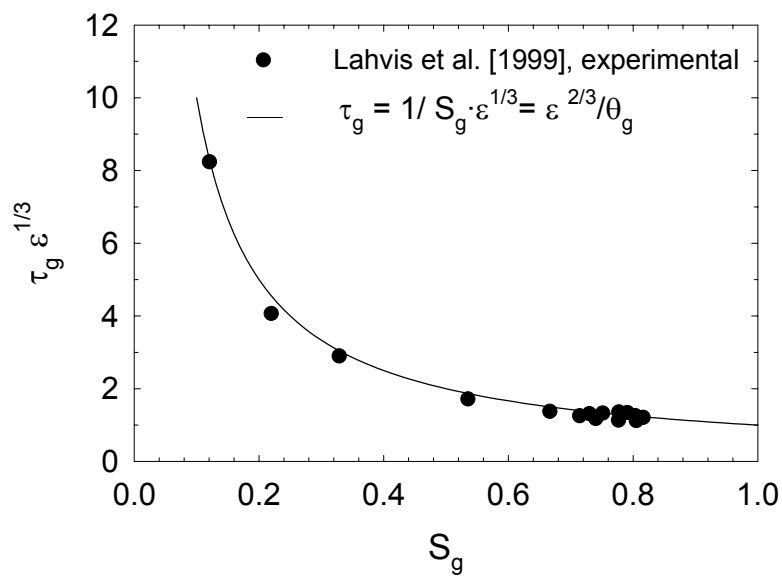


Fig. 3.2. Variació de la tortuositat en fase gas  $\tau_G$  amb la saturació. Comparació del segon model de Millington i Quirk [1960] amb dades experimentals de camp.

Fig. 3.3. Diagrama de flux per a l'algorisme per al transport en aigua en condicions no isotèrmiques des de  $t_j$  a  $t_{j+1}$ .

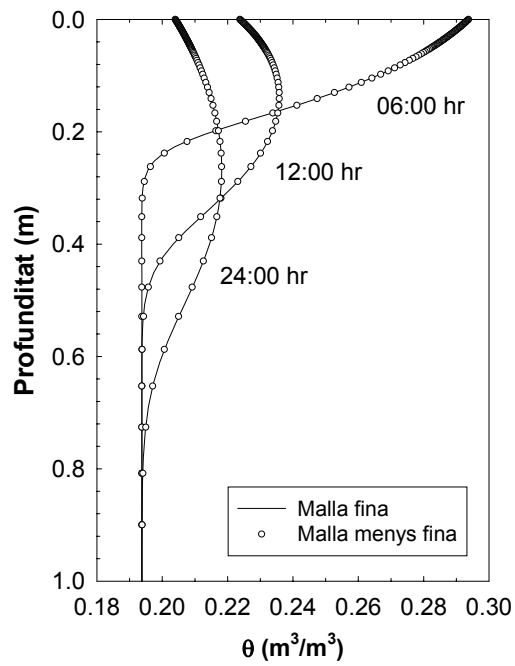


Fig. 3.4. Sensibilitat respecte a la malla. Perfils de CVA per diferents tipus de malla.

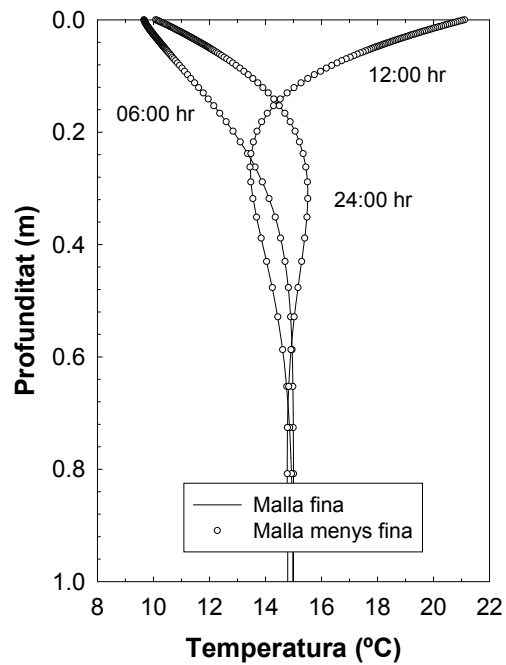


Fig. 3.5. Sensibilitat respecte a la malla. Perfils de T<sup>a</sup> per diferents tipus de malla.

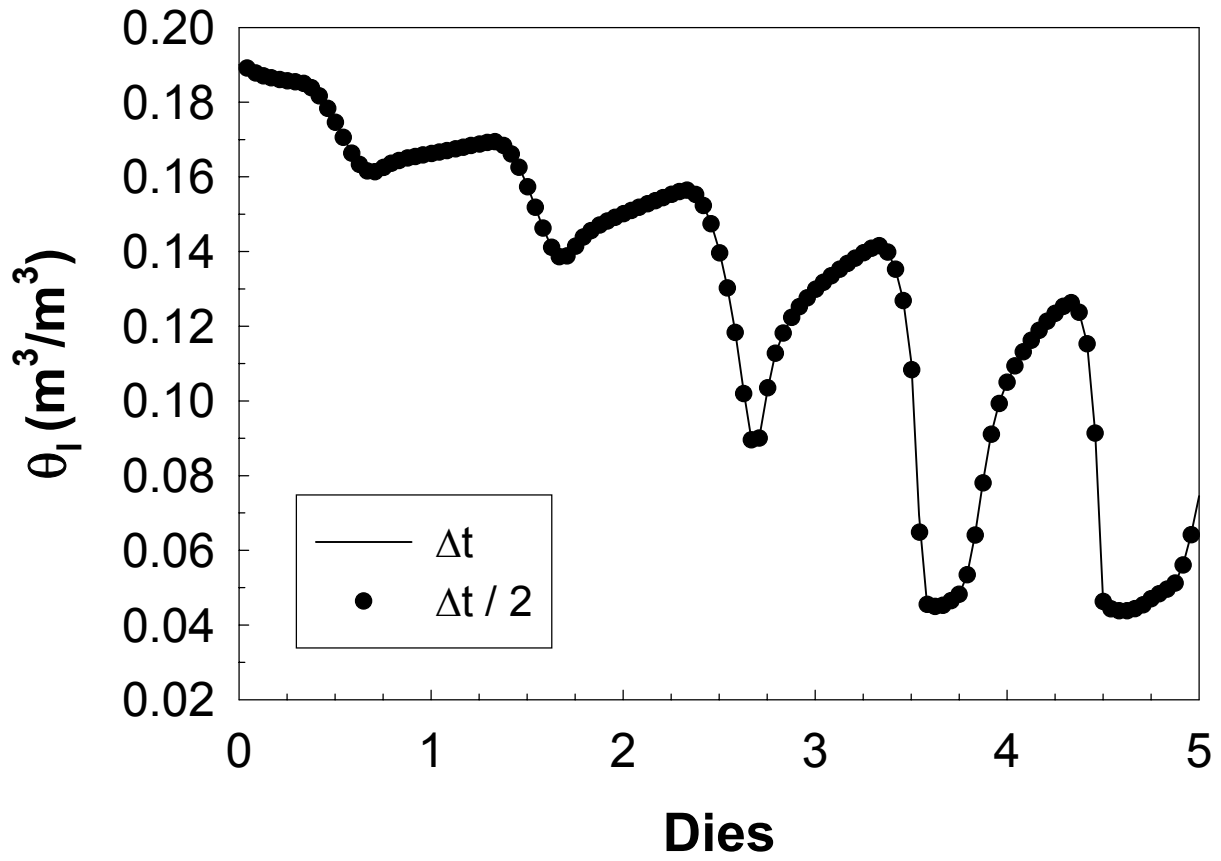


Fig. 3.6. Sensibilitat respecte  $\Delta t$ . Evolució temporal del CVA a la superfície.



