

7

7. Estudi numèric de la influència de la transició geomètrica entre capes homogènies i partícules aïllades: sistemes *single-layer* amb múltiples pertorbacions.

*“If you do not know what you are looking for,
you are not likely to find much of value”*

R. Glossop, 8th Rankine Lecture, 1968

Capítol 7

7.1 Introducció.

Aquest capítol és una continuació del l'anterior amb una extensió de l'anàlisi mitjançant la modelització numèrica. Els conceptes introduïts i discutits al llarg del capítol precedent relatius a la modelització experimental, continuen essent vàlids i representen el marc de referència del present estudi. Durant aquesta part s'exposarà l'anàlisi i resultats de la modelització numèrica del plegament de capes competents (*single-layer*) amb geometries d'espessor no homogeni, immerses en una matriu viscosa dúctil. La configuració bàsica dels models serà a partir de geometries *pinch-and-swell*, equivalents a les utilitzades durant el treball experimental, a les quals se'ls ha afegit una sèrie de petites pertorbacions al llarg dels límits de la capa. Durant aquest capítol es generalitzarà i sistematitzarà la solució del problema plantejat, tant a nivell d'influència dels diferents paràmetres geomètrics (com la distància i espessor entre boudins, o la relació axial de boudins) com de les condicions de vorticitat del flux i l'orientació de l'envolvent de la capa respecte als eixos cinemàtics del flux. Això, ens permetrà caracteritzar i dividir l'espectre geomètric entre partícules aïllades i capes d'espessor homogeni, en una sèrie de camps o modes de localització d'inestabilitats preferents. També ens permetrà posar de manifest les dificultats de generació consistent de geometries asimètriques i la presència d'equivalències geomètriques per a condicions d'orientació i número de vorticitat diferents. Seguidament, s'estudiarà la influència d'altres factors com el contrast de viscositat, el grau de no linealitat dels materials o la presència de lliscament entre la matriu i la capa. Per finalitzar, una discussió global dels resultats ens permetran definir els conceptes bàsics per a una correcta interpretació de les estructures que observem al camp.

7.2 Descripció dels models numèrics.

7.2.1 Mètode i propietats dels materials

De forma semblant als altres capítols on s'han realitzat models numèrics (veure capítols 4 i 5), aquests s'han portat a terme a partir del programa de diferències finites FLAC^{2D} (Itasca Consulting Group, 1998). La carència d'un mòdul òptim de preprocessament gràfic i l'ús de malles estructurades definides a partir d'elements quadrangulars (ordenades en files i columnes), fa que la generació de la malla inicial del model sigui molts cops no trivial. De la mateixa forma que pels altres models, s'ha adoptat una reologia elastoviscosa per simular les propietats mecàniques de les roques naturals. Els

valors de les diferents components constitutives són dins el rang de les propietats inferides a partir de dades experimentals de roques naturals. Les taules 1 i 2 mostren un resum dels diferents valors de les propietats dels materials lineals i no lineals dels models. Per a totes les simulacions numèriques, les propietats de la matriu s'han mantingut constants. Per simplificació, s'ha optat per una reologia lineal, doncs la influència del grau de no linealitat de la matriu per a inestabilitats de plegament és a priori molt petita (Fletcher, 1974; Hudleston and Lan, 1994). Donat l'interès d'explorar la solució per una distribució d'orientació i vorticitat de fluxos, s'ha optat com a valor de referència del contrast de viscositat entre la capa i la matriu de $m=100$. No obstant representar un valor elevat, és compatible amb la baixa deformació interna observada en les estructures de camp (veure capítol 3) i versemblant als inferits en medis naturals per altres autors (valors de contrastos de fins 10^4 ; Schmid, 2003). Addicionalment, s'han realitzat models amb contrast de viscositat diferent ($m=10, 20, i 50$) per estudiar la seva influència. La raó del contrast elàstic és per a tots els materials de $E=2$, amb un coeficient de Poisson de 0.30 (per tant medi lleugerament compressible). Tots aquests valors són dins el rang dels utilitzats per altres treballs de simulació numèrica d'estructures de plegament (Zhang et al., 1996; Mancktelow, 1999; Zhang, et al., 2000).

m	G_l [Pa]	G_m [Pa]	η_l [Pa·s]	η_m [Pa·s]	$\dot{\epsilon}$ [s^{-1}]	De_l	De_m
10	2e10	1e10	1e20	1e19	5e-14	1.25e-04	2.50e-05
20	2e10	1e10	2e20	1e19	5e-14	2.50e-04	2.50e-05
50	2e10	1e10	5e20	1e19	5e-14	6.25e-04	2.50e-05
100	2e10	1e10	1e21	1e19	5e-14	1.25e-03	2.50e-05

Taula 7.1. Sumari de les propietats materials dels models lineals. G és el mòdul de cisalla i η és la viscositat (Pa·s). Tots els model el coeficient de Poisson ν és 0.3. $\dot{\epsilon}$ representa la velocitat de deformació volumètrica mentre De és el numero de Deborah. Els subíndex l i m indiquen respectivament capa i matriu.

n	G_l [Pa]	G_m [Pa]	A_l [Pa $^{-n}$ ·s $^{-1}$]	m^* [Pa·s]	η_m [Pa·s]	$\dot{\epsilon}$ [s^{-1}]	De_l	De_m
3	2e10	1e10	3.6e-36	20	1e19	5e-14	2.50e-04	2.50e-05
10	2e10	1e10	1.6e-86	20	1e19	5e-14	2.50e-04	2.50e-05
10	2e10	1e10	9.5e-95	100	1e19	5e-14	1.25e-03	2.50e-05

Taula 7.2. Sumari de les propietats materials dels models no lineals. G és el mòdul de cisalla i A és la constant preexponencial (Pa $^{-n}$ ·s $^{-1}$). El número de Deborah s'ha estimat a partir de la viscositat efectiva. Els subíndex l i m indiquen respectivament capa i matriu.

Per a un correcte funcionament de l'algoritme de solució numèrica, i per tal d'inhibir els errors associats al treballar amb ordres numèrics extrems (com per exemple la constant preexponencial per a materials altament no lineal), s'ha optat per reescalar les unitats d'esforç en MPa i les de temps en anys. Això facilita una gran estabilitat numèrica dels models que únicament és truncada quan la distorsió dels elements de la malla és molt elevada (típicament per l'alineació de tres nodes de l'element de malla).

7.2.2 Configuració geomètrica del model

La geometria bàsica de tots els models consisteix en una capa competent immersa en una matriu més dúctil al llarg de la qual s'ha inscrit una geometria inicial del tipus *pinch-and-swell*. Anàlogament als capítols anteriors d'aquesta memòria, a la part del *swell* (o massissa) se l'anomenarà boudin o partícula, mentre a la regió de *pinch* se la denominarà interboudin, sense implicar en cap cas una associació genètica de l'estructura sinó per afinitat de la geometria. De forma semblant a la modelització analògica, les diferents configuracions poden ser expressades a partir dels següents paràmetres:

- Relació axial dels boudins (R_i): definida a partir de la relació entre els semieixos dels boudins.
- Espessor normalitzat de l'interboudin (T_i): definit a partir de la relació d'espessor entre l'interboudin i el boudin.
- Longitud normalitzada de l'interboudin (D_i): definida a partir de la relació de longituds de l'interboudin i el boudin.
- Angle d'asimetria longitudinal (ϕ): definit a partir del desfàs entre les geometries al llarg de les dues interfases de la capa. Per a més detalls de la seva definició veure el capítol 4.
- Angle d'obliquïtat de la capa (α): definit com l'angle entre l'envolent de la capa i el pla de cisalla. Aquest paràmetre pren valors positius per a orientacions situades en sentit dextral al pla de cisalla o al pla major dels principals de deformació per a condicions de flux coaxial.

Els quatre primer termes representen els paràmetres geomètrics essencials o interns, doncs a partir d'ells són suficients per a poder expressar la transició geomètrica entre un conjunt de partícules aïllades fins a una capa d'espessor uniforme, passant per totes les

combinacions intermitges tant d'espessor com de relacions axials o distàncies de separació entre els boudins. Mentre, l'angle d'orientació juntament amb la raó de vorticitat del flux o el caràcter d'estacionaritat del flux representen un segon grup de paràmetres anomenats externs, doncs ens determinen la cinemàtica que serà sotmesa la capa.

Inicialment l'espessor de la capa és de $H=2$ unitats, amb l'eix de coordenades de referències (x, y) fixat en el centre del model. A partir dels paràmetres essencials, la unitat de repetició geomètrica dels models pot ser expressada a partir del següent conjunt d'equacions,

$$\begin{cases} \zeta = \pm \frac{H}{2} \pm \left(\frac{H(1-2T_i)}{2} \right) \cos\left(\frac{2\pi}{R_i H} x\right) & 0 \leq |x| \leq l_1 \\ \zeta = \pm T_i H & l_1 \leq |x| \leq l_2 \\ \zeta = \pm \frac{H}{2} \pm \left(\frac{H(1-2T_i)}{2} \right) \cos\left(\frac{2\pi}{R_i H} (x-l_3)\right) & l_2 \leq |x| \leq l_3 \end{cases} \quad (7.1)$$

on l_i són els termes per a l'acotació dels intervals de les diferents funcions. El seus valors són funció dels paràmetres geomètrics i es poden expressar com $l_1=R_i H/2$, $l_2=R_i H/2+D_i R_i H$ i $l_3= R_i H+D_i R_i H$. El signe dels diferents sumands depèn de la interfase, amb signe positiu per a la superior mentre negatiu per a la inferior. Per a condicions de capa amb asimetria longitudinal (ϕ), s'ha d'afegir a la interfase inferior un paràmetre addicional de translació (per més detalls veure l'equació 4.3 del capítol 4). Mitjançant l'equació (7.1) podem representar una unitat de longitud d'ona de la geometria boudin-interboudin (definida a partir de la descripció entre màxims de boudin amb una part d'interboudin a la part central). En tots els models s'ha representat la capa a partir d'un conjunt de 5 boudins separats per un total de 4 interboudins. Per a minimitzar els efectes de vora, s'ha afegit un segment de capa planar d'espessor similar a l'interboudin a continuació dels boudins situats als extrems. La longitud mínima d'aquests segments és de 20 unitats. Per tant, la geometria inicial pot ser descrita com una capa amb un conjunt central de 5 boudins amb relacions geomètriques definides a partir dels paràmetres T_i , D_i , R_i i ϕ . En tot moment l'eix major dels boudins és paral·lel a l'envolvent de la capa. Un exemple de geometria inicial pot ser observada a la Fig. 1.

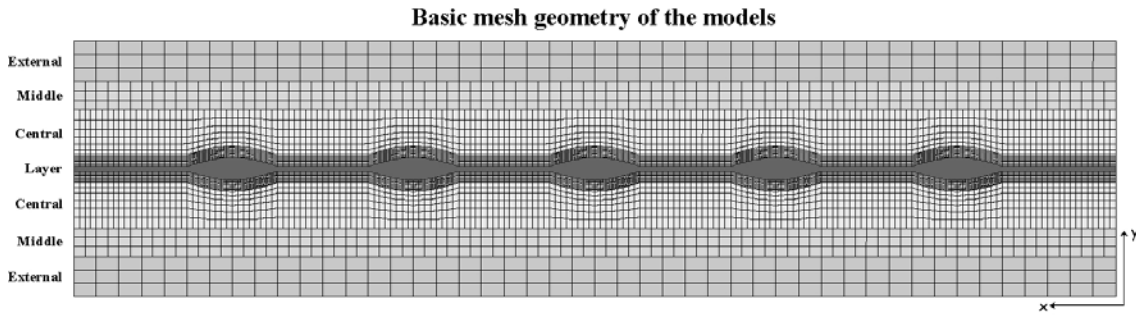


Fig. 7.1 Esquema de la configuració inicial de la malla dels models numèrics. S'ha dividit la regió en tres sectors per incrementar la resolució al voltant de la capa competent. Un decreixement dels elements cap als límits Y dels models ens permet minimitzar tant errors de contorn com la memòria RAM per executar-lo.

Com és pot ser observat a partir d'aquesta figura, o deduïble a partir de les funcions, la configuració inicial de les inestabilitats no és estrictament la d'un tren d'ones sinusoidals (com ho era als models del capítol 4), doncs els trams d'interboudin són planars. Aquesta definició permet una major flexibilitat alhora de generalitzar el paràmetre Di i una aproximació més acurada a la geometria real de les estructures observades al camp.

La longitud total dels models és variable, segons sigui la combinació dels diferents paràmetres geomètrics, amb un valor estàndard mínim de 132 unitats. Per a models de boudins amb relacions axials grans ($Ri > 4$), la longitud del model es pot incrementar fins a 240 unitats. L'amplada és constant per a tots els models amb un valor de 44 unitats ($22H$). Si no es diu el contrari, el contacte entre la matriu i la capa s'ha considerat sempre com a coherent, inhibint el lliscament ni la possibilitat d'obertura entre tots dos medis.

Per a una millor resolució i eficiència numèrica del model, la malla que defineix la matriu s'ha dividit en tres parts: central, mitjana i externa (Fig. 1). Aquestes regions presenten densitats d'elements diferents amb una relació dels elements en la direcció x de 1:2:4. Les amplades d'aquestes regions són respectivament $7/22$, $5/22$ i $10/22$ de l'amplada total del model. Les regions s'han enganxat entre elles, impeding el lliscament ni obertura. D'aquesta forma es possible definir una malla semiestructurada, doncs és possible generar i connectar regions amb densitat d'elements diferent. Aquest mètode ens permet generar una banda central al voltant de la capa amb una malla d'elements d'alta densitat, refinant la solució al voltant d'aquesta zona de màxim interès. Al mateix temps no es fa necessari transportar la mateixa densitat d'elements fins als extrems del

model, inhibint la generació d'elements amb relacions axials elevades ni generar una malla sobredimensionada a les parts més externes. L'esforç de fer aquest tipus de model és recompensat per una major estabilitat numèrica de la solució, menor requeriments de memòria i una velocitat d'execució molt més ràpida. Entre 4000 i 14570 elements quadràtics han estat necessaris per a la definició de la malla dels models, representant-se la capa a partir de 4 o 8 elements. Aquells models amb valors de Ti baixos són els que han estat necessaris un major número d'elements. La relació longitud/amplada dels elements és entre 1:1 a 3:1, essent allargats a favor de la direcció x (paral·lela a l'envolvent inicial de la capa). Aquestes resolucions són suficients per a una correcta distribució dels esforços i de la deformació, tant dins com al voltant de la capa.

7.2.3 Condicions de contorn

Al llarg dels límits dels models s'han aplicat condicions de contorn en velocitats. Aquestes velocitats s'han definit a partir del tensor gradient de velocitats \mathbf{L} . Això ens permet mantenir les velocitats de deformació constants i definir la variació de les velocitats a partir de la posició de referència (x, y) dels nodes situats al contorn. Un valor constant de deformació volumètrica de $5 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ s'ha aplicat a tots els models. Aquest paràmetre representa el diàmetre del cercle de Mohr de \mathbf{L} i és equivalent al *mean stretching rate* de Passchier (1997).

El rang de cinemàtiques de flux estudiat, varia entre els dos extrems clàssics de condicions de cisalla pura (irrotacional coaxial) i cisalla simple (no coaxial). La transició entre aquestes condicions, s'ha realitzat a partir del grau de vorticitat del flux, expressant-ho a partir de l'angle entre les apòfisis de flux β (Bobyarchick, 1986). Aquest paràmetre es troba relacionat amb el número de vorticitat cinemàtica Wk (Means et al., 1980) per l'expressió $Wk = \cos(\beta)$, indicant-ne el cas de cisalla pura per $\beta = 90^\circ$ o $Wk = 0$, mentre el cas de cisalla simple per $\beta = 0^\circ$ o $Wk = 1$. La transició de cinemàtiques intermèdies són caracteritzades per la combinació de components de cisalla angular ($\dot{\gamma}$) i longitudinal ($\dot{\epsilon}$). Per a tots els casos, l'orientació de l'apòfisis de flux d'escurçament és paral·lela al pla de cisalla (eix x), representat unes condicions equivalents al cas de cisalla subsimple amb engruiximent de De Paor (1983). Només s'han estudiat situacions de flux monoclínic amb conservació d'àrea i, en general, condicions de deformació progressiva i estacionaria. Sempre el sentit de cisalla general ha estat dextral.