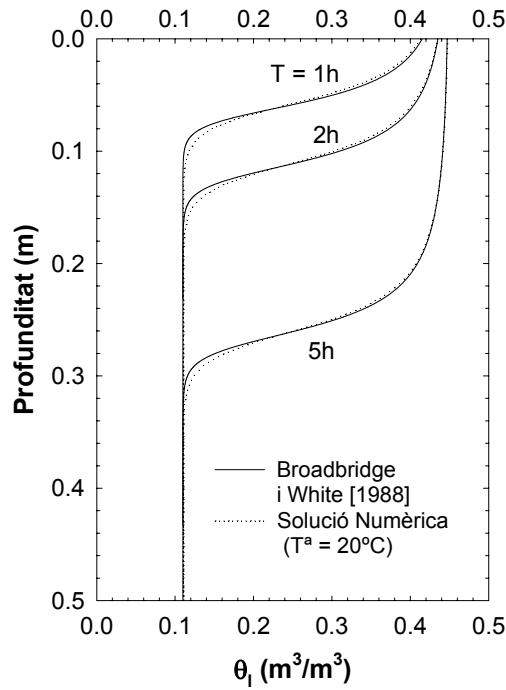


Fig. 3.7. Comparació de la solució numèrica per l'equació 3.2 i la solució analítica de *Broadbridge i White* [1988].

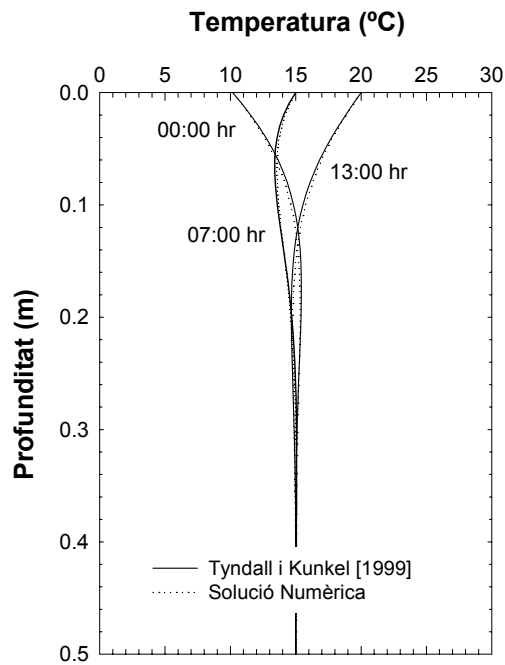


Fig. 3.8. Comparació de la solució numèrica considerant únicament conducció i solució analítica per l'equació del transport de calor considerant variació de la T a la superfície segons equació 3.57 [*Tyndall i Kunkel*, 1999].

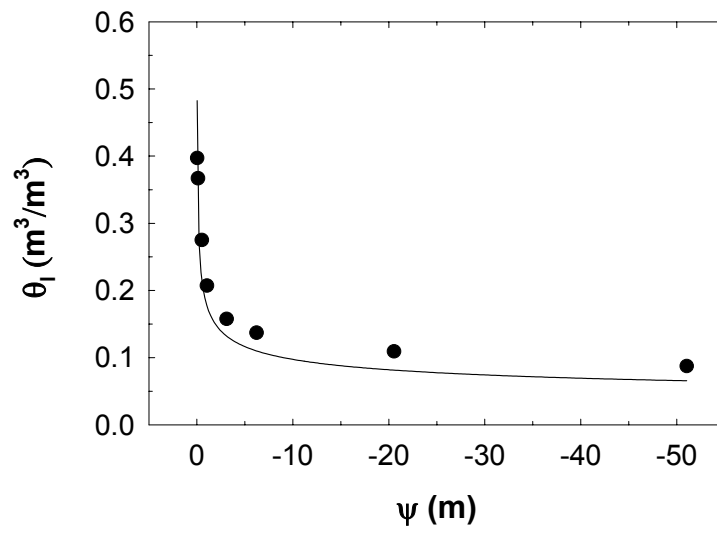


Fig. 3.9. Mesures experimentals de la relació  $\theta_l(\psi)$  segons Rose [1968 a, b] i ajust segons l'equació de Brooks i Corey.

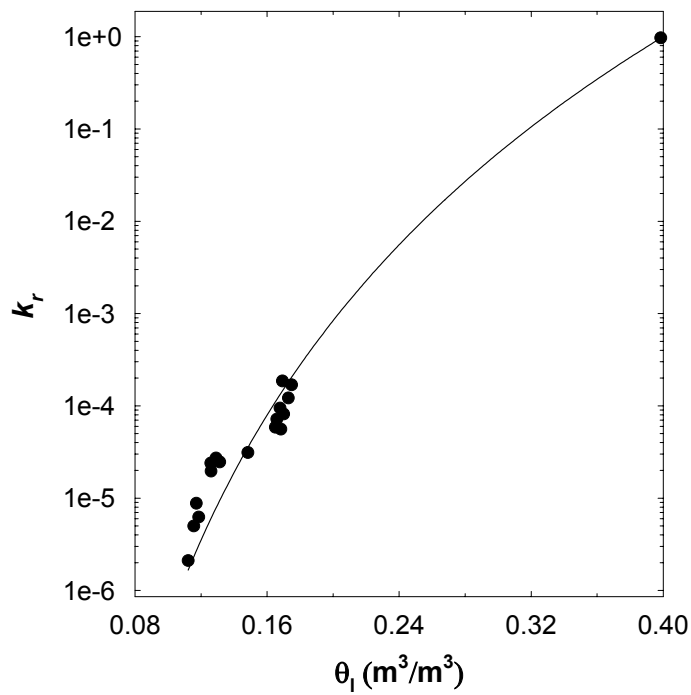


Fig. 3.10. Mesures experimentals de la relació  $k_r(\theta_l)$  segons Rose [1968 a, b] i ajust segons l'equació de Brooks i Corey.

Fig. 3.11. Evolució temporal del CVA a tres profunditats diferents. Resultats de la simulació i dades experimentals [Rose, 1968 a,b].

Fig. 3.12. Evolució temporal de la temperatura (°C) a dos profunditats diferents.  
Resultats de la simulació i dades experimentals [Rose, 1968 a,b].

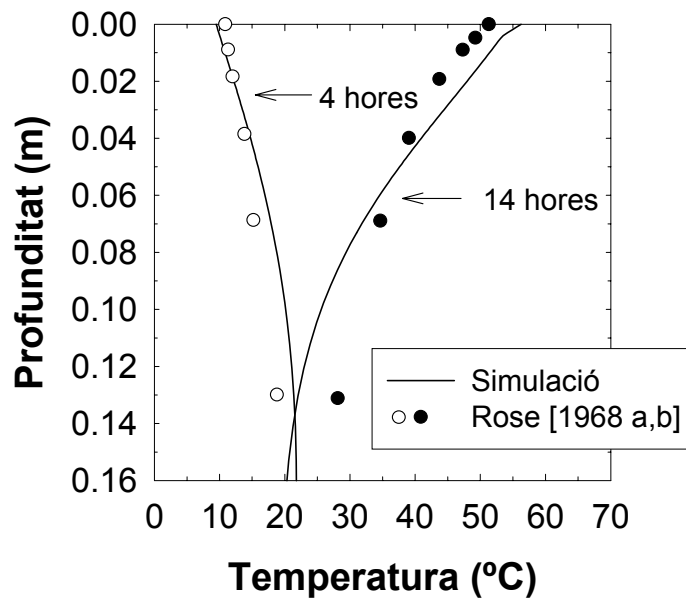


Fig. 3.13. Perfil de temperatura (°C) durant el dia 4. Resultats del model i dades experimentals [Rose, 1968 a, b].