En general, el tipus de graus de llibertat dels nodes situats a les cares del model és clau pel correcte desenvolupament de geometries i distribució de les pertorbacions dins el medi. Situacions amb cinemàtiques no coaxials i, sobretot, condicions d'obliquïtat dels elements dels models respecte als eixos de referència compliquen l'aplicació correcta de les condicions de contorn. Treballs numèrics previs de plegament de capes homogènies per a condicions semblants a les modelades, com Ghosh (1966), Anthony and Whickam (1978), Jhonson and Fletcher (1974) o Schmid (2003), varen aplicar diferents procediments. Després d'una avaluació d'aquests, s'ha optat per a la condició més restrictiva, per la qual tots els nodes situats al contorn se'ls hi ha fixat les components de velocitats tant a la direcció x com a la direcció y (Fig. 2). Això fa que durant les simulacions, els costats dels models romanguin sempre perfectament planars i que la velocitat de rotació de l'envolvent de la capa sigui igual a la teòrica. Però, també origina una deformació incorrecta dels elements situats als extrems de la capa amb el desenvolupament de zones trapezoïdals, la inducció d'una component de rotació rígida antitètica de la capa per acomodar part de la component de cisalla del flux (menor a 2° pel cas més desfavorable) i la generació d'una pertorbació de plegament als extrems de la capa (semblant a la generada a partir del mètode de pertorbacions de Jeng et al., 2002). La propagació d'aquests errors són proporcionals a l'increment d'espessor de la capa, però en cap cas és propaguen més de 2 elements dels extrems i romanen localitzats al seus extrems al llarg de les simulacions. Aquest tipus de condició es semblant a la utilitzada per Passchier and Druguet (2002) per a la modelització numèrica de *boudinage* asimètric. Una avantatge d'utilitzar aquestes condicions de

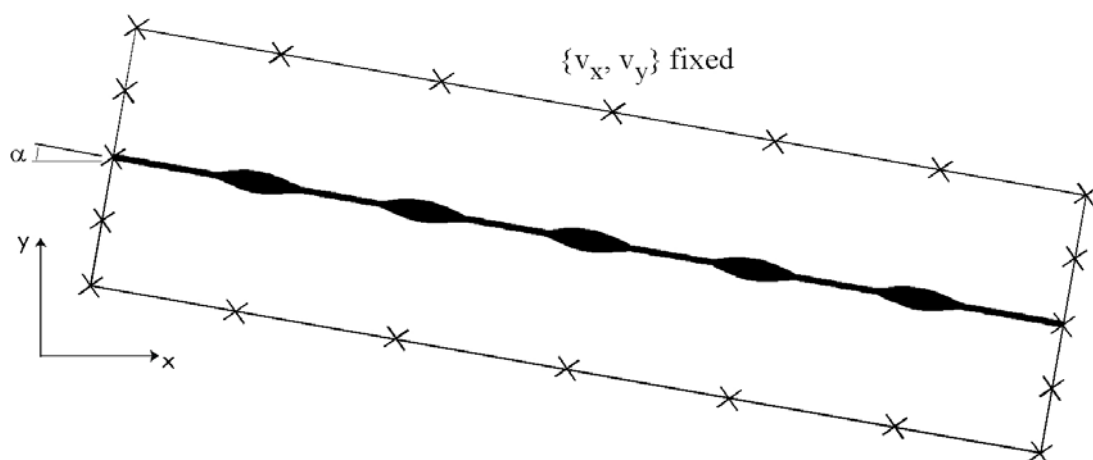


Fig. 7.2 Esquema orientació i condicions de contorn aplicades als models. S'han emprat condicions on les velocitats en direcció x i y s'han fixat. Això permet representar l'angle d'obliquïtat de la capa α mitjançant la rotació rígida del model respecte al pla de cisalla horitzontal.

contorn amb velocitats fixades, és que no ens cal implementar durant el preprocessament del model una rutina per desenvolupar una geometria de capa obliqua als eixos de referència. Directament, es pot generar el model amb angle d'obliquïtat α de la capa respecte als eixos cinemàtics a partir de la rotació rígida de tot el model. Signes positius *de* α representen capes orientades en sentit dextral al pla de cisalla.

Com els materials emprats per a modelar el medi són del tipus *creep* (dependents del temps) i el mètode numèric és explícit, és necessari definir el pas de temps (*time step*) de solució. S'ha optat per un pas variable de temps de *creep*; inicialment s'ha establert a 0.1 anys i progressivament ha augmentat fins a un valor màxim de 20 anys per cicle de solució. El programa automàticament controla que es mantingui la tolerància prefixada inicialment per l'usuari. Per aquests models, s'ha establert que la força residual no balancejada no superi el valor màxim de 2 MPa per cicle de solució. Una adequada selecció del pas de temps és necessària si es volen evitar errors de sobredimensió de les components elàstiques durant la modelització d'un medi elastoviscós com els reportats per Zhang et al. (1996; 2000). Per a les velocitats de contorn i propietats mecàniques dels materials, els esforços desviadors màxims són de l'ordre de 2-4 MPa per a la matriu i de 50-150 MPa per a la capa.

Amb aquesta definició dels models són necessaris 45600 cicles de solució per obtenir valors de deformacions natural $\varepsilon = 0.80$. En general, les simulacions s'han realitzat fins que s'ha produït el col·lapse del model, sigui per la distorsió de la malla o per superació del criteri de tolerància numèrica.

7.3 Tipus de Models. Geometria de les pertorbacions

Durant els capítols anteriors, hem estudiat models numèrics on al llarg dels límits de la capa s'havia inserit un tren periòdic de pertorbacions sinusoidals (capítol 4) o on només hi havia una única pertorbació inicial al llarg de la capa (capítol 5). Per aquests models, la deformació sempre és acomodada a partir de l'amplificació i propagació de les pertorbacions prèviament generades. Des d'un principi, l'escurçament paral·lel a la capa és localitzat al voltant de la inestabilitat, sense que es produeixi una competència amb altres inestabilitats. Això, origina que la solució sempre sigui poc "natural", doncs el procés de selecció i competència són inhibits. Un altre problema greu és la seva dependència en l'amplitud inicial de la pertorbació. Això origina que per condicions

geomètriques iguals, les solucions siguin diferents doncs la velocitat angular o l'amplificació en són també dependents.

Al llarg del capítol d'experiments amb materials analògics, hem vist que els factors de selecció i competència entre pertorbacions són essencials en el desenvolupament de la geometria final, i que com a conseqüència d'això, a partir de configuracions inicials similars podíem arribar a obtenir solucions ben diferents.

Al llarg d'aquest capítol, la configuració dels models presenten la novetat de multiplicitat de boudins. D'aquesta forma es pretén abordar la complexitat de la interacció entre pertorbacions. Però al mateix temps, també es pretén que la solució no sigui prefixada per la configuració inicial de les pertorbacions. Això és compatible amb les observacions a la natura, on les geometries d'inestabilitats estranyament són periòdiques i normalment són força irregulars, aproximant-se a distribucions aleatòries (Mancktelow, 1999).

Per aconseguir aquest grau de llibertat dins els models, a partir de la configuració base de la capa que s'ha definit prèviament a partir de les equacions (7.1), s'han distribuït al llarg de la capa una sèrie aleatòria de petites pertorbacions d'amplitud molt petita. Aquesta tècnica ha sigut prèviament utilitzada per modelitzar numèricament el plegament de capes (Mühlhaus et al., 1998; Mancktelow, 1999; Schmalholz and Podladchikov, 1999) o el desenvolupament de diapirs salins (Kraüs and Podladchikov, 2004). La desviació màxima que provoquen al nivell mitja de les interfase és de $A_r=1/50$ de l'espessor inicial de la capa ($H=2$). Donada la definició dels models, la variació d'espessor entre les regions de boudin i interboudin origina que el valor de desviació màxima sigui variable al llarg dels models i dependent del paràmetre Ti (Fig. 3). Per a tot els models el valor A_r és constant, originant que per a condicions d'espessor d'interboudin molt prim, el valor màxim de A_r pugin arribar al cas extrem de 0.25 de l'espessor de l'interboudin (pels models amb $Ti=0.10$). Un conjunt de diferents distribucions aleatòries han estat generades per observar la possible influència en la geometria d'inestabilitats desenvolupades a partir de condicions d'orientació i cinemàtica constants. Al mateix temps, gràcies al tipus de condicions de contorn emprada i de la definició dels models, es pot utilitzar una mateixa configuració geomètrica i de distribució aleatòria per observar la influència de la cinemàtica i de l'orientació en la geometria desenvolupada al llarg de la capa. Una sèrie de models

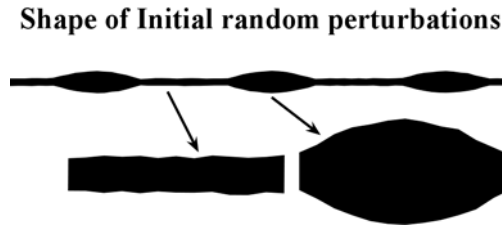


Fig. 7.3 Esquema de la distribució aleatòria de petit ordre inserida al llarg dels límits de la capa amb geometria *pinch-and-swell*. La desviació màxima que provoquen al nivell mitja de les interfase és de $A_r=1/50$ de l'espessor inicial de la capa ($H=2$).

s'han realitzat sense afegir-hi la distribució aleatòria, per poder establir la influència de la configuració bàsica de la capa (geometria *pinch-and-swell*) i del paràmetre d'asimetria transversal (ϕ). En cap dels altres models s'ha establert cap obliquïtat inicial dels boudins respecte l'envolvent de la capa, romanent sempre l'eix llarg dels boudins paral·lel a l'envolvent (no hi ha una pertorbació inicial amb amplitud finita).

7.4 Resultats

Els resultats s'han organitzat en una sèrie d'apartats amb increment progressiu de la complexitat dels models numèrics. Primerament es farà una descripció a nivell qualitatiu i introductori sobre la partició i distribució de les raons mecàniques dins els models. Continuarà amb una descripció sobre la influència de les geometries sinusoidals perfectes en la geometria final de la capa. Seguidament la influència dels paràmetres geomètrics bàsics (R_i , T_i , D_i) serà analitzada per a condicions de cisalla pura i simple. Finalment, és generalitzarà els models per a condicions variables tan de l'orientació de la capa com del número de vorticitat cinemàtica.

7.4.1 Interpretació qualitativa. Partició i distribució de l'esforç i de la deformació.

Per a una configuració de partícules aïllades dins una matriu dúctil (condició $T_i=0$), la conjectura d'Eshelby (Eshelby, 1959; Schmid, 2003) estableix que l'aplicació d'un esforç constant a la matriu origina un camp d'esforços també constant dins la inclusió. Això és vàlid amb independència de la vorticitat del flux, i per a qualsevol orientació i relació axial de la inclusió. Dins la inclusió, qualsevol de les raons d'esforç i deformació són espacialment distribuïdes homogèniament i aquestes poden ser descrites a partir d'un únic valor. La partició d'esforços i/o deformació entre la inclusió i la matriu pot ser aproximada suposant que els esforços a la matriu i la inclusió són similars,

$$\sigma_{xx}^{matriu} = \sigma_{xx}^{layer} \quad (7.2)$$

Per aquest supòsit, utilitzant la condició de flux viscos estable,

$$\sigma_{xx}^{layer} = 4\eta_{layer}\dot{\epsilon}_{xx}^{layer} = 4\eta_{matriu}\dot{\epsilon}_{xx}^{matriu} \quad (7.3)$$

Si aïllem el termes d'aquesta equació,

$$\frac{\dot{\epsilon}_{xx}^{layer}}{\dot{\epsilon}_{xx}^{matriu}} = \frac{\eta_{matriu}}{\eta_{layer}} = \frac{1}{m} \quad (7.4)$$

podem expressar la relació relativa de les velocitats de deformació respecte al contrast de viscositat entre els dos medis. Això però, ha de representar el cas extrem infinitesimal. Amb el progrés de la deformació, el material més competent és capaç d'emmagatzemar els sobreesforços generats en el medi; per a un contrast de viscositat de 100, els esforços principals a la inclusió són entre 2 a 4 vegades superiors als de la matriu. Una expressió més correcta de la partició de deformació pot ser definida a partir de l'equació d'esforços dins una inclusió deformable (equació 11 de Schmid, 2003),

$$\frac{\dot{\epsilon}_{layer}}{\dot{\epsilon}_{matriu}} = \frac{(R_i + 1)^2}{(R_i^2 + 1) + 2R_i m} \quad (7.5)$$

Es pot observar la dependència amb la relació axial de la inclusió. Per a $R_i \rightarrow \infty$, l'expressió ens dona que la velocitat de deformació és igual a la capa i a la matriu.

Pel cas d'una capa perfectament planar i homogènia, l'esforç compressiu incrementarà de forma progressiva fins a atènyer el valor necessari per flux viscos estable de la capa (esforç de membrana, $\sigma_{xx} = 4\eta_{layer}\dot{\epsilon}_{xx} - 2\eta_{matriu}\dot{\epsilon}_{xx} \approx 4\eta_{layer}\dot{\epsilon}_{xx}$, Biot et al., 1961). La distribució de les raons d'esforç i deformació també són constants. Però, si la capa no és geomètricament perfecta, per a un esforç menor al de membrana, es produirà la nucleació d'instabilitats de *buckling*. La progressiva amplificació d'aquestes instabilitats produirà una distribució heterogènia de la distribució dels esforços, com conseqüència dels esforços desviadors o de fibra associats als arcs externs i interns dels plecs. Per a una situació amb capa d'espessor heterogeni, no sembla coherent que la distribució d'esforços o deformació sigui homogènia. Si suposem que la força aplicada

a les cares del model és contant, almenys per a condicions infinitesimals s'ha de complir que la força aplicada a les regions de boudin i interboudin han de ser iguals,

$$F_{boundary} = F_{interboudin} = F_{boudin}. \quad (7.6)$$

A partir de la relació d'esforç amb força, i utilitzant com a secció d'aplicació l'espessor de la capa, la relació d'esforços pot se expressada com,

$$\frac{F_{boudin}}{F_{interboudin}} = 1 = \frac{\sigma_{boudin}}{\sigma_{interboudin}} \frac{t_{boudin}}{t_{interboudin}} \quad (7.7)$$

Si aïllen les variables, l'equació (7.7) pot ser expressada com,

$$\frac{\sigma_{boudin}}{\sigma_{interboudin}} = \frac{t_{interboudin}}{t_{boudin}} = T_i \quad (7.8)$$

La partició d'esforços entre la regió de boudin i interboudin és proporcional al paràmetre normalitzat d'espessor d'interboudin T_i . Per a materials lineals i amb viscositat constant, també s'ha de complir que el coeficient de partició de les velocitats de deformació és igual a T_i ,

$$\frac{\dot{\epsilon}_{boudin}}{\dot{\epsilon}_{interboudin}} = \frac{t_{interboudin}}{t_{boudin}} = T_i \quad (7.9)$$

Segurament per a condicions on $T_i \sim 1/m$, la relació de partició al llarg de la capa hauria de tendir a les equacions (7.4) i (7.5).

A partir dels models numèrics s'ha observat que aquesta relació és vàlida. Per estadis inicials, l'aplicació d'escurçament paral·lel a la capa genera com a primera resposta un engruiximent de la capa. Però, aquest no és homogeni, sinó que és màxim per a les zones d'interboudins mentre als boudins és molt menor. Això origina que amb el progrés de la deformació la relació d'espessor incrementi el seu valor. Per tant, almenys inicialment, la primera resposta del sistema és a homogeneïtzar i reduir els gradients d'espessor al llarg de la capa. L'increment relatiu d'espessor de l'interboudin és molt més ràpid per a situacions inicials de T_i baixos. Per a materials amb reologies no lineals, l'efecte d'afebliment del material amb l'increment de la velocitat de deformació ha d'originar que el coeficient de partició entre l'interboudin/boudin sigui menor a T_i , i per

a condicions sense desenvolupament d'instabilitats, l'homogenització de la capa ha de ser molt major que durant el cas lineal.