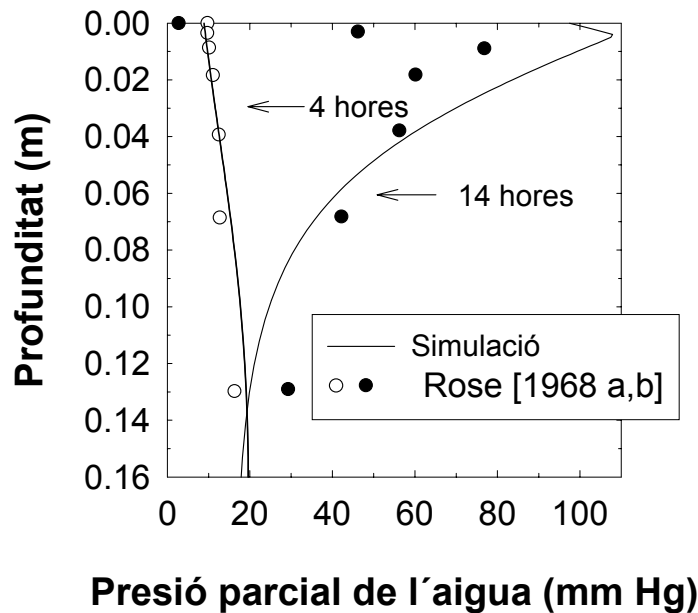


Fig. 3.14. Perfil de la pressió parcial de l'aigua (mm Hg) durant el dia 4. Resultats del model i dades experimentals [Rose, 1968 a, b].

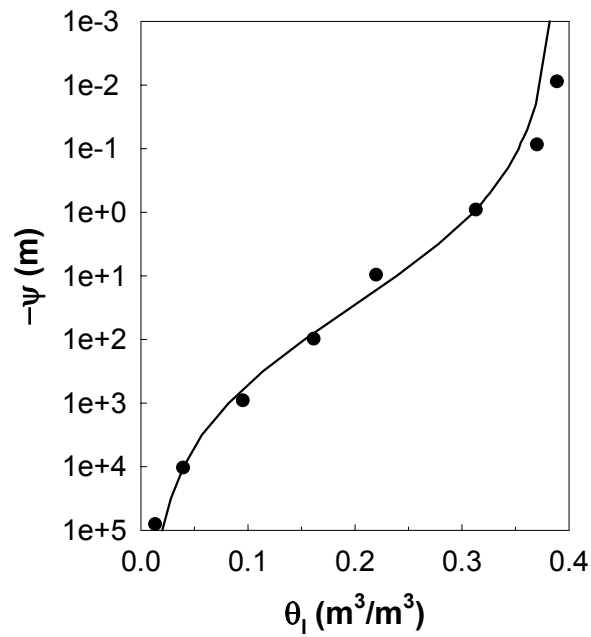


Fig. 3.15. Mesures experimentals de la relació  $\theta_l(\psi)$  segons *Jackson* [1973] i ajust segons l'equació 3.19.

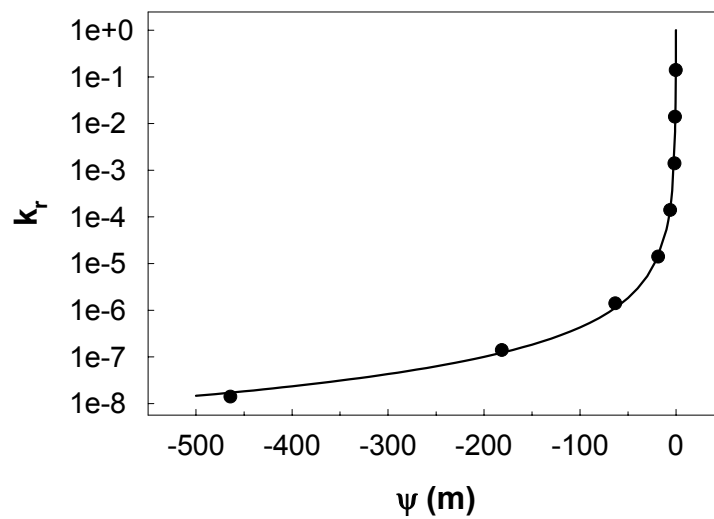


Fig. 3.16. Mesures experimentals de la relació  $k_r(\theta)$  segons *Jackson* [1973] i ajust segons l'equació 3.20.

Fig. 3.17. Evolució del CVA. Resultats de la simulació i dades experimentals de *Jackson* [1973].

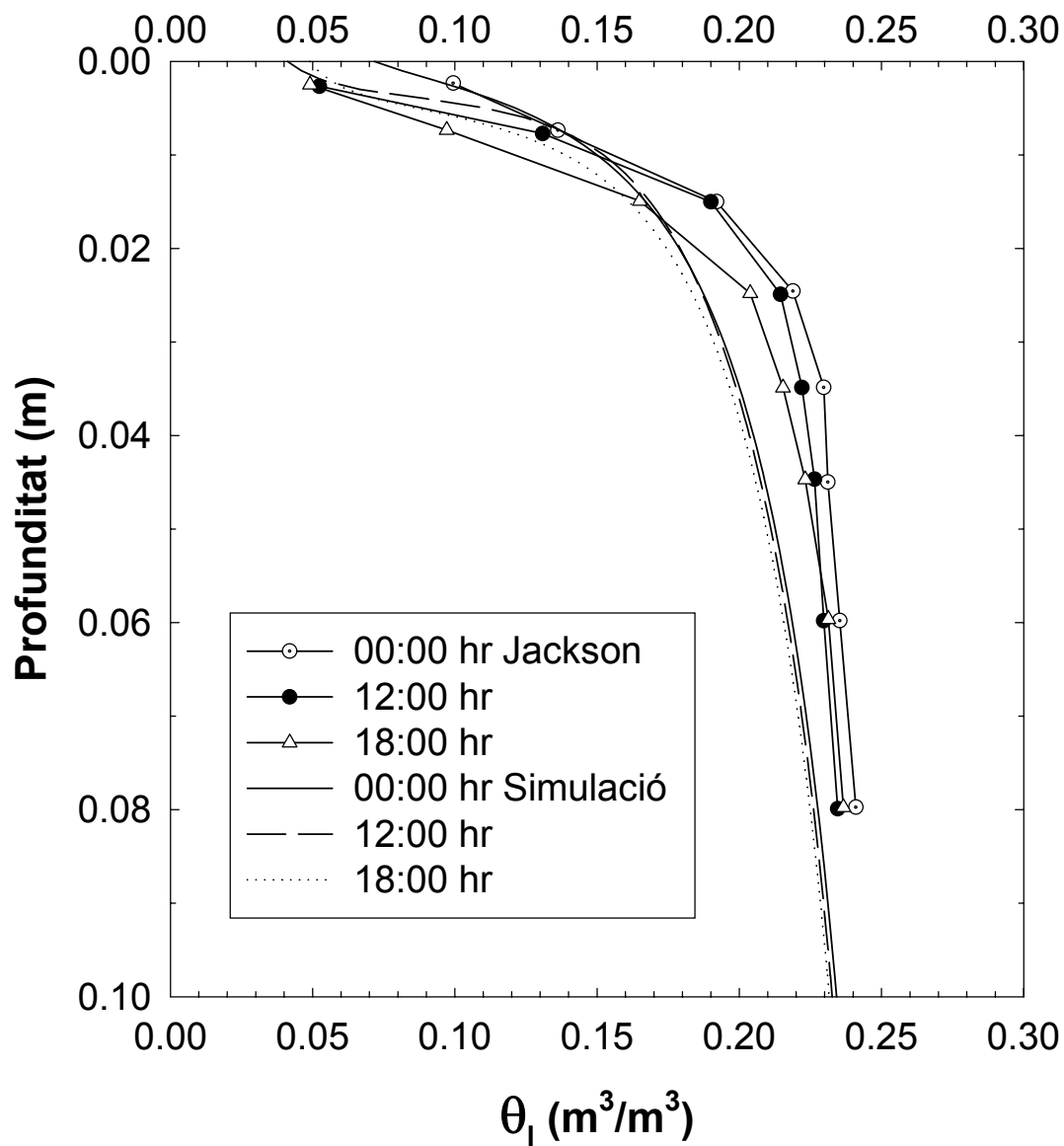


Fig. 3.18. Perfil de CVA. Dades procedents de la simulació i valors mesurats [Jackson, 1973].