Per a un model amb perturbacions aleatòries, la distribució de l'esforç diferencial i de la velocitat de deformació (normalitzada respecte al valor de la velocitat de deformació de contorn) és mostrada a la Fig. 4. El primer que es pot observar és que la presència d'una geometria amb espessor irregular genera una distribució heterogènia de tots dos paràmetres tal llarg de la capa. També la distribució de la velocitat de deformació és heterogènia a la matriu (Fig. 4b). Si estimem la partició dels esforços podem observar que és aproximadament similar al valor del paràmetre $Ti \sim 0.25$. La velocitat de deformació dels boudins és baixa i aparentment força constant. La sèrie de perturbacions màximes de velocitat de deformació es troben associades amb la generació d'instabilitats de plegament al llarg de l'interboudin. Aquestes observacions inicials són en general vàlides per a qualsevol cinemàtica i orientació de la capa, sempre que es produeixi escurçament paral·lel a la capa. Per a materials no lineals és esperable que es potenciï la localització de deformació a la regió d'interboudins, produint-se una partició important de caràcter competent entre els boudins i els interboudins. Si existeix la possibilitat de cessió dúctil del material (si el material fos més complex com

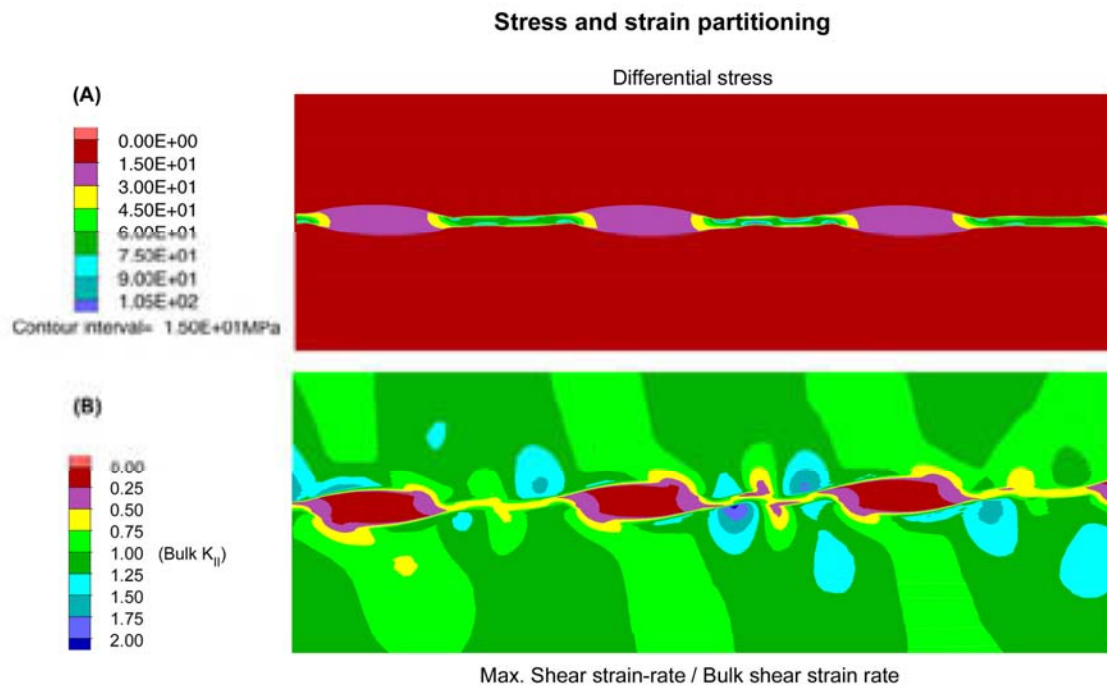


Fig. 7.4 Distribució de (a) l'esforç diferencial i (b) de la velocitat de deformació normalitzada respecte a la de contorn. Observar la partició entre regions d'interboudin i boudin.

elastoviscós plàstic), les zones de màxima probabilitat d'ocórrer són les regions d'interboudin, doncs són afavorides per la partició i concentració dels esforços. Aquesta condició de plasticitat encara serà més afavorida per a situacions amb Ti petits.

Amb el progrés de la deformació, o el desenvolupament de les inestabilitats, la partició de la deformació pot ser millor analitzada a partir de la distribució d'algunes de les principals raons de la cinemàtica. A la figura 5, es mostren una sèrie de gràfics de contorn amb l'evolució de la distribució de la deformació finita (Rf , Fig. 5a), el número finit de vorticitat cinemàtica (Wkm , Fig. 5b) i les orientacions dels eixos de màxima deformació finita (FSA , Fig. 5c) i de màxima deformació instantània (ISA , Fig. 5d). Són mostrats per a valors de deformació natural de 0.20, 0.40, 0.60 i 0.80. Els valors inicials dels paràmetres de la configuració de la capa eren $Ri=4$, $Ti=0.25$ i $Di=1.0$, amb una orientació de la capa paral·lela a pla de cisalla ($\alpha=0^\circ$) i un número de vorticitat cinemàtica del flux de $Wk\sim 0.71$. El contrast de viscositat és $m=100$. Només s'ha representat la part central del model.

A primer cop d'ull, i almenys per aquesta simulació, es pot observar que la geometria final desenvolupada és en part reflex de la distribució inicial *pinch-and-swell*. Es produeix una localització d'inestabilitats en funció de la longitud inicial d'aquesta distribució. Aquesta selecció, encara es manifesta millor amb la rotació sistemàtica de la part dels boudins en el mateix sentit; aquest sentit de rotació és sintètic al sentit de cisalla de contorn. Els interboudins, en general giren en sentit oposat donant lloc a un tren asimètric de plecs. Però, la distribució final de la capa no és periòdica ni tampoc pot ser considerada com el reflex de cap pertorbació inicial (en el sentit d'una pertorbació inicial d'amplitud finita). És el producte dels processos mecànics de nucleació, selecció, interacció, etc. que es produeixen al llarg de la capa com a conseqüència de les condicions de contorn i que donen lloc al desenvolupament "lliure" de les inestabilitats amplificades. Aquesta "llibertat" és ben visible a partir de les regions d'interboudin (Fig. 5). Podem observar des d'exemples de plecs de mitja longitud d'ona, on tot l'interboudin representa el flanc del plec (primer interboudin de la dreta), a exemples on s'han desenvolupat múltiples inestabilitats (primer de l'esquerra) o una única longitud d'ona (segon de la dreta). Això queda també ben palès a partir de les transicions entre les regions de boudin i d'interboudin, amb possibilitat de geometries d'arc intern tancat (segon boudin de la dreta), obert (primer boudin de la dreta) o desplaçat respecte el coll dels boudins (segon boudin de l'esquerra).

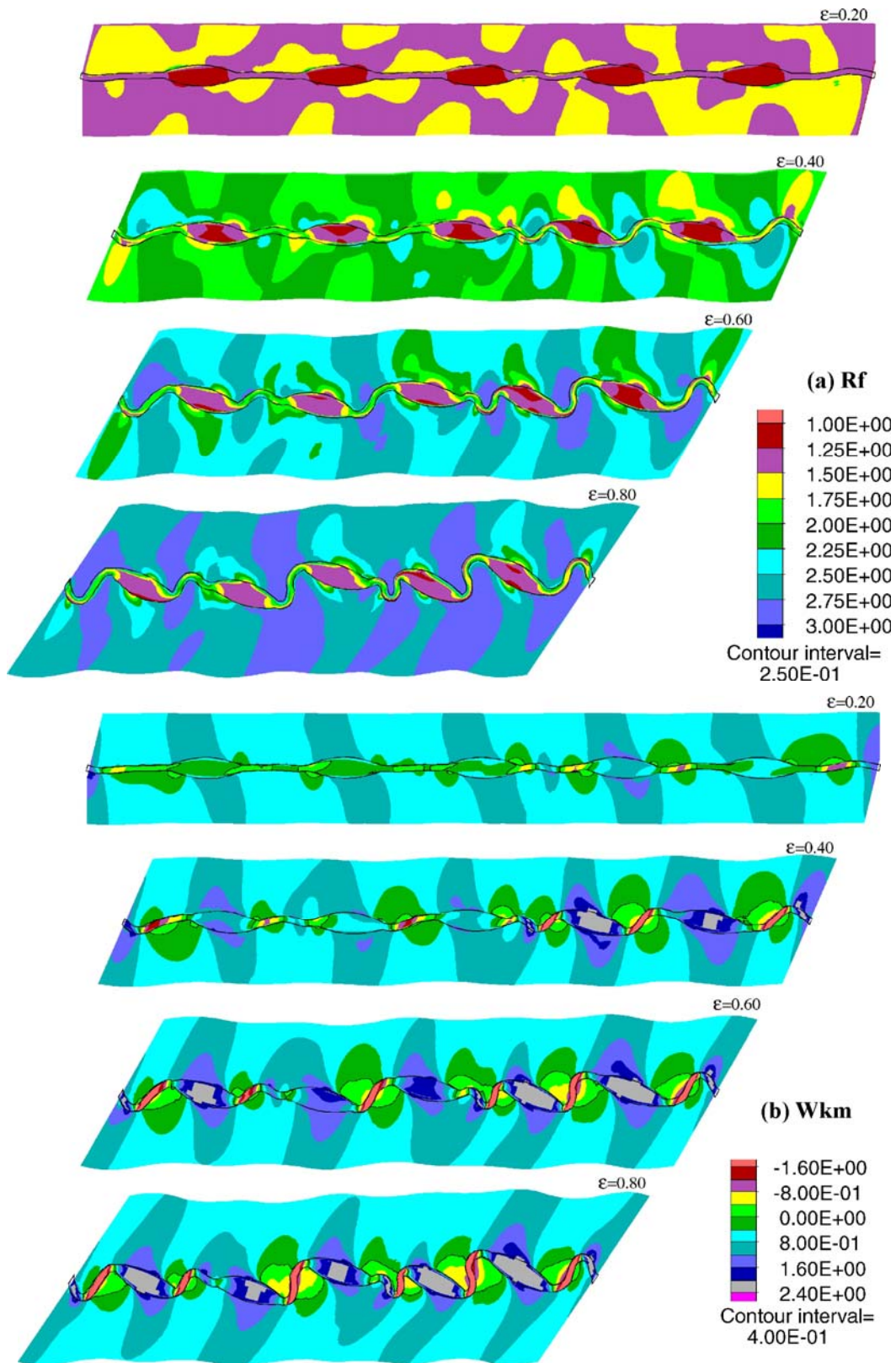


Fig. 7.5 Esquema de la distribució de les principals raons de la deformació amb el progrés de la deformació ($\varepsilon = 0.20, 0.40, 0.60$ i 0.80). (a) Relació axial de l'el·lipse de deformació finita R_f , (b) número finit de vorticitat cinemàtica W_{km} , (c) orientació de l'eix de màxima deformació finita FSA i (d) orientació de l'eix de màxima deformació instantània ISA . Els valors inicials dels paràmetres de la configuració de la capa eren $Ri=4$, $Ti=0.25$ i $Di=1.0$, amb una orientació de la capa paral·lela a pla de cisalla ($\alpha=0^\circ$) per a un $Wk \sim 0.71$. El contrast de viscositat és de $m=100$.

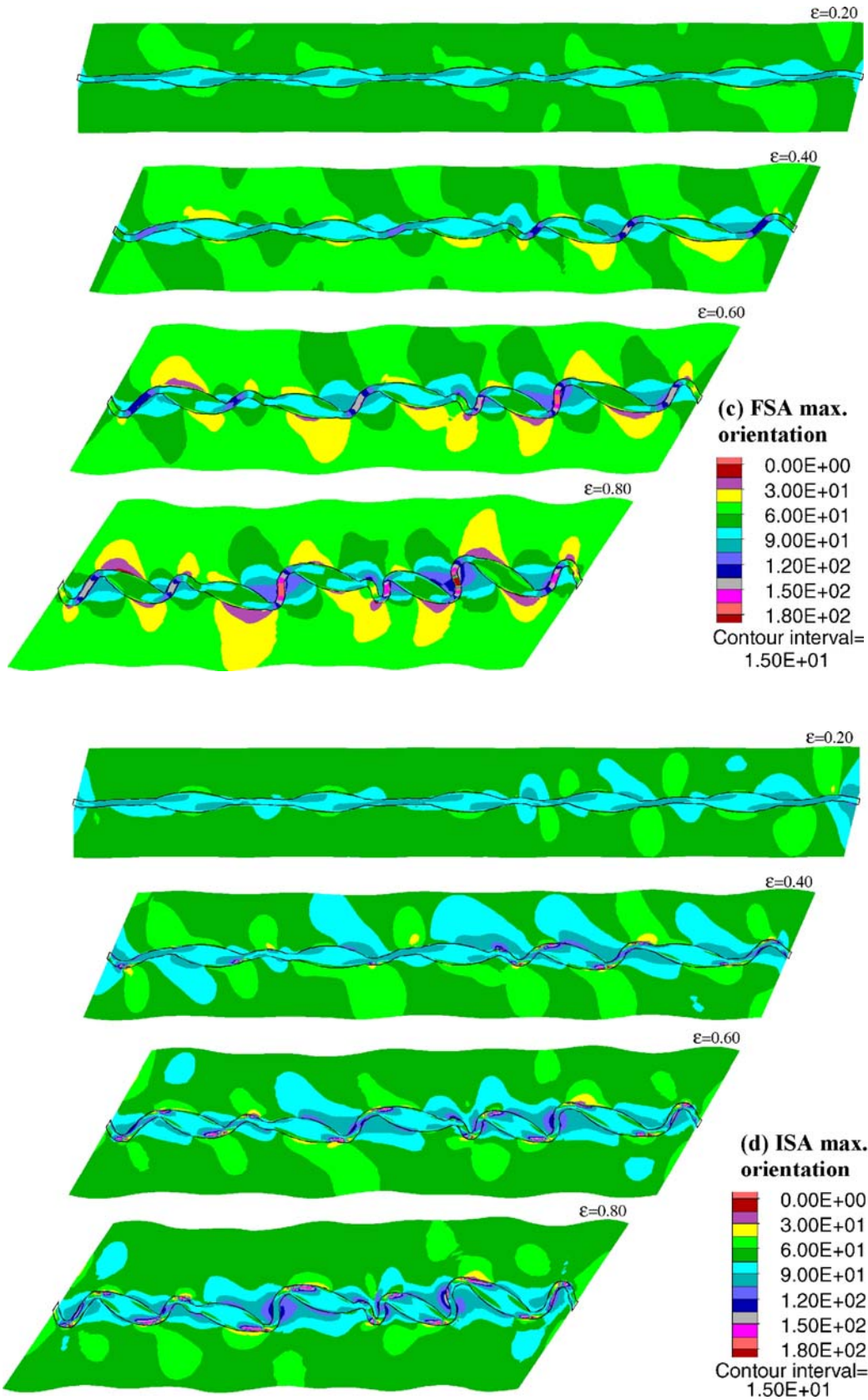


Fig. 7.5 Continuació.

La variació de la deformació finita (Rf) amb el progrés de la deformació és mostrada a la figura 5a. Es pot observar la distribució de la deformació entre la matriu i la capa, però també dins de la capa. Les zones amb major espessor de capa es comporten com a regions més resistents, mentre les regions més fines acomoden una major deformació interna. Això es visible al llarg de tota la simulació. Aquesta acumulació de deformació interna al llarg de la capa, en part “cessa” quan es produeix la nucleació i amplificació efectiva d’instabilitats de plegament (la deformació interna incrementa, però a un ritme molt menor). Amb l’amplificació dels plecs es produeix la diferenciació entre els arcs externs i interns. Això queda palès amb el desenvolupament d’un fort gradient de deformació a les xarneres, i la “pèrdua” de deformació finita dels arcs externs conseqüència de l’extensió paral·lela a l’arc extern. Això és reflex del mecanisme típic de deformació tangencial-longitudinal, almenys per a plecs desenvolupats a partir de simulacions numèriques de capes aïllades i homogènies (Hudleston et al., 1996), i el caràcter heterogeni i no estacionari de la deformació per a les zones de xarnera.

En canvi a la matriu, els màxims de deformació es troben associats a les regions d’interboudin, mentre les zones situades a prop dels boudins enregistren deformacions més baixes. Aquestes es disposen en forma de bandes sigmoïdals consistentes amb la configuració inicial *pinch-and-swell*. No obstant, la partició de la deformació a la matriu és relativament baixa (màxim 2), i ràpidament tendeix a convergir amb el valor de fons a l’allunyar-se de la influència de la capa.

Es pot observar que la distribució de la deformació entre la part superior i inferior no és del tot simètrica. Això en part es conseqüència de la distribució inicial aleatòria, la geometria de les instabilitats desenvolupades (amb possibilitat de rotació dels boudins però també de translació) i la convergència de les cares del model. Per aquest darrer aspecte es pot observar que els seus efectes són limitats a les vores. Té una tendència al desenvolupament de plecs a la vora del model d’elevada amplitud.

La variació del número de vorticitat cinemàtica (Wkm) amb el progrés de la deformació és mostrada a la figura 5b. Aquest paràmetre no representa estrictament el grau de no coaxilitat de la deformació (Jiang, 1994a,b), doncs no s’ha extret la part corresponent a la component de rotació externa o *espín*. Per tant s’ha d’interpretar com una vorticitat externa i, només a partir de l’avaluació de la rotació de les *ISA* es podrà establir el grau de no coaxilitat correcte (Means et al., 1980). No obstant, per aquelles regions amb variació petita de les *ISA* (Fig. 5d), la lectura de Wkm serà equivalent al grau de no

coaxilitat. Valors positius indiquen sentits de cisalla o rotació dextrals amb valor de Wkm global de 0.71. Es pot observar una partició important de la vorticitat a nivell de capa. Aquesta és un reflex del sentit de rotació oposat dels flancs. Els valors més alts ($>|1|$) indiquen condicions de cisalla supersimple o rotació rígida. Es troben associats a regions amb elevades rotacions però amb taxes de deformació interna baixes. El valor absolut màxim és associat als boudins. El signe positiu de la Wkm ens indica que el sentit de rotació és sintètic a la cisalla global. Les zones d'interboudin presenten sentits oposats amb valors absoluts lleugerament menors. Però, els valors màxims de rotació final o més diferents a la Wkm global es troben associats als interboudins. És pot entendre a partir de la teoria de plegament on l'amplificació d'una inestabilitat és funció de la longitud d'ona respecte l'espessor de capa (L/H). No obstant la mateixa longitud inicial dels boudins i interboudins (doncs $Di=1$), la L/H seleccionada durant els primers estadis de deformació són diferents (Fig. 5b, $\varepsilon=0.2$). Hi ha una tendència a reduir-se la L/H a les regions d'interboudin ($L/H\sim 12$), mentre la longitud d'ona dels flancs del plec associada als boudins són molt més grans ($L/H\sim 30$). La proximitat de les primeres a la longitud d'ona preferent ($Ldd=16$ per $m=100$), i la gran longitud de les segones poden explicar bé les diferències d'amplificació (o de rotació, doncs són magnituds proporcionals). A més detall és pot observar la tendència a incrementar la L/H dels interboudins amb la deformació i a aproximar-se a la dominant. Aquest fet es troba associat a la possibilitat de migració amb l'amplificació de la xarnera inicial, des de posicions intermèdies de l'interboudin cap a situar-se pròximes als colls dels boudins (veure el cas boudin situat a la dreta fig. 5b). La distribució de vorticitat és congruent amb el desenvolupament de l'asimetria geomètrica i amb el caràcter rotacional sintètic dels boudins.

L'elevada vorticitat del flux associat a la rotació dels flancs de l'estructura, també es tradueix en un efecte sobre la matriu més pròxima a la capa. Marcades amb una línia negra es troben les àrees del model amb sentit de vorticitat cinemàtica antitètic al sentit global. Aquestes es disposen pròximes als flancs dels interboudins i restringides a les zones d'arc intern de les xarneres. L'àrea afectada s'incrementa amb l'augment de rotació dels boudins. Mentre, les regions situades entre els boudins i els arcs externs presenten els valors sintètics màxims.

L'orientació de l'eix de màxima extensió finita (FSA, λ_1) i de l'eix de màxima extensió instantània ($ISA, \dot{\varepsilon}$) són mostrades respectivament a la Fig. 5c i 5d. Es pot observar la

forta refracció de les *FSA* al llarg del contacte entre la capa i la matriu, com una gran variació d'orientació de les àrees situades al voltant dels boudins. Mentre als arcs interns presenten una disposició perpendicular als límits de capa, a les zones d'arc extern presenten una disposició altament paral·lela a les cares de la capa. Tant unes com les altres representen orientacions anòmales respecte al valor d'orientació global. La dispersió d'orientació de la direcció λ_1 al voltant de l'estructura, ens indiquen orientacions locals sense representar, a priori, l'orientació regional o global. L'arranjament final de les *FSA* presenta una geometria sigmoïdal al creuar el flanc antitètic mentre presenta una disposició perpendicular a les cares del boudin. Dins la capa, en tot moment la disposició de les *FSA* és perpendicular als seus límits. Juntament amb el caràcter rotacional i de baixa deformació, ens indiquen que el flux deformatiu és molt pròxim al coaxial. Donat que les *FSA* són dependents de la deformació finita acumulada amb el progrés de la deformació aquestes gradualment s'aproximen a les direccions regionals d'extensió finita (*l'eigenvector* extensional o *attractor* de Passchier, 1997).

En canvi l'orientació de les *ISA* amb el progrés de la deformació sembla més constant (Fig 5d). Amb l'increment d'amplificació de les inestabilitats es produeix una reorientació de les *ISA* situades a la capa i que afecta a la matriu més pròxima. Als estadis inicials la refracció entre la matriu i la capa és mot acusada. Mentre l'orientació a la matriu és pròxima a la global (45°), l'orientació dins la capa és perpendicular als seus límits (90°). Això sembla indicar condicions d'engruiximent de la capa. Amb la rotació dels flancs i el desenvolupament de l'arc extern es produeix una diferenciació d'orientacions i la generació de zones d'arc amb disposició de les *ISA* paral·leles als límits de la capa (zones amb color rosats Fig. 5d). La variació a la matriu sempre és molt menor, i segurament l'espín associat a la rotació dels plecs genera un canvi efectiu de l'orientació de les *ISA*, no només per rotació rígida sinó també per la variació de la vorticitat del flux.

No obstant representar un cas puntual, les tendències observades són en general vàlides per a qualsevol condició de cinemàtica i orientació de la capa. El valor absoluts varien, però la tendència general de distribució de la deformació o la partició les components angulars juntament amb el canvis d'orientació de les *FSA* i *ISA* són consistents. A partir de la sèrie de resultats i observacions, sembla que el model numèric amb perturbacions aleatòries és adequat pel desenvolupament lliure de l'estructura sense un necessitat de

generar cap pertorbació inicial (tret de la configuració bàsica d'estudi) i vàlid per a un correcte anàlisi de la complexitat cinemàtica 2D+t (temps) del plegament d'estructures *pinch-and-swell*.

7.4.2 Model bàsic. Efecte de les condicions geomètriques pures.

Abans d'abordar un anàlisi més sistemàtic i incrementar la complexitat dels models es necessari realitzar un primer anàlisi en detall sobre les implicacions de la configuració bàsica dels models. En principi, el model bàsic només representa la distribució *pinch-and-swell* inicial, definida a partir dels paràmetres geomètrics essencials (T_i , R_i , D_i i ϕ_i). No presenta cap tipus de pertorbació inicial, cap desviació dels boudins respecte l'envolvent de la capa i la geometria dels segments de capa i d'interboudin són perfectament planars. L'aplicació d'un esforç compressiu paral·lel a la capa no anirà lligat a l'amplificació mecànica de cap inestabilitat, i l'escurçament que es produirà hauria de ser acomodat mitjançant l'engruiximent de la capa.

Si partim d'una configuració de capa com l'explicada anteriorment ($R_i=4$, $T_i=0.25$ i $D_i=1.0$), amb un contrast de viscositat baix ($m=20$) i condicions de cisalla pura, l'escurçament paral·lel a la capa és acomodat a partir d'engruiximent de la capa, i reducció de les longituds inicials tant dels boudins com dels interboudins (Fig. 6b). De forma qualitativa es pot comprovar que la deformació no ha de ser homogèniament distribuïda al llarg de la capa, doncs la variació de longituds no es constant. Això és concordant amb els resultats observats pel plegament de capes amb interfases sinusoidals (capítol 4). La relació T_i després d'una deformació natural de 0.80 (~60% d'escurçament) és de 0.40 quan el valor inicial era de 0.25. Si incrementem el contrast de viscositat, cas $m=100$ de la Fig. 6a, la solució analítica hauria de ser idèntica. Els esforços s'incrementaran proporcionalment al ser lineal, però la geometria final serà igual. Això és vàlid per a deformacions moderades, però per a altes deformacions com conseqüència de pèrdua d'estabilitat numèrica o propagació d'errors lligats als càlculs numèrics, s'origina el desenvolupament d'inestabilitats que pleguen a la capa. Aquesta desviació amb la solució teòrica esperable es produeix per a condicions extremes, on el contrast de viscositat i les deformacions són molt elevades. Per a materials altament no lineals ($n=10$), les tendències són semblants al cas lineal. Però, la dependència de la viscositat efectiva amb la velocitat de deformació origina una localització més acusada de la distribució de la deformació (Fig. 6 d i e). Així zones d'interboudin, on es

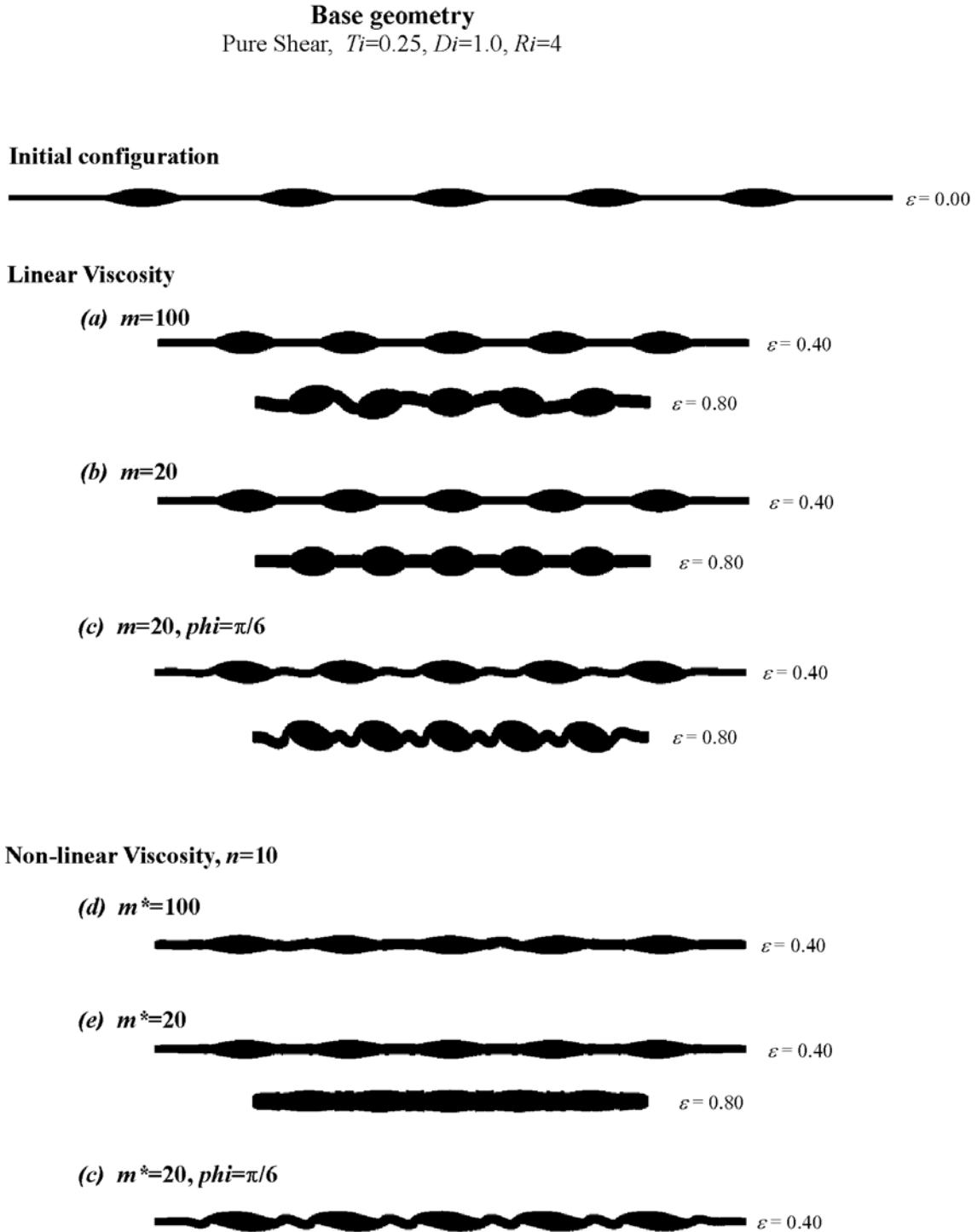


Fig. 7.6 Influència del grau de no linealitat i de la viscositat efectiva en el plegament d'una capa inicial amb geometria bàsica *pinch-and-swell*. La tendència més correcte hauria de ser l'engruiximent heterogeni de la capa sense el desenvolupament d'un conjunt de plecs ($m^*=20$). Però, per a condicions de contrast elevat ($m^*=100$) o la presència d'asimetries longitudinals a la capa ϕ s'origina el desenvolupament d'instabilitats. Els primers són lligats a errors de truncació i d'estabilitat del model numèric mentre els segons són lligats a la condició d'asimetria.

concentren els esforços diferencials més elevats tendeixen a afeblir-se i acomodar taxes de deformació molt més elevades. Al mateix temps, les zones de boudin es comporten com a zones de major resistència amb deformacions molt menors. Per a contrast de viscositat efectiva baixa ($m^*=20$), el model numèric tendeix a engruixir l'interboudin convergint l'espessor de la capa. Segurament per efectes geomètrics que afavoreixen la concentració d'esforços es produeix una extrusió preferent de l'interboudin, sense que s'origini una capa perfectament planar. L'elevada taxa de deformació d'aquestes zones és molt més gran que l'esperable a partir de deformació passiva (comparar amb l'extrem de la capa), indicant la capacitat de localització mecànica d'un medi no lineal. Per a condicions més resistents, els errors numèrics condueixen a la generació d'instabilitats associades a l'extrusió dels interboudins. Aquestes presenten geometries de flexió que recorden instabilitats de plegament. Aquestes desviacions associades amb els materials altament no lineals no s'han de veure com a errors de solució del model (mala definició dels models, errors interns, etc.) sinó conseqüència de la progressiva acumulació de petites desviacions de la solució (errors de truncació de decimals associats amb desplaçaments, velocitats, etc.) que donen lloc a la desviació de la geometria inicial perfecta. Però, si repetim els models sempre la solució és la mateixa. Això ens pot fer pensar, que per un cas natural on inicialment la geometria fos perfectament simètrica, la solució més teòrica amb engruiximent de la capa, pot fàcilment desviar-se i originar un altre tipus de solució. Més endavant intentarem reproduir-ho a partir de models numèrics.

Exemples de la influència del paràmetre d'asimetria longitudinal en la geometria final dels plecs són mostrats a la Fig. 6c i f. La forma d'acomodar l'escurçament paral·lela a la capa és fa a partir de la generació d'una sèrie d'instabilitats de plegament situades als colls dels boudins denominats plecs marginals. L'engruiximent de la capa és un procés mecànicament menys afavorit que l'amplificació de qualsevol imperfecció del sistema. El desenvolupament d'aquests instabilitats originen una disposició asimètrica de l'estructura i certa rotació dels boudins; però a nivell qualitatiu, sembla que la generació d'aquests plecs potencien condicions d'irrotacionalitat dels boudins, al quedar bloquejats entre unes instabilitats de longitud d'ona més adequades per a una major amplificació per *buckling*. Per a materials no lineals, es segueix complint la tendència de menor taxes de deformació interna dins la capa i major localització de la deformació que pel cas lineal.

7. 4.3 Efecte de l'asimetria longitudinal (ϕ).

Un cop observat l'efecte d'aquest paràmetre en geometries perfectes, intentarem observar el seus efectes per a models amb pertorbacions aleatòries. En capítols anteriors, la presència d'asimetries longitudinals en un tren d'ones periòdiques i sinusoidals generava la formació d'un tren de plecs asimètrics, amb arranjamet sistemàtic dels boudins en el mateix flanc dels plecs. Això era vàlid per a condicions de cisalla pura i orientació de la capa paral·lela a la direcció de màxim escurçament.

Aquests models eren geomètricament ideals i perfectes. Però, pot exercir alguna influència aquest paràmetre per a situacions menys ideals i més pròximes a les condicions naturals? Per poder esbrinar-ho, s'han efectuat una sèrie de models amb diferents valors de ϕ . Els resultats són mostrats a la Fig. 7. Per a tots els models la geometria inicial és la mateixa, tant de la geometria base com de la sèrie de pertorbacions aleatòries, i únicament varia el paràmetre ϕ . Les condicions són el màxim de simples: cisalla pura amb orientació paral·lela a la direcció d'escurçament.

Pel cas de $\phi=0$, la geometria de plecs desenvolupats no mostra cap tendència preferent d'arranjament dels boudins. Però, si que sembla que hi ha certa influència de la geometria inicial, doncs no es produeix el plegament per la meitat de cap boudin i hi ha una tendència a localitzar les xarneres pròximes al coll de boudins. No obstant, els boudins es troben tant en posicions de flancs (qualsevol de tots dos) com formant part de la zona de xarnera. L'arranjament pot ser considerat no preferencial, amb desenvolupament de plecs sense asimetries ni geometries sistemàtiques.

Però, l'increment progressiu de l'angle de desfàs (amb valor de $\pi/2$ per a geometria de plec "pur"), es manifesta amb la generació d'una asimetria sistemàtica dels plecs. Fins i tot per a valors baixos, com el cas de $\phi=\pi/24$ que representa un desfàs igual a l'espessor de l'interboudin, és suficient per induir una selecció preferent de les pertorbacions. Per a valors més elevats, com el cas de $\phi=\pi/6$ que representa un desfàs igual a dues vegades l'espessor de l'interboudin, es produeix també una periodicitat dels plecs amb geometries entre les diferents pertorbacions molt similars tant en amplitud com en rotació finita dels flancs.