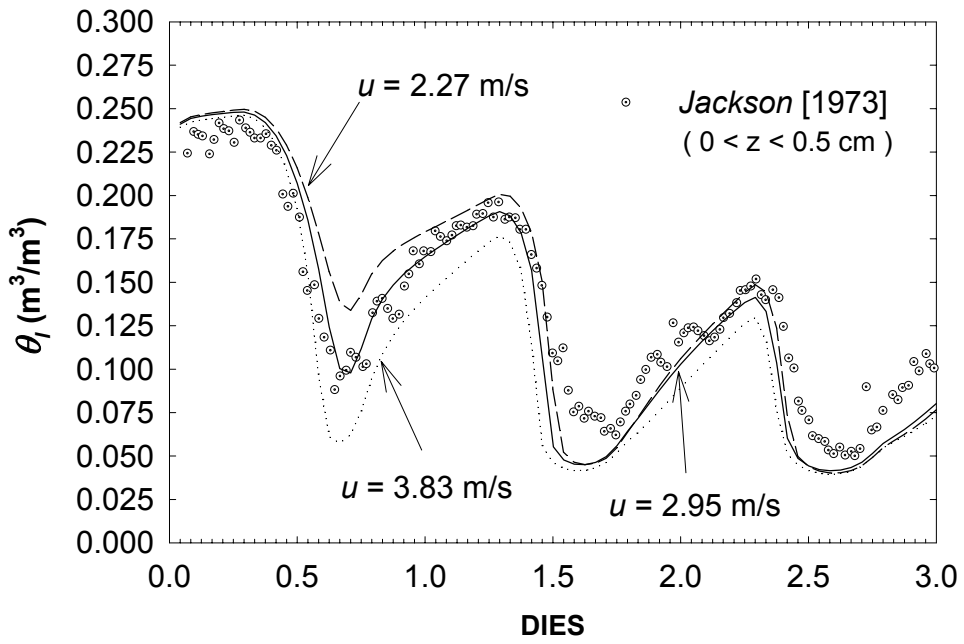


Fig. 3.19. Sensibilitat del model respecte a la velocitat del vent  $u$  (m/s). Comparació amb dades experimentals de *Jackson* [1973].

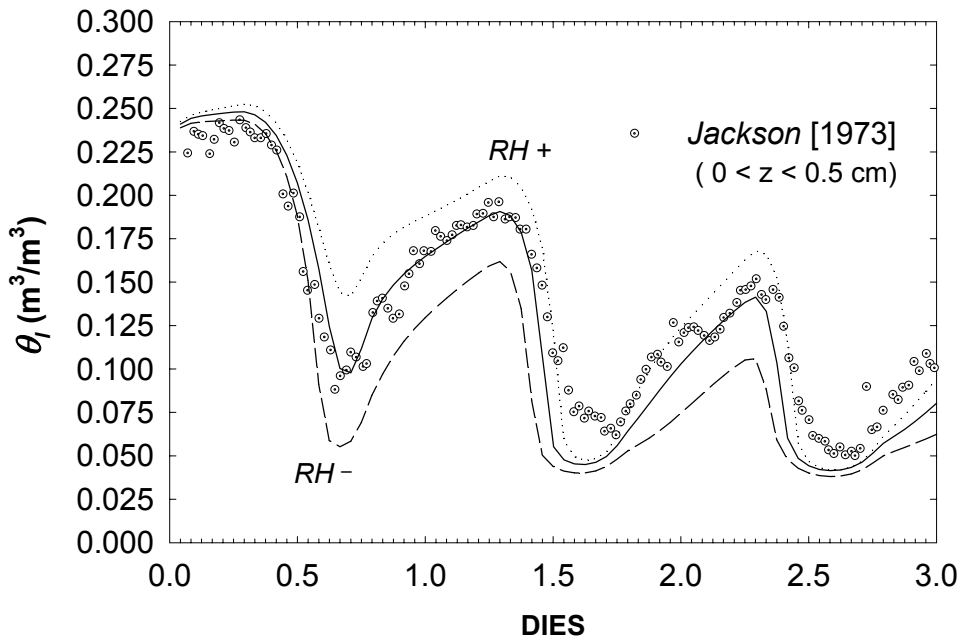


Fig. 3.20. Sensibilitat del model respecte a la humitat relativa  $RH$  (%). Comparació amb dades experimentals de *Jackson* [1973]

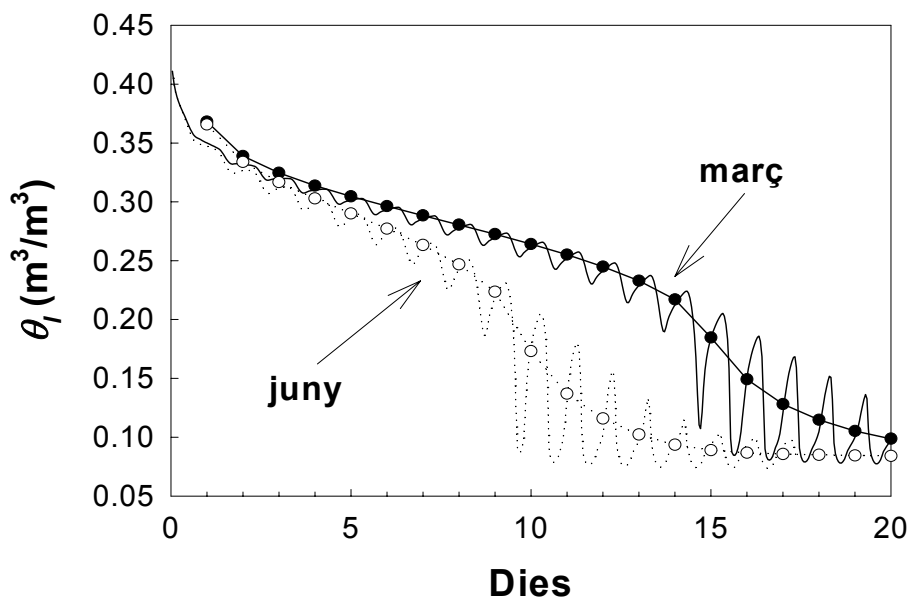


Fig. 3.21. Evolució del CVA a la superfície del sòl els mesos de març i juny.

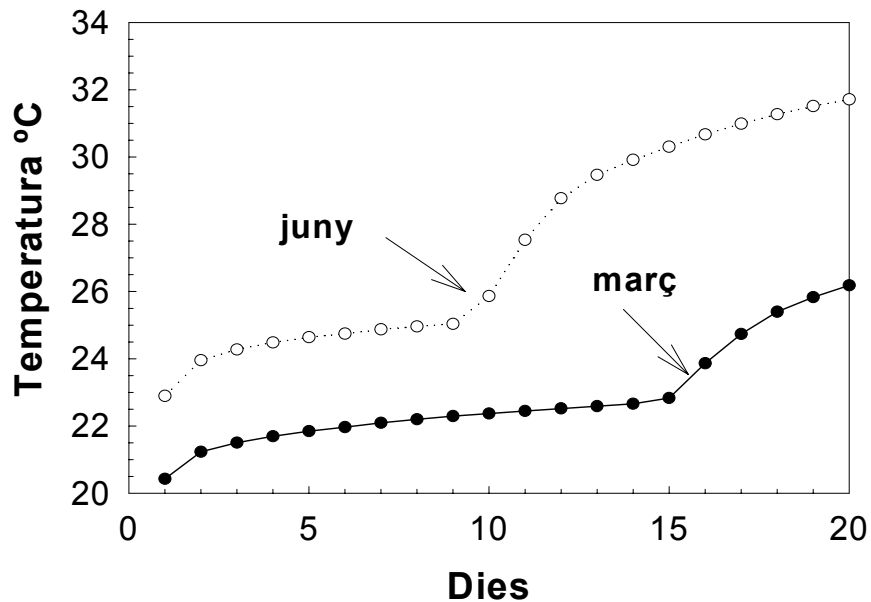


Fig. 3.22. Evolució de la temperatura a la superfície del sòl els mesos de març i juny.