El sentit d'asimetria dels plecs és controlat pel sentit de desfàs. Així, si l'angle de desfàs inicial és similar però de signe diferent, s'originen models geomètricament semblants (distribució, amplitud, rotació, etc.) però amb sentit d'asimetria invers.

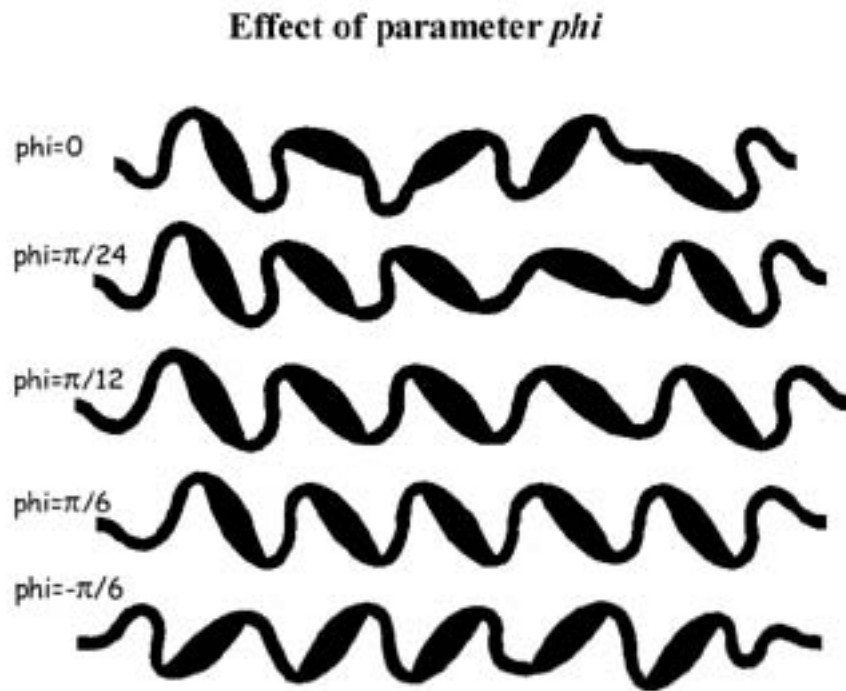


Fig. 7.7 Efecte del paràmetre d'asimetria longitudinal ϕ en la geometria final desenvolupada a partir d'una geometria inicial del tipus *pinch-and-swell* amb una distribució aleatòria d'irregularitats d'amplitud petita. La presència de desfàs origina el desenvolupament sistemàtic d'asimetries. Per a tots els casos la capa és lineal viscosa, amb contrast de viscositat de 100 i distribució aleatòria inicial similar.

Aquesta influència de la geometria és tan forta, que per a condicions no coaxials ($Wk=0.50$, Fig. 8) és suficient per a controlar el sentit de rotació dels boudins. Així pel cas $\phi=-\pi/6$, els boudins es disposen amb un arranjament antitètic al sentit de cisalla imposat. La selecció d'instabilitats lligada a la cinemàtica no té capacitat pel retreballar la geometria inicial i desenvolupar un tren de plectes coherent amb el sentit de cisalla. Observar la similitud de les geometries finals entre els models amb mateix ϕ , no obstant les diferents condicions de vorticitat del flux (condicions coaxials per Fig. 7 mentre no coaxials per Fig. 8). Sembla que almenys per aquests casos, la geometria final és en gran part funció de l'escurçament finit paral·lel a la capa.

Aquests models numèrics validen l'observació feta al llarg de l'experimentació analògica on la presència de petites asimetries de la geometria inicial són suficients per a una ordenació sistemàtica de la geometria final. Fins i tot, per a condicions coaxials i amb envoltent de capa paral·lela a la direcció d'escurçament màxim com les estudiades. Alguns autors (Penge 1976; Cosgrove 1983; Griera 2000) han considerat que tant sols la presència d'una geometria inicial *pinch-and-swell* és suficient pel desenvolupament

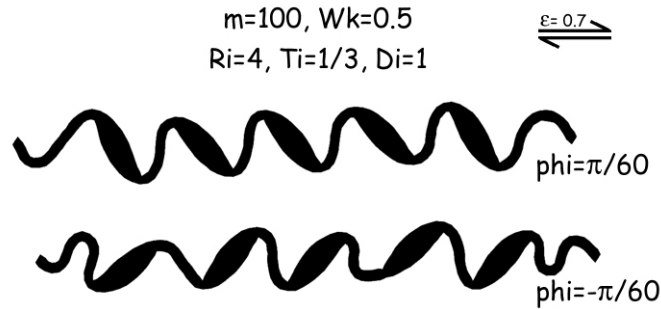


Fig. 7.8 Comparació de l'efecte del paràmetre ϕ per a condicions no coaxials. La presència d'un desfasament és suficient per controlar el sentit d'asimetria dels plecs que es desenvolupen. L'asimetria per aquests casos és independent del sentit de cisalla imposat. Observar que per a condicions de rotació del boudin sintètic amb la cisalla la geometria final és més regular i estable que pel cas oposat. Les propietats i geometria inicial de la capa són semblants a les de la Fig. 7.7 i són mostrades a la taula 7.1.

sistemàtic i consistent d'arranjaments asimètrics. Del cas $\phi=0$ de la Fig. 8, però hem vist un exemple on no es produïa. Però, representa un únic cas dins una tendència general al desenvolupament.

Per tal de testar la influència de la distribució aleatòria s'han realitzat una sèrie de models addicionals. Per a tots la configuració de base és similar amb valor de $\phi=0$, però les distribucions aleatòries inicials són diferents (Fig. 9). Això ens permet establir la consistència de les solucions dels models numèrics i la seva variació. Es pot observar la variació important de geometries dels plecs amb la possibilitat de generació de geometries d'imbricació de boudins. Encara que possible representa un cas és particular doncs la seva probabilitat de repetició és baixa (un únic cas d'asimetria consistent de tots els boudins dels set mostrats). La condició més generalitzada és la de situar els boudins en els flancs dels plecs, enregistrant elevades rotacions respecte l'envolvent de la capa; però també són factibles situacions de baixes rotacions on el boudin roman paral·lel a l'envolvent de la capa. Això origina un ampli espectre d'orientacions dels boudins, amb possibilitat per a escurçaments moderats d'elevades taxes de rotació, però per a qualsevol sentit de gir. A nivell qualitatiu, sembla que el tipus de disposició és influenciada pel tipus d'inestabilitats que es desenvolupen als interboudins (localització d'una zona de xarnera, múltiples inestabilitats, etc.). Aquests resultats confirmen que les observacions fetes per Penge (1976), Cosgrove (1983) i Grier (2000) no són del tot correctes, i que el desenvolupament d'un arranjament sistemàtic a partir d'una geometria del tipus *pinch-and-swell* no és ni generalitzat ni consistent, almenys per a les condicions fins ara estudiades. Segurament la geometria de les capes dels seus

Pure Shear
Multiple examples with $\phi=0$

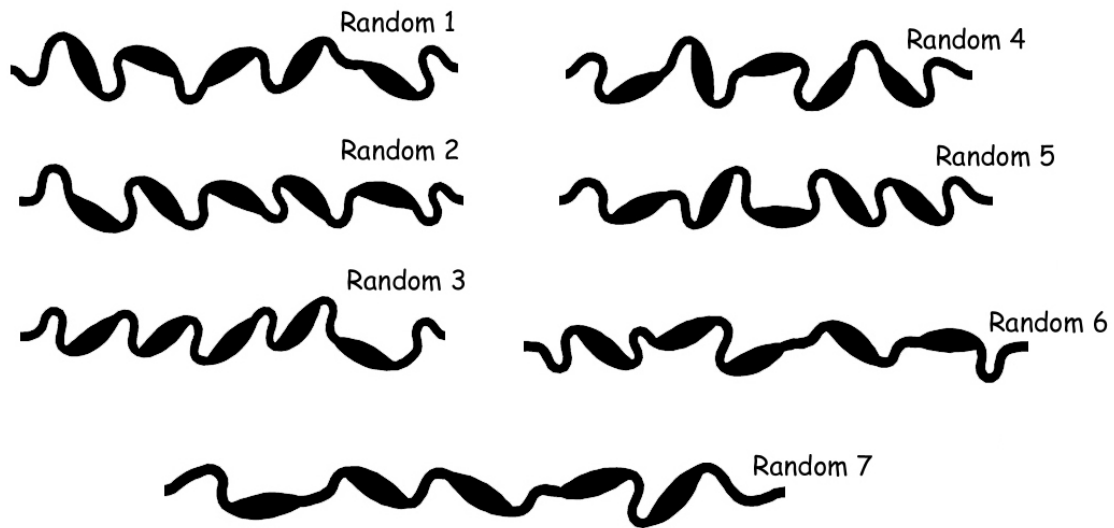


Fig. 7.9 Geometria final desenvolupada per una sèrie de distribucions aleatòries diferents. La configuració inicial és per a tots els models similars. Condicions coaxials amb escurçament paral·lel a la capa. Les geometries finals són molt diferents, amb disposicions i relacions dels boudin i dels interboudins molt variables. Potencialment la tècnica de perturbacions aleatòries és eficaç alhora de generar múltiples solucions a partir d'una configuració inicial similar. Per a les condicions dels models no es produeix el desenvolupament sistemàtic d'arranjaments de boudins imbricats.

experiments analògics presenten cert grau d'asimetria longitudinal o inclinació respecte la direcció d'escurçament. Situacions més generals respecte el grau de no coaxilitat i l'orientació de la capa més endavant seran analitzades. Compresos els efectes del paràmetre ϕ , tots els models numèrics que seran descrits a partir d'aquí sempre presenten com a condició inicial $\phi=0$.

7.4.4 Influència dels paràmetres geomètrics essencials.

El següent grup de simulacions han estat designades per estudiar la influència de la configuració inicial de la capa en la geometria i en el tipus de perturbacions que es formen. S'han plantejat per intentar esbrinar quins són els aspectes bàsics que controlen i descriuen la transició entre la deformació de capes homogènies i sistemes de partícules aïllades. Implícitament, també hi són inclosos el factors mecànics d'interacció, tant els lligats entre partícules com entre perturbacions de plegament. Conceptualment el problema plantejat no és trivial, amb dependència dels resultats finals de la combinació dels paràmetres geomètrics T_i , D_i i R_i . És per això, que s'estudiaran de forma progressiva. Primer, analitzant de forma específica la influència de cadascun d'ells, i

posteriorment generalitzant la solució per a qualsevol combinació. Per a una major simplificació, només seran estudiades inicialment per a unes condicions cinemàtiques simples: (1) per a condicions de cisalla pura amb capa paral·lela a la direcció d'escurçament màxim i (2) per a condicions de cisalla simple amb capa paral·lela al pla de cisalla. Per a tots dos casos $\alpha = 0^\circ$. Aquestes condicions no s'han escollit de forma aleatòria, doncs representen, respectivament, els casos amb màxima participació dels efectes de *buckling* de la capa i dels efectes de rotació de partícules.

7.4.4.1 Cisalla pura. Influència de l'espessor normalitzat d'interboudin

Mitjançant el paràmetre T_i podem descriure la variació d'espessor entre les zones de boudin i interboudin, i així establir una transició geomètrica entre capa i partícula. La mecànica i cinemàtica d'aquestes dues condicions extrems són àmpliament conegudes. Es consideren ben establertes a partir de la teoria de plegament de Biot-Ramberg (1961) i la teoria de rotació de partícules rígides de Jeffery (1922). Aquesta consideració és almenys respecte als aspectes teòrics bàsics que controlen aquests fenòmens.

Com és la transició entre aquests extrems? A la Fig. 10 es mostra un exemple dels resultats obtinguts per aquesta transició. S'han representat la geometria final desenvolupada per a una sèrie de models on només varia el valor inicial del paràmetre T_i (0.1, 0.25, 0.5 i 0.85). Tots els demés paràmetres són constants ($R_i=4$, $D_i=1$, $m=100$). L'escurçament finit però no és constant i varia entre un 40% pel model $T_i=0.10$ a un 55% pel model $T_i=0.85$. A nivell qualitatiu ja es poden observar diferències substancials entre cadascun dels models.

Pel cas de $T_i=0.10$ es pot observar que l'escurçament és acomodat principalment a partir de la generació i amplificació de múltiples pertorbacions al llarg dels l'interboudins. Aquestes presenten orientacions del pla axial subparal·lel a la direcció d'extensió, però per fenòmens d'adequació i solapament de les longitud d'ones alguns plecs mostren disposicions obliqües o "asimètriques". En canvi, les parts més massisses de la capa no semblen que hagin rotat gaire respecte l'envolvent de la capa i continuen aproximadament paral·lela a aquesta. Aquest fet és coherent a l'esperable a partir de la teoria de rotació de partícules rígides (Gay, 1968; Ghosh and Ramberg, 1976) on per aquesta orientació la velocitat angular de la partícula és nul·la. Tampoc s'observa una variació substancial amb la deformació de la relació axial de les partícules ($R_i \sim 3.8$), indicant baixa deformació interna.

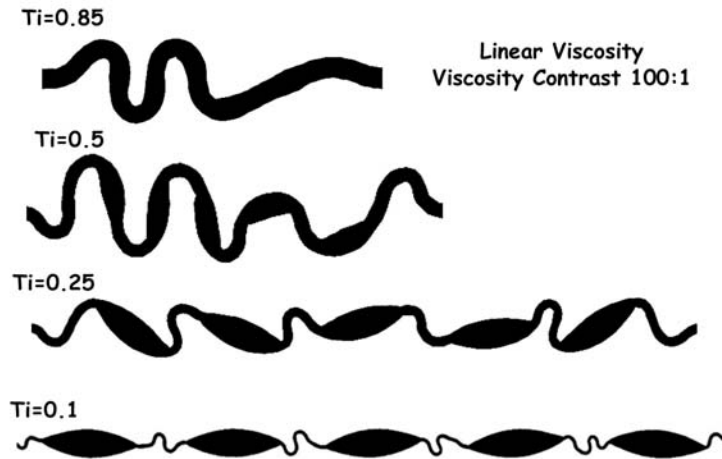


Fig. 7.10 Efecte del paràmetre Ti en la geometria final desenvolupada. Els altres paràmetres geomètrics i mecànics són iguals per a tots els models ($Ri=4$, $Di=1$, $m=100$). Observar la variació de les pertorbacions desenvolupades i el seu caràcter a nivell de geometria final. La transició origina el pas per diferents modes d'instabilitats dominants. De forma general, l'increment de Ti origina una menor influència de la configuració *pinch-and-swell* i una major rotació dels boudins respecte l'envolvent de la capa.

La geometria final mostra una distribució altament influenciada per la configuració inicial, amb una distribució de les instabilitats principalment localitzades a les zones de més fines de la capa. La mitja del número de longituds d'ona que s'observen les zones d'interboudin és d'1.5. Respecte la longitud inicial (8 unitats) i espessor (0.2 unitats) dels interboudins, això correspon a una mitja de longitud "final" d'ona de plec de 26.7. Normalment el creixement "explosiu" dels plecs ve precedit per un primer estadi d'escurçament paral·lel a la capa (aproximadament després d'un 10% d'escurçament). La mitja de longitud d'ona és llavors de 20.3 en el moment de la transició a l'estadi de *buckling*. Aquest valor és superior a l'esperable a partir de la teoria lineal, on per un contrast de viscositat de 100 la longitud d'ona dominant (L_{dd}) és 16. La presència de longitud d'ona grans és observable a nivell qualitatiu, tant per l'elevada amplitud respecte als boudins com per la irregularitat dels flancs dels plecs. Aquesta aparent divergència pot ser explicada per què en el moment de *buckling*, la longitud de l'interboudin era massa curt per ajustar-se a la teoria. En aquell moment només hi havia espai per a 1.9 plecs i s'han acomodat les pertorbacions a l'espai disponible. També pot ser per la influència de les irregularitats inicials en la localització de les pertorbacions (herència inicial o localització primària).

Pel cas següent, amb $Ti=0.25$ es pot observar que s'ha desenvolupat un sèrie de plecs que afecten tant a les regions dels boudins com a les d'interboudins. No obstant

L'ordenació complexa de les inestabilitats, sembla que hi ha una adequació a la configuració inicial. Així cap dels boudins es troba plegat i moltes zones de xarneres es troben situades pròximes als colls dels boudins. Hi ha una adaptació mútua de la disposició dels elements. Així per exemple, quan els dos boudins entre un interboudin han girat en sentit oposat, hi ha la generació d'un plec; quan han girat en el mateix sentit hi ha la generació de només mitja longitud d'ona de plec (interboudin equival a un dels flancs del plec). Però, l'adequació de les longituds amplificades ha de complex i també lligada a la interacció entre pertorbacions. No hi ha una disposició ordenada només pel fet de la presència d'una configuració del tipus *pinch-and-swell*, sinó que és més complicada. La disposició en flancs dels boudins, permet observar rotacions d'aquests fins a 40°, encara que ho poden fer per qualsevol dels dos sentits. La rotació final de les zones d'interboudin són més elevades amb possibilitat de superar els 90° i invertir-se. El número de longituds d'ona de la capa són 7. Estimar un valor per l'equivalent número d'ona o L/H és més complex per la variació de l'espessor. Si ho estimem respecte l'espessor de l'interboudin $L/H= 21.6$; mentre respecte l'espessor dels boudins $L/H= 5.9$ (avaluats en el moment de domini del procés de *buckling*). Aquest darrer valor representa un valor massa curt i segurament la relació respecte l'espessor de la zona més fina és més correcte. Les longitud d'ona sempre seran més grans que les teòriques, doncs els boudins representaran regions amb longitud d'ona llarga.