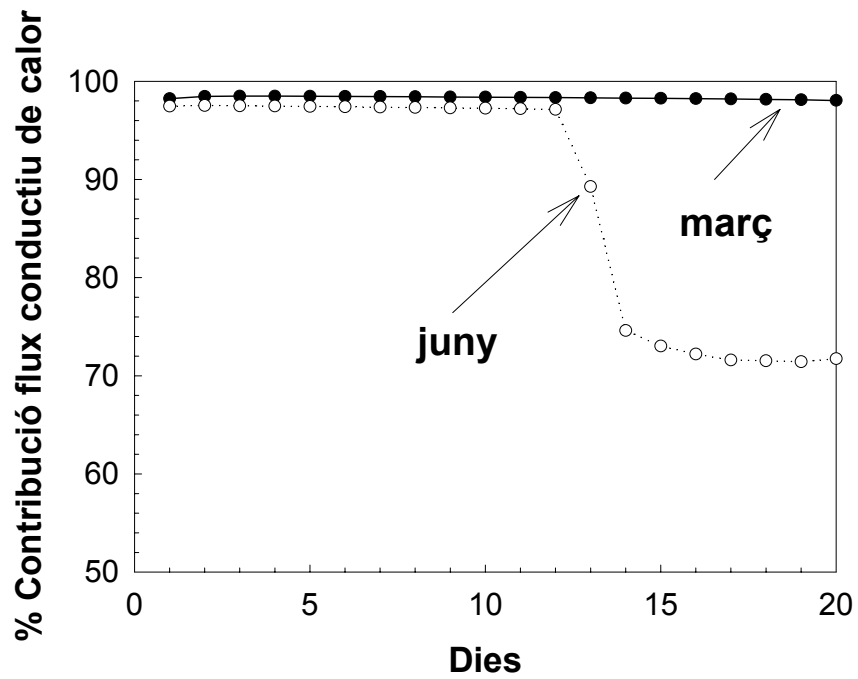


Fig. 3.23. Evolució de la contribució del flux conductiu al transport global de calor durant els mesos de març i juny.

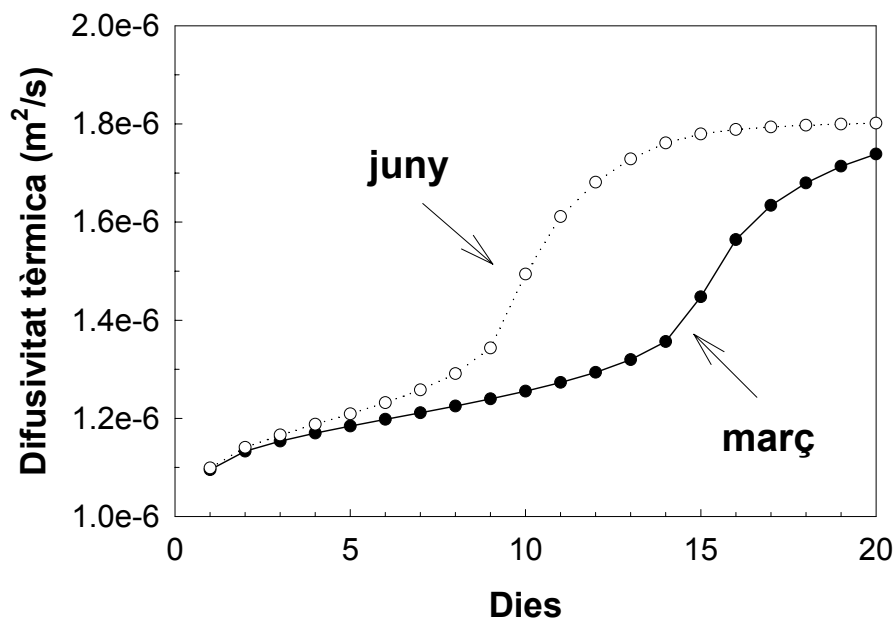


Fig. 3.24. Evolució de la difusivitat tèrmica a la superfície durant els mesos de març i juny.

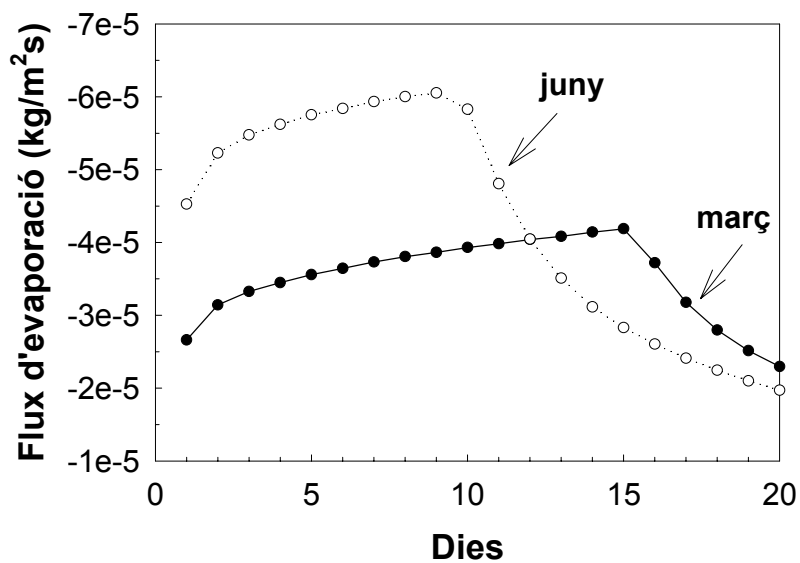


Fig. 3.25. Evolució del flux evaporatiu a la superfície durant els mesos de març i juny

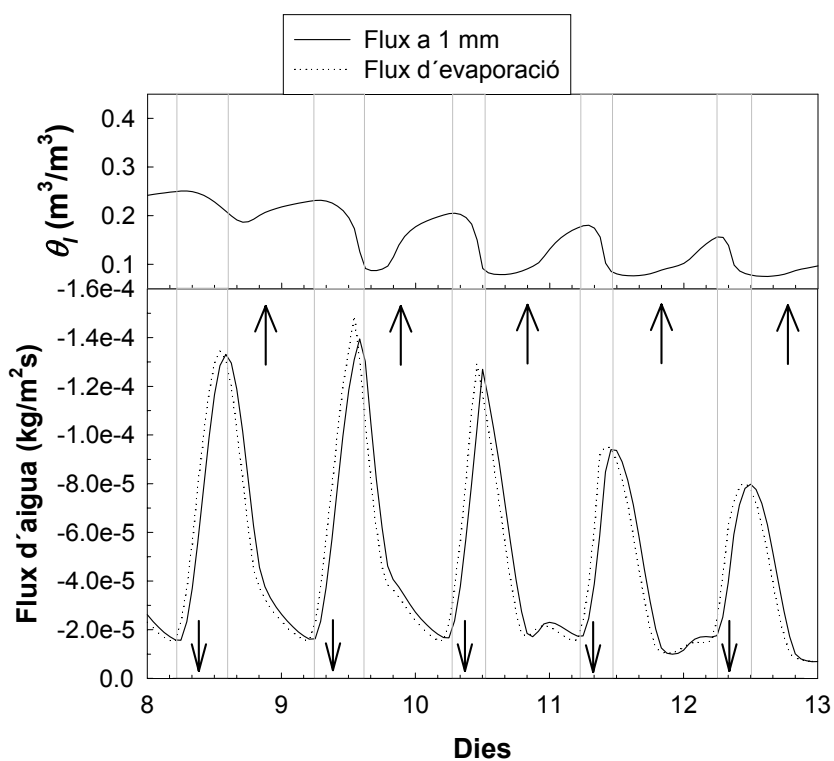


Fig. 3.26. Evolució del flux evaporatiu i el flux d'aigua a  $z = 1$  mm, mes de juny.

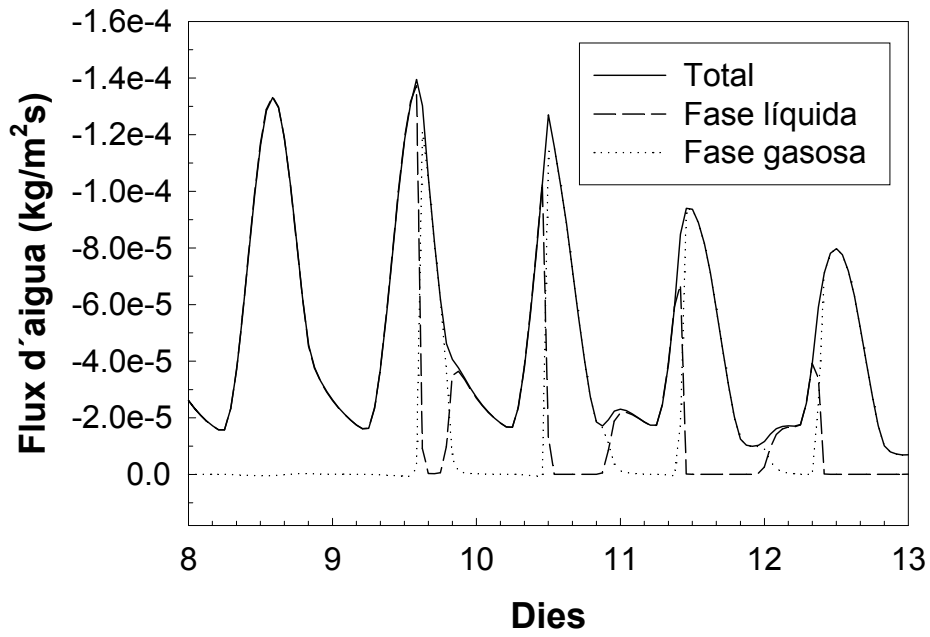


Fig. 3.27. Evolució dels fluxos d'aigua en fase líquida i en fas gas a  $z= 1$  mm, mes de juny.

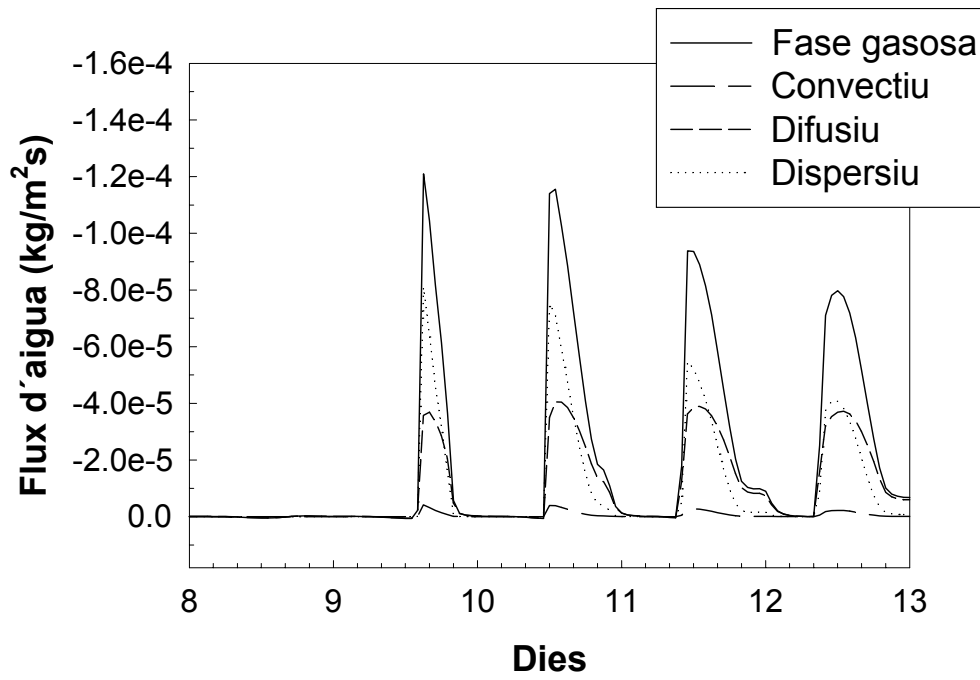


Fig. 3.28. Evolució temporal dels diferents fluxos en fase gas a  $z= 1$  mm, mes de juny.

Fig. 3.29. Perfils de (a) CVA, (b) humitat relativa, (c) temperatura i (d) concentració del vapor d'aigua corresponent a les 14 h del 17 de juny.

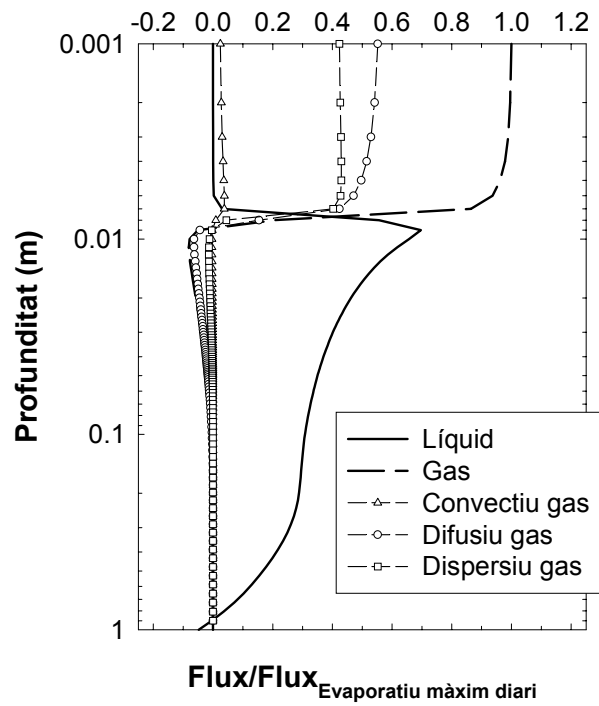


Fig. 3.30. Perfil del flux d'aigua en fase líquida i en fase gas, 14 h del dia 17 de juny.

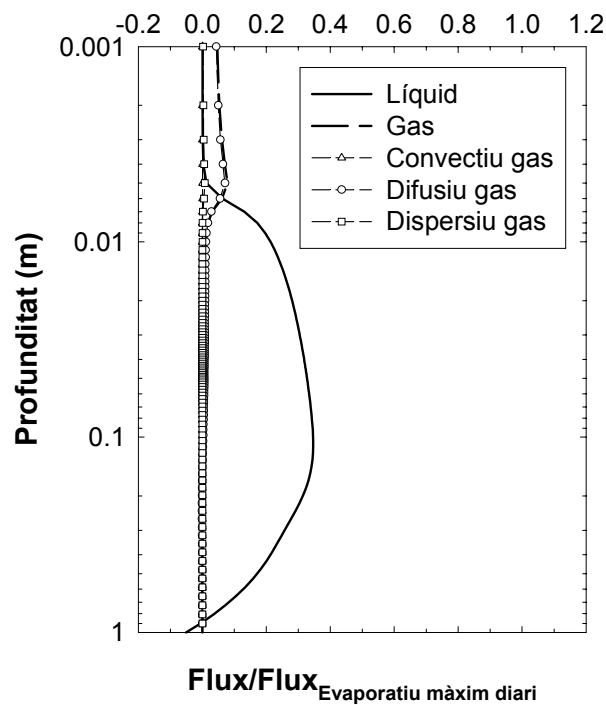


Fig. 3.31. Perfil del flux d'aigua en fase líquida i en fase gas, 2 h del dia 17 de juny.