Els resultats pel següent cas amb $Ti= 0.5$, a primer cop d'ull ja es veu que són molt diferents al cas anterior. Els plecs desenvolupats afecten tant als boudins com als interboudins, però no hi ha cap relació respecte a la configuració inicial. Així les zones de xarnera no es troben associades als punt d'inflexió dels colls dels boudins i fins i tot per alguns casos la xarnera és formada per boudins parcialment plegats. Els plecs desenvolupats responen al plegament de la capa sense influència de la configuració inicial. Això equival a dir que els gradients d'esforç de membrana al llarg de la capa són insuficients per controlar mecànicament la selecció de les pertorbacions. No obstant, la distribució inicial de la capa és encara reconeixible a la geometria final dels plecs. La geometria interna dels plecs pot ser irregular amb curvatures d'arcs interns més grans que els arcs externs o xarnera molt suau. La presència de boudins plegats redueix les longitud d'ones dels plecs mentre la disposició en flancs diferents faciliten l'amplificació i desenvolupament de plecs finits molt desenvolupats. La L/H equivalent per aquests plecs és entre 18.6 i 9 segons H sigui el dels interboudins o el del boudin.

Pel cas amb $Ti= 0.85$ la geometria final desenvolupada recorda al d'una capa amb espessor inicial homogeni. Durant els estatges inicials d'engruiximent de la capa es produeix una convergència de l'espessor de la capa que esborra la configuració inicial. La distribució dels plecs mostren localització preferent en una zona de la capa, però aquesta és lligada a la selecció i competència d'instabilitats, afavorint aquelles pròximes a les dominants i avortant aquelles per excés o defecte (com la part dreta del model).

D'aquest exemple s'observa que únicament per a valors de $Ti < 0.5$ la distribució de plecs desenvolupats és efectivament controlada per la configuració geomètrica inicial de la capa i la seva mecànica és pròxima al plegament clàssic d'una capa. Per a valors de $Ti \sim 0.10$ (o menors), sembla que la mecànica de partícules rígides regeix el comportament dels boudins. Únicament per casos entre aquestes dues condicions, s'observa el desenvolupament d'estructures on els boudins són dinàmicament actius i capaços d'acomodar rotacions elevades per escurçaments moderats.

7.4.4.2 *Cisalla pura. Influència de la longitud normalitzada d'interboudin (Di)*

De la teoria de plegament de Biot-Ramberg, la velocitat d'amplificació de qualsevol pertorbació és geomètricament dependent de la seva longitud i de l'espessor de la capa. Canvis en aquest darrer paràmetre són esgrimits per explicar les variacions de longituds d'ones dels plecs que s'observen al camp (Hudleston and Lan, 1993). Però, els efectes dependents de la variable longitudinal són, en general, més difícils d'apreciar a partir de les observacions de camp. No obstant la idealització de dels plecs com a un medi periòdic, la realitat és sovint més complexa. El més usual és observar irregularitats tant en l'ordenació com en les formes (Abbasi and Mancktelow, 1990; Zhang et al., 1996). Normalment aquestes són atribuïbles als processos d'interacció entre pertorbacions per la presència d'irregularitats inicials al llarg de la capa que "trenquen" la possibilitat de selecció "ideal" prevista per la teoria lineal. Les longituds de plecs que observem són el producte d'aquest procés, on s'han potenciat o avortat aquelles pertorbacions segons la facilitat d'aquestes en acomodar la deformació.

Però, com afecta la variació de longitud dels presents models en la selecció de les pertorbacions? Mitjançant el paràmetre Di definim la relació entre les longituds dels

interboudins i dels boudins, o el que és el mateix, descrivim la distància que separen als boudins del model.

Una comparació dels efectes del paràmetre Di sobre la geometria final és mostrada a la Fig. 11. La variació d'aquest paràmetre s'ha obtingut a partir de la modificació de la longitud dels l'interboudins ($Di = 0.1, 0.25, 0.5$ i 0.85), romanent constants tots les demás raons geomètriques i mecàniques ($Ri=8, Ti=0.50, m=100$). S'ha afegit una petita asimetria longitudinal al llarg de la capa de $\phi = \pi/24$. La seva raó és per forçar la solució dels models. D'aquesta forma, els resultats a esperar haurien de ser semblants als observats a la Fig. 7, amb el desenvolupament d'un tren de perturbacions ordenat on els boudins giren en un mateix sentit i es desenvolupa una geometria consistent asimètrica. Les diferents configuracions ens permetran observar quina és la capacitat d'adequació de la geometria inicial a la solució esperada i estimar per a quins factors, o en quins moments, s'origina un trencament dels resultats respecte a aquesta solució. A partir dels resultats obtinguts, a nivell qualitatiu ja es pot observar que per a condicions extremes de Di la solució és inconsistent amb l'inferida.

Pel cas de $Di=0.125$, l'arranjament de plecs resultants és irregular. En una part del model (dreta), s'observa la solució coherent amb el desenvolupament de plecs amb mitges longituds d'ones associades als boudins i als interboudins. En canvi a l'altre

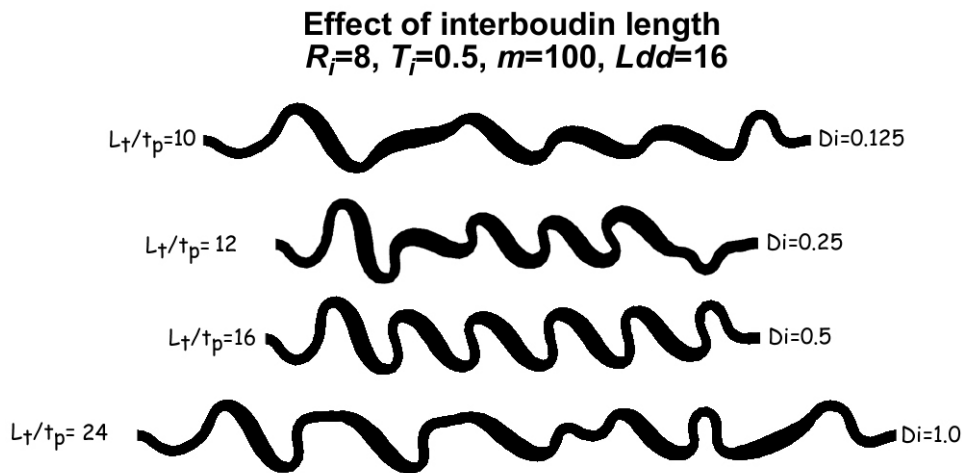


Fig. 7.11 Efecte del paràmetre Di en la geometria final desenvolupada. Els altres paràmetres geomètrics i mecànics són iguals per a tots els models ($Ri=8, Ti=0.5$). Per a un contrast de viscositat de 100, la longitud d'ona dominant és 16. La longitud d'ona/ H mitja és indicada al costat esquerra de cadascuna de les capes. Observar que el desenvolupament més ordenat és produeix quan coincideix amb la longitud d'ona dominant. Per a situacions massa curtes és dona lloc al desenvolupament irregular dels boudins mentre situacions massa llargues l'interboudin presenta múltiples inestabilitats, una única longitud d'ona o plecs amb doble xarneres.

extrem de la capa s'ha desenvolupat un tren de plecs de gran amplitud. Els boudins es troben en flancs oposats amb el desenvolupament de les xarneres a les zones de transició boudin-interboudin. La distribució de la curvatura en els colls dels boudins és semblant per a tots els casos, amb disposició de l'arc extern de la interfase superior a la part esquerra mentre l'arc intern és situa a la dreta. Això és coherent amb l'asimetria inicial, indicant que almenys per a deformacions baixes es va iniciar l'amplificació de les pertorbacions *pinch-and-swell* inicials. El desenvolupament de la disposició irregular seria el reflex de problemes d'acomodació de la deformació a partir de les pertorbacions inicials. Això és en part evident, si tenim en compte que els interboudins representen una $L/H=2$, molt petita si la comparem respecte a la longitud d'ona dominant $L_{dd}=16$ d'un medi viscos amb $m=100$. S'han d'haver produït processos de migració de la xarnera per incrementar la relació L/H , encara que deuen ser limitats per la geometria finita i la variació de l'espessor al llarg de la capa. En algun moment es produeix la selecció d'una pertorbació amb longitud d'ona major, més eficient i de menor cost d'esforços (o energia) que les pertorbacions inicials. Però, aquesta darrera pertorbació és independent de la configuració inicial de la capa.

Pel cas amb $Di=0.25$, s'observa una millor ordenació dels plecs. La distribució és parcialment regular però, es poden observar anomalies lligades a diferències d'amplificació o de l'orientació de l'envolvent de les pertorbacions. Així, a la part esquerra de la capa es pot veure un exemple amb el desenvolupament de pertorbacions desigualment amplificades. Lateralment es produeixen el màxim i mínim d'amplitud dels plecs del model. Segurament són lligades a problemes d'espai insuficient per a un correcte longitud d'ona de les pertorbacions.

L'increment progressiu de Di ens permet observar la generació de la solució esperable per a la condició de $Di=0.5$, amb el desenvolupament ordenat i asimètric de les pertorbacions.

Finalment, pel cas de $Di=1.0$ de nou s'observa una distribució irregular dels plecs del model, fins i tot dels propis plecs. Les envolvents d'aquests romanen paral·leles a la de la capa, però no tots els boudins giren en el mateix sentit. La forma d'acomodar la deformació als interboudins també és molt desigual. S'observen exemples on s'ha desenvolupat tota una única longitud d'ona de plec, o on s'han desenvolupat múltiples inestabilitats amb rotació de la seva envolvent o on s'han desenvolupat geometries mixtes entre flanc i xarnera plana que condiciona una forma final en caixa de tot el plec.

Aquests resultats posen en evidència la importància del paràmetre Di en la selecció de les inestabilitats amplificades. Però, què condiciona el trencament amb la solució inferida a l'inici? El que s'observa és una influència entre l'espai disponible i el tipus de pertorbacions que és desenvolupa. Es produeix una competència entre les inestabilitat per adquirir espai (o longitud) de capa i ser utilitzat pel seu propi desenvolupament. Segurament aquest procés de selecció ha de ser més important per taxes de deformació baixes, i condicionada pel pas d'inestabilitats amb geometries infinitesimals a finites.

Si partim de la base que la longitud d'ona de plec ideal és el sumant de longituds d'un interboudin i un boudin, podem estimar els valors L/H que implica la configuració inicial dels models (Taula 3). Aquests valors s'han comparat respecte el valor de la Ldd teòrica. Es pot comprovar que per a valors de Di baixos, aquesta relació és molt baixa, implicant longitud d'ones inicials massa curtes. Per a valors de Di alts, la relació d'aquesta relació és alta ($\gg 1$), implicant longitud inicials més llargues que la dominant. Justament quan la relació L/H coincideix amb la Ldd (cas $Di=0.5$) és quan es produeix el desenvolupament correcte de la solució inferida.

Com la geometria dels boudins és constant, el paràmetre principal que condiciona aquests resultats és la longitud de l'interboudin. Si aquest és adequat a la solució dominant o mínim esforç es desenvoluparà aquesta. Però si és massa curt, el sistema tendirà a buscar una solució més estable a partir del desenvolupament d'inestabilitats independents a la configuració inicial. En canvi si és suficientment llarg pel desenvolupament d'inestabilitats circumscrites només dins l'interboudin, es

Di	L bd.	L/H bd.	L inter.	L/H inter,	$(\Sigma L/H)/Ldd$	
0.125	16	8	2	2	0.625	Interboudin too short
0.25	16	8	4	4	0.750	Transition Short/Perfect
0.50	16	8	8	8	1.000	Perfect half wavelength
1.00	16	8	16	16	1.500	Transition Perfect/Large
2.00	16	8	32	32	2.500	Large interboudin

Taula 7.3. Sumari de les longituds d'ona de la part de l'interboudin i del boudin dels models de la figura 7.11. Per un contrast de viscositat de 100, la longitud d'ona dominant Ldd és 16. El factor més influent és la L/H de l'interboudin, la qual determina el tipus de localització que es produirà. Per valors de longitud d'ona molt inferiors a la dominant, la geometria és massa curta per a una adequada selecció d'un tren de plects amb aspecte similar. Es tendeix a localitzar la xarnera a l'interboudin i a partir de la geometria inicial i tendeix a localitzar el boudin

desenvoluparan aquestes amb independència de les regions dels boudins. En general, hi ha més capacitat per amplificar una nova inestabilitat que l'amplificació de la pertorbació asimètrica inicial. Situacions intermèdies tendiran a generar solucions amb trams similars a les tres situacions. Aquests resultats, a priori no s'han de generalitzar a qualsevol situació, doncs representa un exemple molt puntual. Però, indica que per unes condicions concretes com les dels models, l'interboudin és qui exerceix la màxima influència i no ho és la part de boudin o partícula. Això darrer seria l'esperable a partir d'un tractament de partícula rígida. També, s'haurà de veure el possible efecte de la variació del contrast de viscositat en la selecció de pertorbacions, doncs origina variacions de la longitud d'ona dominant.

7.4.4.3 *Cisalla pura. Generalització dels paràmetres T_i i D_i respecte R_i*

Fins ara els resultats descrits mostraven els efectes d'aquests paràmetres de forma aïlla i per a exemples puntuals de la relació axial de les partícules. La Fig. 12 mostra els resultats de generalitzar el paràmetre T_i (0.0, 0.1, 0.25, 0.5 i 0.85) per a diferents relacions axials de boudins R_i (1, 2, 4 i 8). La geometria resultant dels models és molt variable, amb un espectre de solucions entre els dos extrems de configuració: capa homogènia i partícules aïllades. La variació de geometria no és únicament dependent de T_i sinó també ho és de R_i . Així, per a una relació axial constant, el tipus de solució canvia al variar T_i , però també varia respecte R_i quan T_i és constant.

De forma general, per aquelles situacions amb T_i baixos ($T_i = 0.10$) la deformació es manifesta per la localització i ampliació d'inestabilitats de plegaments al llarg dels interboudins. Les partícules romanen com a cossos més resistents i sense presentar substancials rotacions respecte l'envolvent de la capa. No es produeix la selecció dels boudins per a formar plecs d'elevada longitud d'ona que afectin tota la capa. Sinó que es troben localitzats a les regions més fines dels interboudins. Per a situacions amb R_i pròximes a circulars, el reduït valor de la L/H de l'interboudin origina una tendència a acumular gran part de la deformació per engruïment de la capa. Segurament és viable alguna transició de solucions cap a geometries on es desenvolupen plecs que incorporen els boudins.