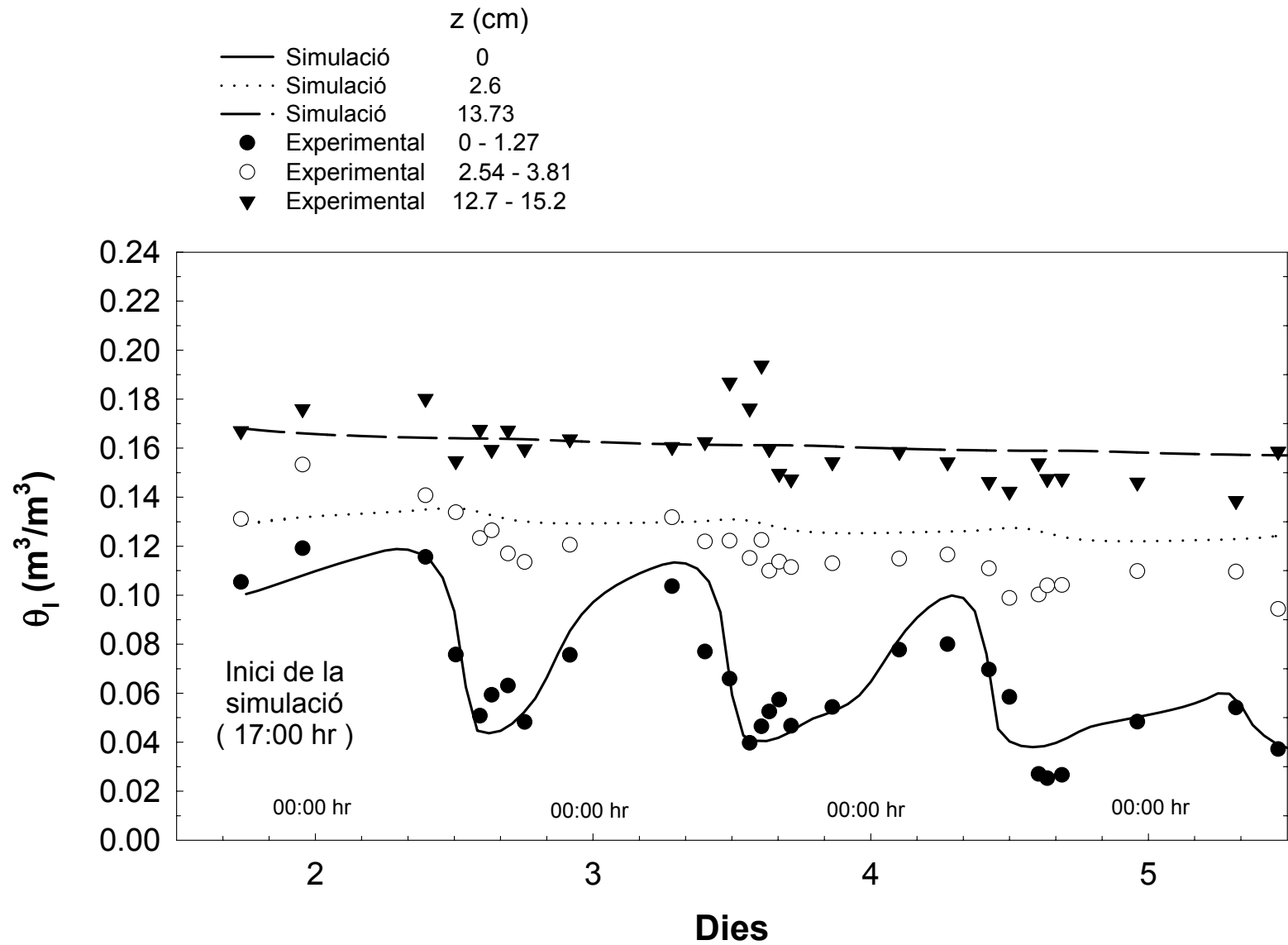


Fig. 3.11. Evolució del CVA en tres profunditats diferents. Resultats de la simulació i dades experimentals [Rose, 1968 a, b].



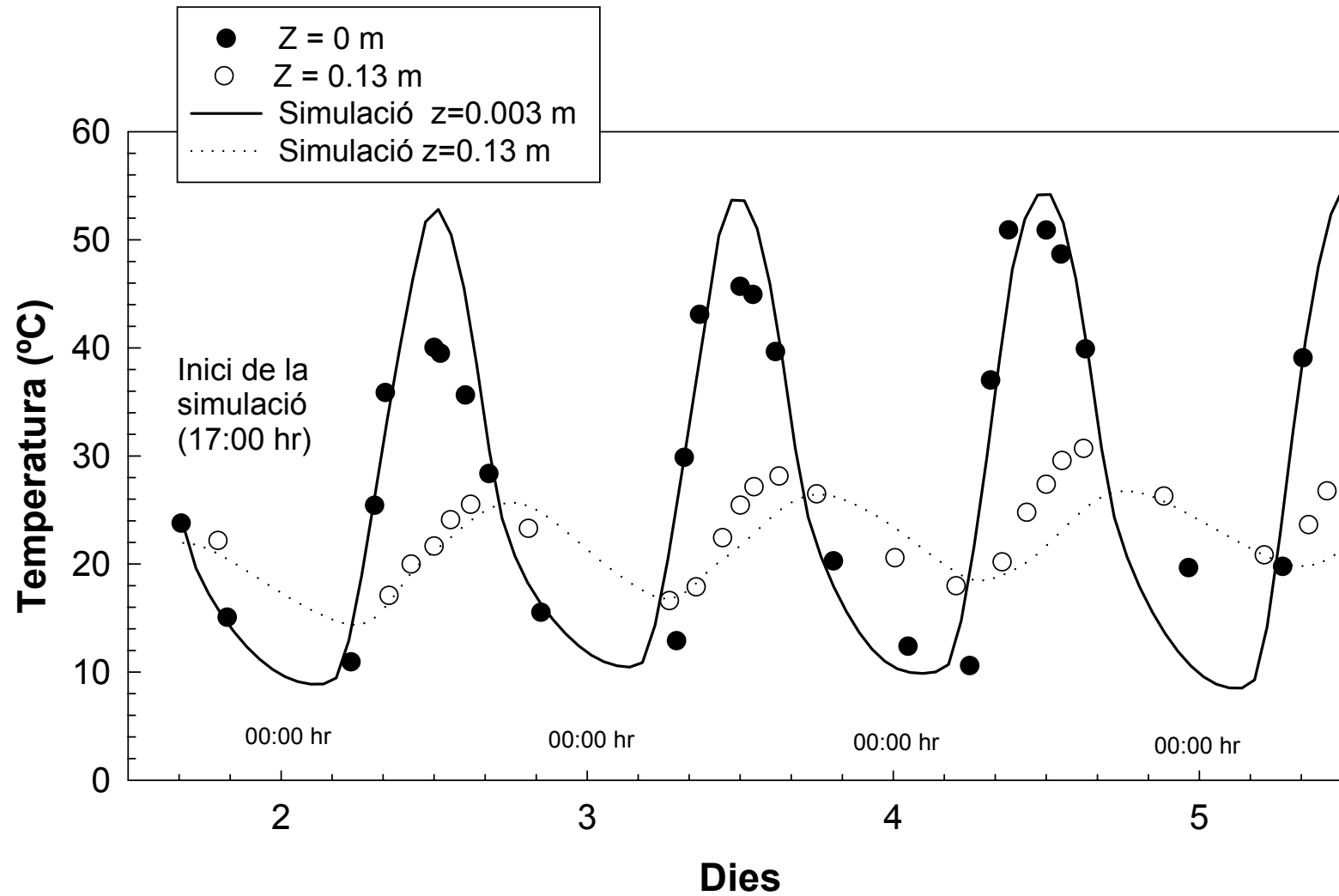


Fig. 3.12. Evolució de la temperatura (°C) en dues profunditats diferents. Resultats de la simulació i dades experimentals [Rose, 1968 a, b].