Això és confirmat pels models amb $T_i = 0.25$, on per elevades relacions axials dels boudins, l'estructura desenvolupada és semblant als casos anteriors. Però el decreixement de la R_i origina solucions amb desenvolupament de plecs afectant a tota la

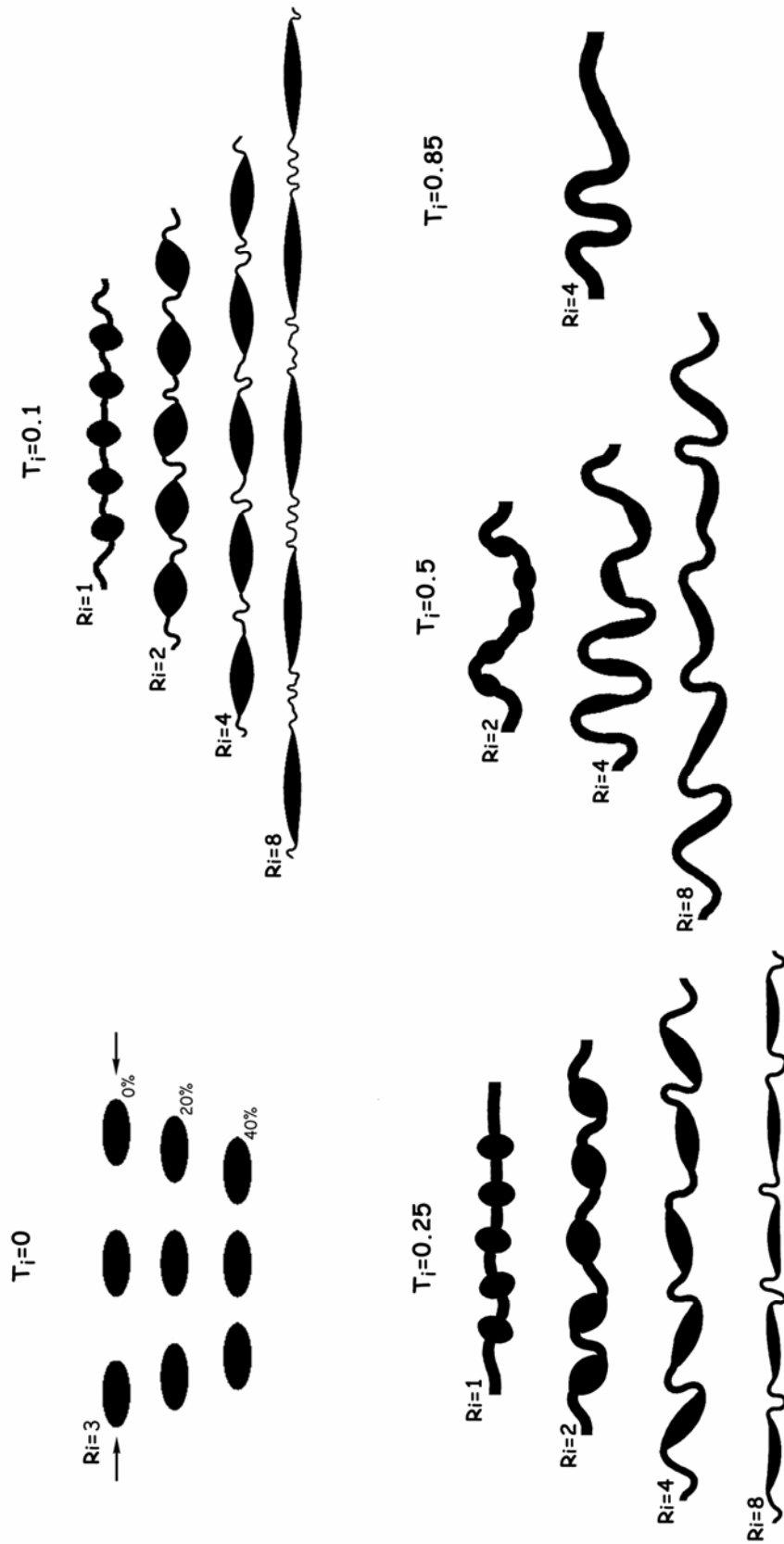


Fig. 7.12 Influència dels paràmetres T_i i R_i en la geometria final dels plecs desenvolupats. Observar la variació de solucions amb l'increment de T_i que origina el pas gradual entre capes plegades i sistemes de partícules aïllades. Per a tots els casos $D_i=1$ i la capa és lineal viscosa amb $m=100$. Veure text per més detalls.

capa i reflectint l'ordenació de la configuració inicial. Per a $Ri=1$ de nou la deformació és acomodada per engruiximent homogeni.

La transició de solucions per a un valor constant de Ti és visible pel cas de $Ti = 0.50$. Els models amb relacions axials més grans ara presenten arranjaments depenent de la configuració inicial, mentre la disminució de la Ri origina solucions on els plecs són independents de la configuració inicial. Segurament per a valors més grans de Ri trobaríem casos amb desenvolupament de plecs concentrats preferencialment a l'interboudin. Per a valors de Ti pròxims al de la capa homogènia, la solució és independent de la configuració inicial i en general, aquesta no és reconeixible a partir de la geometria final.

Gràcies a aquests resultats, sembla que les transicions de geometries descrites a partir de la Fig. 10 es donen per a situacions generals. No obstant, els límits de les transicions no són únicament dependents de l'espessor normalitzat interboudin sinó també de les relacions axials dels boudins.

La comparació de models amb relacions Ti i Di variables (Fig. 13), confirmen els resultats anteriorment observats, amb la presència de diferents modes de localització de l'estructura. L'augment de Di afavoreix la localització de la deformació als interboudins amb el desenvolupament de plecs d'amplitud i longitud d'ona gran. Molt cops, no es produeix localització d'instabilitats múltiples sinó el desenvolupament d'una única perturbació amb longitud d'arc equivalent a tota la longitud de l'interboudin. Aquests darrers models s'han realitzat sense cap asimetria longitudinal de capa, i és per això que mostren diferències si els comparem amb els resultats de la Fig. 11. Per a tots dos casos els efectes de Di són similars, però la complexitat de la geometria resultant incrementa proporcionalment a l'increment dels graus de llibertat dels models numèrics representats a la Fig. 13.

Finalment, la disposició i orientació dels boudins per a cisalla pura és molt variable i sembla que és depenent del tipus de localització de les instabilitats i de les relacions geomètriques de la capa. Per a condicions de Ti baixes, sembla que el comportament dels boudins és pròxim als previstos a partir de la teoria de partícula rígides. Per les altres condicions, on els processos de *buckling* són dominants, la tònica és a l'alta variabilitat de geometries amb possibilitat d'elevades rotacions o de molt baixes atenent la disposició dels boudins en els plecs desenvolupats.

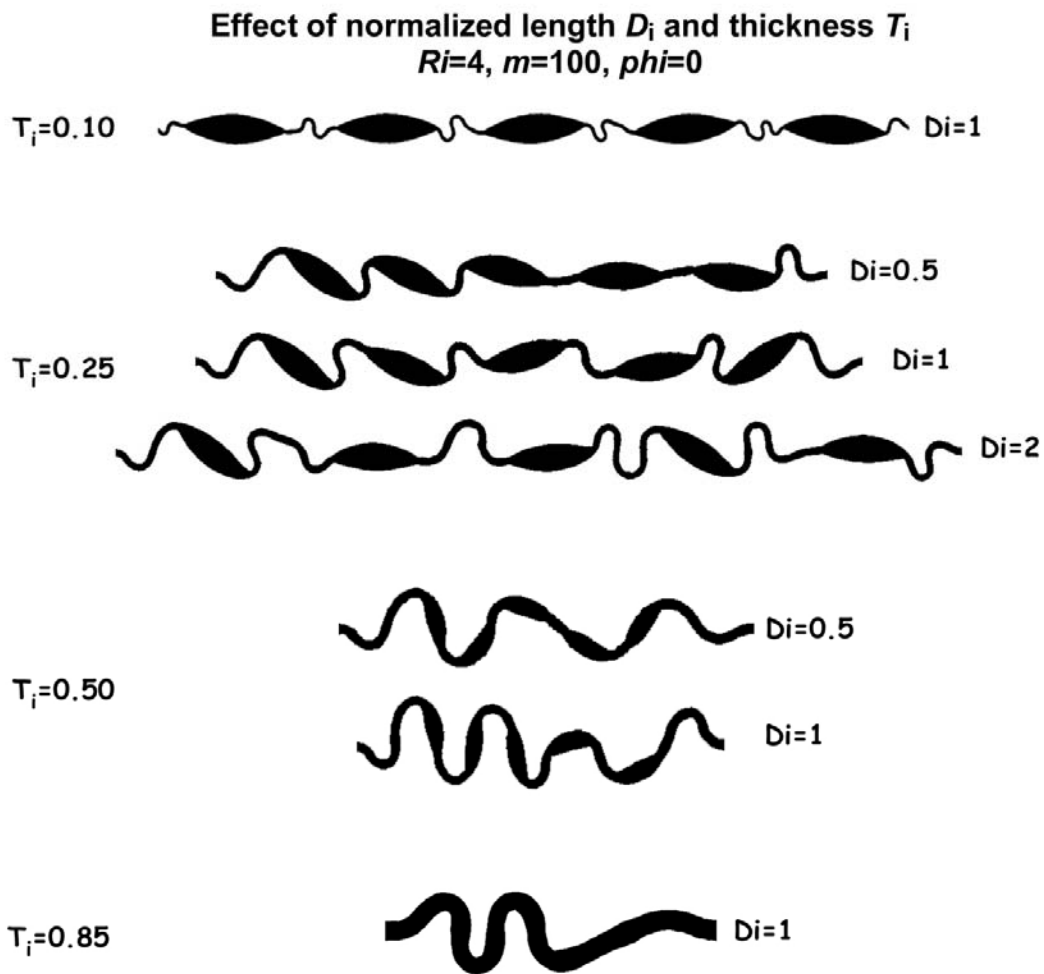


Fig. 7.13 Influència de la combinació dels paràmetres T_i i D_i en la geometria final dels plects. Mentre T_i condiciona el nivell d'escala de les pertorbacions (com a nivell de tota la capa o influïda amb la geometria inicial), el paràmetre D_i condiciona el tipus d'instabilitats de l'interboudin i la disposició local dels boudins.

7.4.4.4 Cisalla simple. Influència de l'espessor de l'interboudin (T_i)

Per a condicions de cisalla simple, la cinemàtica de qualsevol element planar paral·lel al pla de cisalla és especial, doncs representa una orientació de velocitat de deformació angular i longitudinal nul·la. Qualsevol capa disposada paral·lela a aquesta direcció no sofreix cap escurçament paral·lel, i per tant no és possible l'amplificació de cap pertorbació pel mecanisme de *buckling*. L'esperable per aquesta situació es a una dinàmica de generació i creixement d'instabilitats controlada únicament per la mecànica de rotació de partícules.

Per aquesta orientació, la velocitat angular ($\dot{\omega}$) d'una partícula rígida, amb secció el·líptica i eix màxim paral·lel al pla de cisalla, pot ser expressada per l'equació,

$$\dot{\omega} = \frac{\dot{\gamma}}{R_i^2 + 1} \quad (7.10)$$

on $\dot{\gamma}$ és la velocitat de deformació angular. Per a $Ri=1$, la velocitat és màxima i el seu valor és $\dot{\gamma}/2$. L'increment de la relació axial origina una caiguda ràpida de la velocitat angular. Però, per a qualsevol cas de Ri finita, aquesta no és mai nul·la (veure capítol 2.3); però, la dependència inversa del quadrat de la relació axial origina que per a $Ri > 10$ la velocitat angular sigui a nivell efectiu quasi nul·la (50 cops menor a la d'una partícula equidimensional). Per tant, la disposició paral·lela al pla de cisalla representa una orientació crítica tant per la seva cinemàtica com per la diferència de comportaments atenent els valor de Ri . Això darrer també és important, doncs el que observem a partir dels models és la variació d'orientació dels boudins respecte l'envolvent de la capa (amb velocitat angular nul·la).

La màxima diferència, i per tant la condició més favorable per observar els efectes d'una configuració *pinch-and-swell* és per a boudins amb $Ri=1$. La geometria resultant de deformar una capa amb aquesta configuració és mostrada a la Fig. 14, després d'una deformació angular $\gamma=1.80$. La viscositat al llarg de la capa és constant, amb un valor del contrast de viscositat $m=100$. La influència del paràmetre Ti pot ser comparada a partir de la desviació de l'envolvent central de la capa. Inicialment aquesta tenia una disposició recta. Pel cas $Ti=0.0$, l'envolvent s'ha traçat considerant l'evolució d'un element planar inicialment paral·lel al pla de cisalla i que tallava simètricament a les partícules. L'increment de l'espessor de la capa origina un decreixement de la rotació final tant dels boudins com dels interboudins. La variació de l'orientació φ d'aquests elements amb el progrés de la cisalla són mostrades a la Fig 15. L'angle φ s'ha mesurat respecte al pla de cisalla. Com a referència de l'orientació de l'interboudin s'ha mesurat l'angle màxim de flexió de l'envolvent. A partir de la Fig. 15a es pot observar que la variació d'orientació dels boudin és lineal (és a dir, la velocitat angular és aproximadament constant) i que l'increment de Ti origina una ràpida caiguda de la variació d'orientació. Per a condicions de capa amb $Ti \geq 0.25$, la capacitat de rotació dels boudins a nivell efectiu és baix. Són necessàries deformacions molt altes per originar rotacions finites moderades (per a $\varphi=10^\circ$ és necessària una $\gamma \sim 6$). Únicament

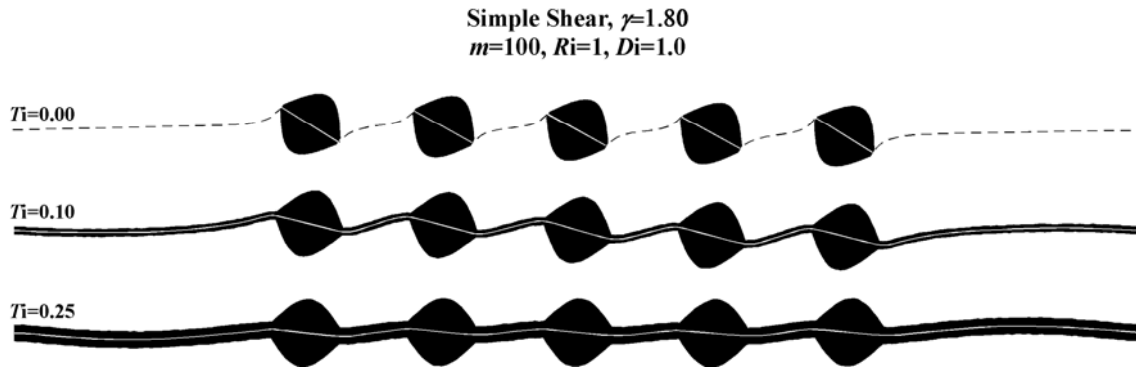


Fig. 7.14 Influència de l'espessor normalitzat Ti en la geometria final dels plecs per a condicions de cisalla simple. Per a tots els casos $Ri=1$. L'increment de Ti origina una caiguda dràstica de la rotació final dels boudins. La geometria final desenvolupada és per a tots els casos asimètrica.

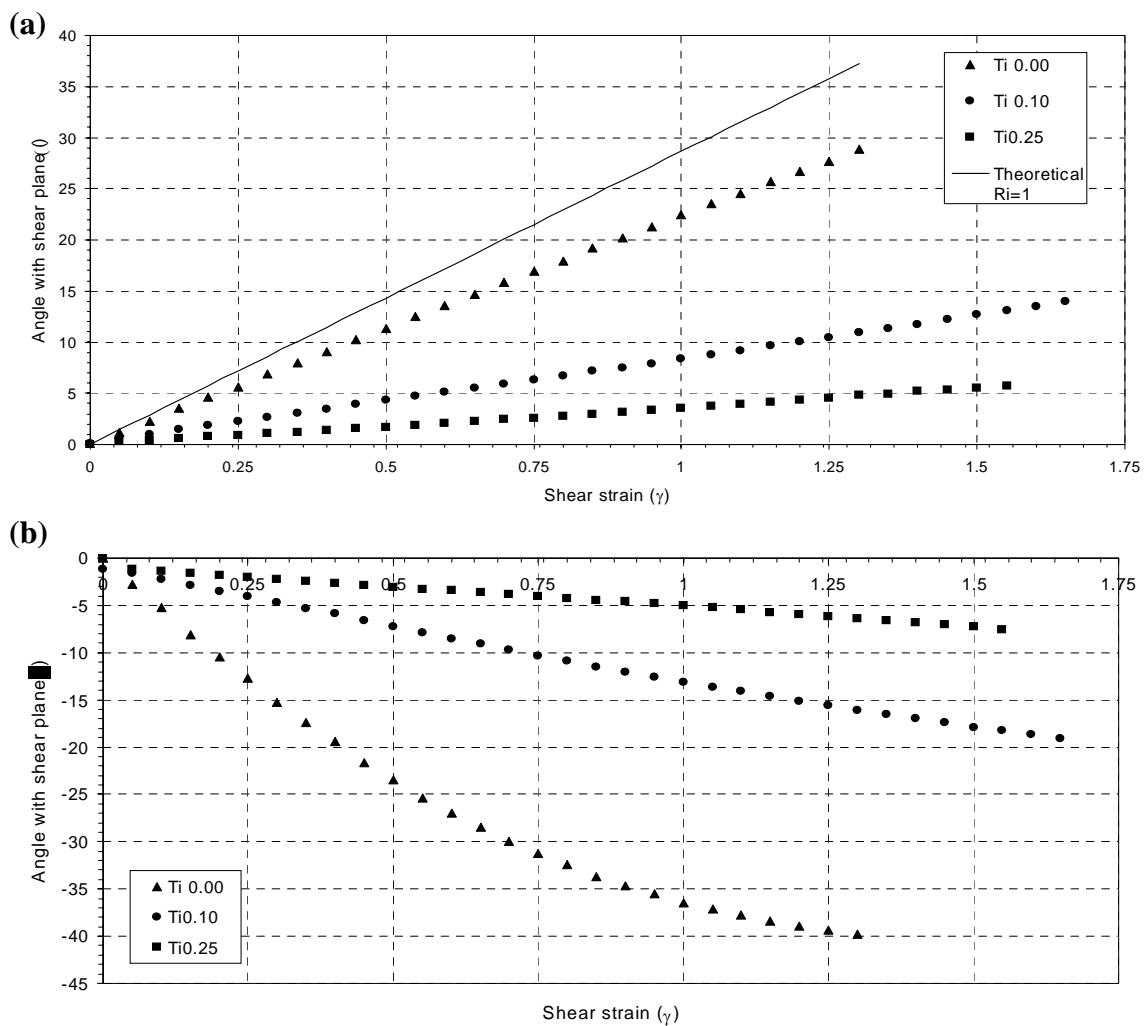


Fig. 7.15 Variació orientació (a) boudin i (b) interboudin amb el progrés de la deformació angular. La variació aproximadament és lineal. Però molt menor si comparem amb la teoria de rotació partícules rígides. Observar que en tot moment la rotació finita de l'interboudin és sempre major a la del boudin. Per a configuracions amb $Ti > 0.10$, la capacitat de rotació dels elements és molt petita. Signes de ϕ positiu indiquen rotacions dextrals.

per a situacions pròximes o inferiors a $Ti=0.10$, almenys a partir d'aquests models numèrics, la rotació elevada dels boudins sigui plausible. No obstant, fins i tot pel model de partícules aïllades, la velocitat de rotació és inferior a la teòrica. Segurament són efectes de la proximitat de les partícules i de les condicions finites de contorn, doncs la teoria assumeix un medi de longitud infinita amb un única partícula aïllada. Efectes semblants en la rotació de partícules rígids han estat observades a partir de models analògics en condicions de cisalla simple (Ildefonse et al., 1992).