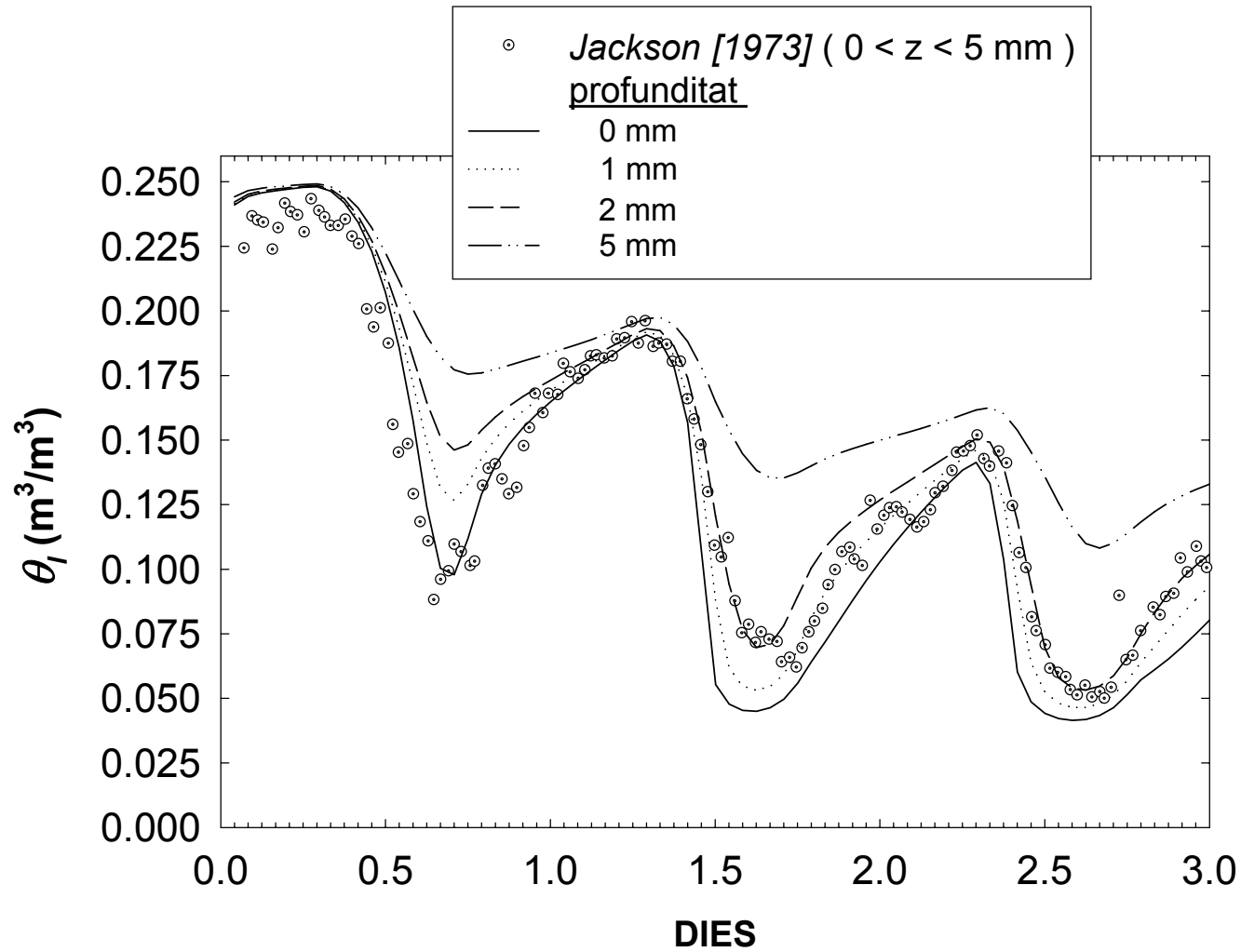


Fig. 3.17. Evolució temporal del CVA. Resultats de la simulació i dades experimentals de *Jackson* [1973].

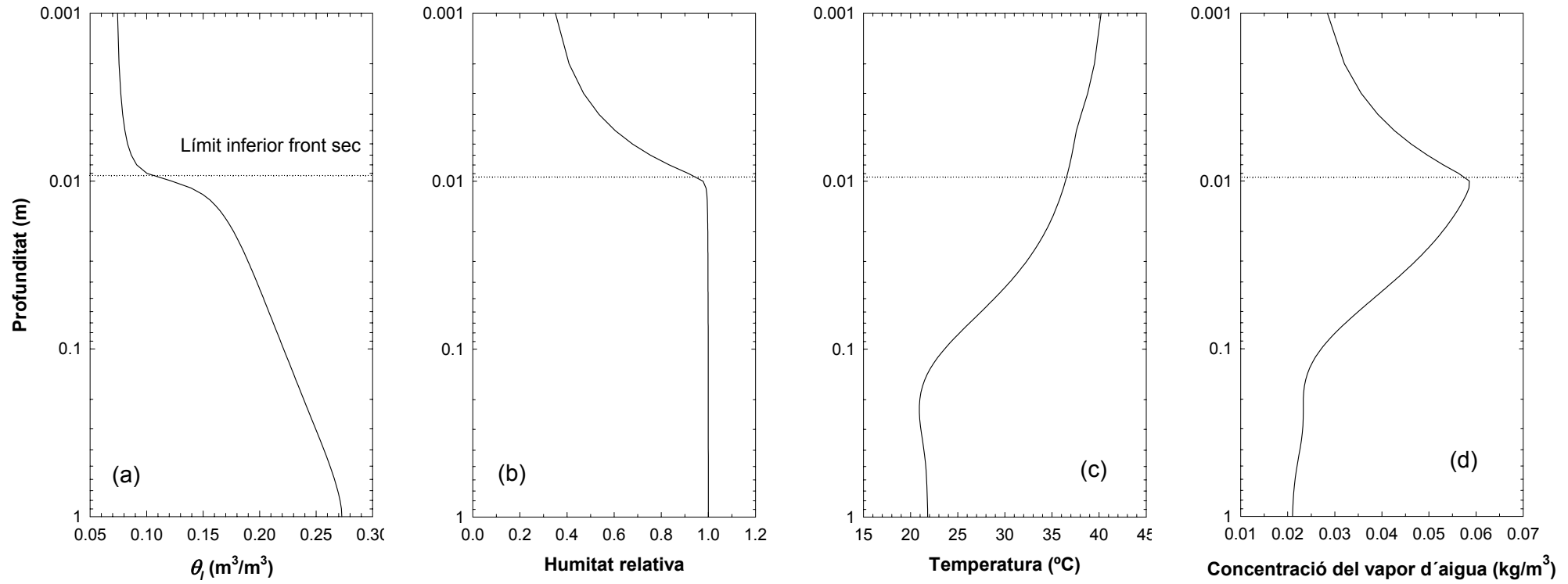


Fig. 3.29. Perfil de (a) CVA, (b) humitat relativa, (c) temperatura i (d) concentració del vapor d'aigua corresponent a les 14 h del 17 de juny.