La rotació dels interboudin és en general major, presentant un sentit de rotació antitètic. La rotació màxima d'aquests element es produeix a la part central del model, on es localitza la deformació. A la part dels marges de la capa (part planar fins al contacte amb les cares externes del model), la deformació és localitza molt a prop de la partícula, mentre cap als extrems continua quasi planar. Observar la diferencia de geometria i mida entre el plec d'arrossegament del model $Ti=0.0$ i $Ti=0.10$. Mentre pel primer cas, el plec és molt restringit al voltant de la partícula amb una elevada obliquïtat amb l'eix de la partícula i una elevada curvatura de la xarnera, pel segon cas la longitud de flexió és molt més gran i suau, amb una curvatura de plec suau. El desenvolupament d'aquest darrer plec o flexió és clau per entendre la capacitat de rotació dels boudins en aquestes situacions. La impossibilitat de retreballament de les propietats de la capa (com per exemple per processos d'afebliment amb la deformació finita, etc.) i la seva resistència, origina que els esforços de tracció de la matriu transmesos sobre el boudin siguin massa petits per deformar per extensió aquesta regió de la capa i facilitar la rotació com a cos rígid dels boudins.

La generalització per a altres relacions axials dels boudins (Fig. 16, per $Ri=2, 4$ i 8) confirmen les observacions fetes pel cas anterior. La caiguda de velocitat angular és molt gran, i per a situacions com les estudiades de capa irregular, per a relacions axials més grans de 2 la capacitat de rotació dels boudins és quasi nul·la i, a més, restringida per a condicions de $Ti<0.10$.

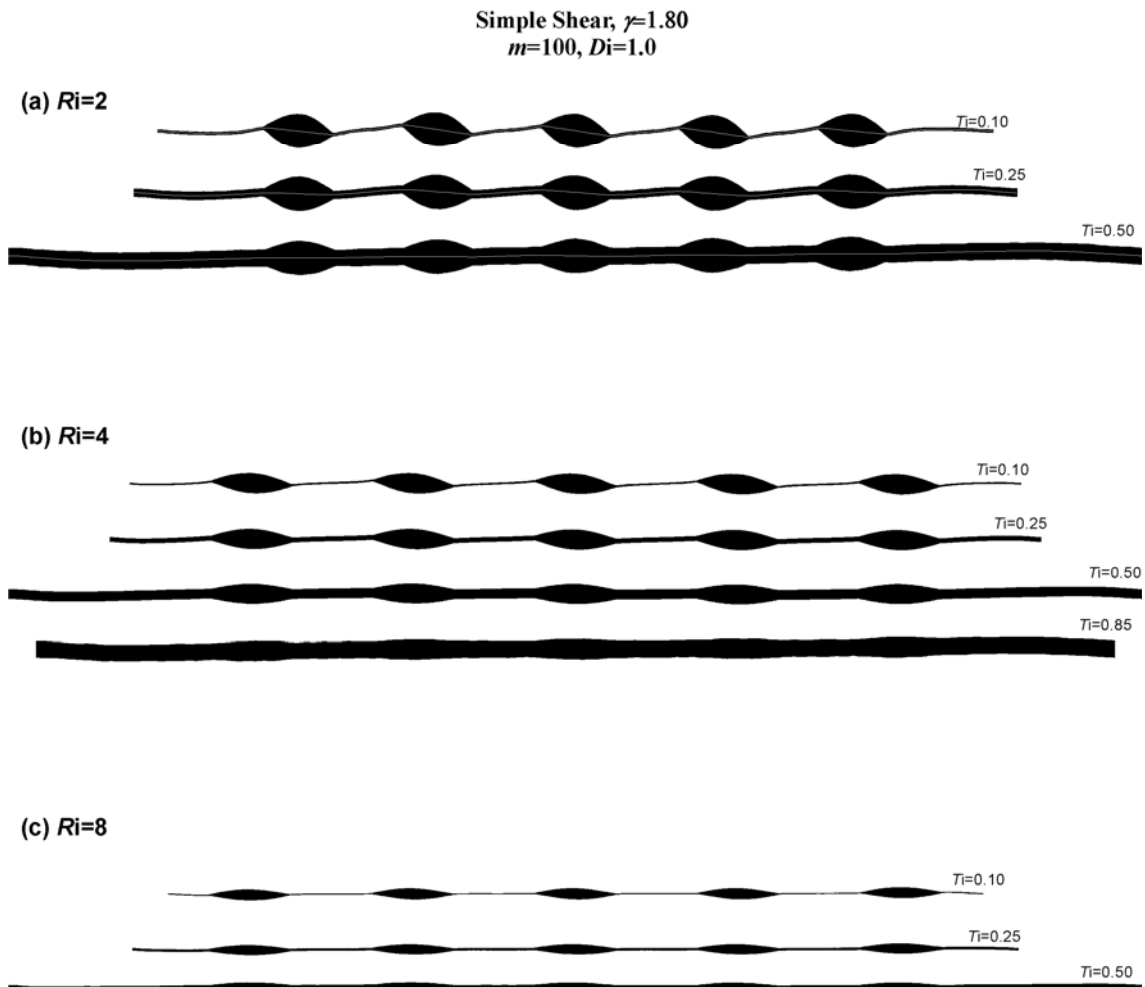


Fig. 7.16 Influència dels paràmetres Ti i Ri per a condicions de cisalla simple. L'increment de tots bloqueja els processos de rotació dels elements inicials de la capa. Per a $Ti > 0.10$ i $Ri > 2$ la velocitat de rotació és quasi nul·la. Com paral·lela al pla de cisalla l'escurçament és zero, no hi ha components de *buckling* per plegament. A priori la transició entre domini de la dinàmica de partícules i de plegament de la capa s'ha de produir per a valors de $Ti < 0.25$. Indica un domini del mode de plegament en la transició de geometries *pinch-and-swell*.

7.4.4.5 Cisalla simple. Influència de la longitud d'interboudin (Di)

Com prèviament s'ha dit, el paràmetre Di ens permet d'expressar la proximitat entre els boudins que conformen la configuració inicial. L'increment del valor del paràmetre Di origina configuracions amb interboudins llargs, on la interacció entre els boudins es preveuen baixes; en canvi, per a situacions amb $Di \rightarrow 0$, es preveuen un increment de les interaccions i una divergència dels resultats respecte a la solució teòrica. Una expressió teòrica o analítica dels canvis que produeix aquesta variació no es coneguda. A partir dels resultats dels models numèrics de Biermeier et. al (2001), s'observa una disminució de la velocitat angular de fins la meitat de la teòrica per a situacions amb $Di \sim 0.11$. A partir de treball experimentals, s'estima que el volum d'influència al voltant d'una

partícula rígida i esfèrica és proporcional al cub del seu diàmetre (Burgers, 1938; Ildefonse et al., 1992).

Els efectes del paràmetre Di per a boudins connectats al llarg d'una capa són descrits a partir de models amb configuració inicial de capa amb $Ti=0.10$ i $Ri=1.0$. Els valors d'aquests dos paràmetres s'han escollit a partir dels resultats observats en els models anteriors, on només per a aquestes condicions s'observava la possibilitat de desenvolupament d'inestabilitats lligades a la dinàmica de rotació dels boudins. Els resultats són mostrats a la Fig. 17 per a una sèrie de models amb valors de $Di=0.25, 0.5, 1.0$ i 4.0 i per a una deformació angular de $\gamma=1.80$. A nivell qualitatiu, dos aspectes són ben visibles: la reducció de la rotació dels boudins i l'increment de rotació de l'envolvent de la capa amb el decreixement de la longitud dels interboudins.

Pel model amb $Di=4.0$, l'efecte de rotació del boudin no origina una flexió de tot l'interboudin (no és genera una pertorbació continua amb longitud d'ona igual a la longitud de l'interboudin), sinó que la part central de l'interboudin mostra la mateixa disposició que al inici i continua essent paral·lela al pla de cisalla. Per tant, sembla que les possibles inestabilitats del flux associades als boudins i desenvolupades tant a la matriu com a la capa es troben el suficientment allunyades per no interaccionar de forma efectiva. El flux transversal de cisalla simple és acomodat mitjançant la rotació localitzada al voltant dels boudins sense originar una inestabilització de tot el conjunt de la capa. En canvi per a situacions amb Di menors, els efectes de rotació afecten tot l'interboudin i és desenvolupa una flexió que pot ser equivalent al flanc d'un plec, almenys per forma (veure el cas $Di=1.0$).

Per a tot els casos, la geometria final desenvolupada és ordenada tant amb el sentit de rotació, com en els angles de rotació tant dels boudins com dels interboudins. Aquesta observació és corroborada mitjançant l'anàlisi de la variació de l'angle d'orientació dels diferents elements (Fig. 18). Aquests s'han mesurat respecte l'envolvent de la capa. L'orientació de l'envolvent s'ha mesurat respecte al pla de cisalla. Aproximadament la variació d'orientació dels boudins és lineal amb l'increment de la deformació (Fig. 18a). Per tant, de nou les velocitats de rotació $\dot{\omega}$ poden ser considerades constants. La reducció de Di origina una caiguda forta de les velocitats de rotació dels boudins. Mentre pel cas de $Di=1.0$, la velocitat de rotació és $\dot{\omega} \sim 0.15 \dot{\gamma}$ (on $\dot{\gamma}$ és la velocitat de deformació angular), pel cas $Di=0.25$ el valor de la velocitat de rotació dels boudins és



Fig. 7.17 Efecte de la longitud d'interboudin per a condicions de cisalla simple. La reducció origina un increment de la interacció entre partícules. La tendència és a disminuir la velocitat de rotació individual de cadascuna de les partícules i a rotar solidàriament com un conjunt. L'asimetria desenvolupada és asimètrica amb sentit de rotació de les partícules com de l'envolvent sintèticament al sentit de cisalla de la condició de contorn.

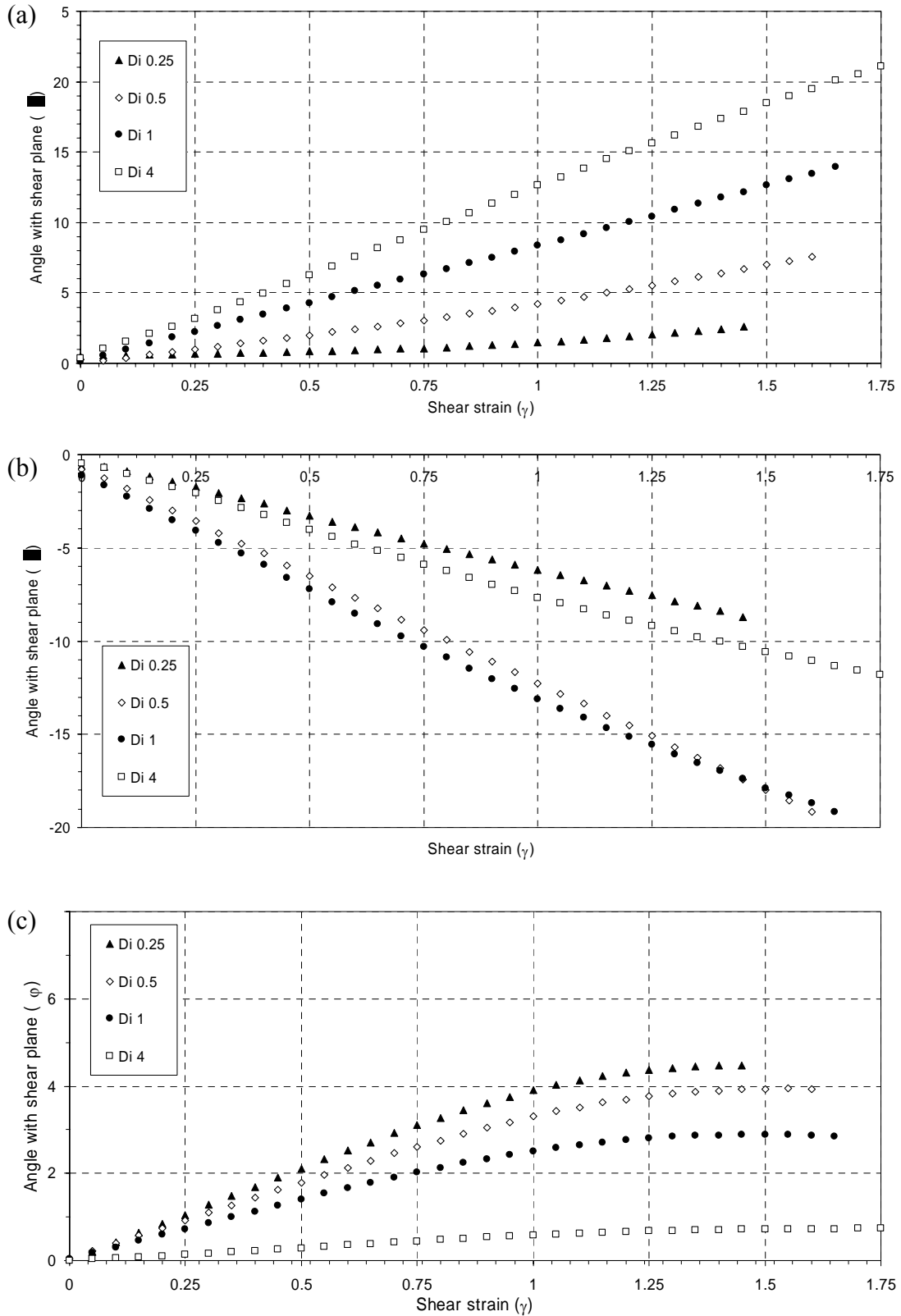


Fig. 7.18 (a) Variació orientació ϕ dels boudins, mesurat respecte l'envolvent de la capa, amb el progrés de la deformació angular. (b) Orientació del punt d'inflexió dels interboudins, mesurat respecte l'envolvent de la capa, respecte la deformació angular. (c) Variació de l'angle d'obliquïtat de l'envolvent de la capa amb el pla de cisalla. Les dades són obtingudes a partir dels models de la Fig. 7.17.

10 vegades menor ($\dot{\omega} \sim 0.03 \dot{\gamma}$). El màxim observat és per a $Di=4.0$ amb $\dot{\omega} \sim 0.22 \dot{\gamma}$, que és molt menor a l'esperable a partir de la teoria de partícules aïllades ($\dot{\omega} = 0.5 \dot{\gamma}$).

La variació de rotació de l'interboudin també és força simple i constant amb el progrés de la deformació (Fig. 18b), però la dependència amb el paràmetre Di és més complexa que l'anteriorment descrita. A partir de les dades s'intueix una relació no lineal amb un màxim situat entre $Di \sim 1.0-2.0$. Segurament aquesta variació és lligada al canvi del tipus de localització de la deformació als interboudins. Així per $Di \gg 2.0$ es desenvolupen inestabilitats aïllades que no arriben a interaccionar, mentre per a situacions amb $Di \sim 2.0-0.5$ es produeix el solapament de les inestabilitats amb la possibilitat de creixement de l'interboudin com a flanc; Per a $Di \ll 0.5$ hi ha la tendència a generar una inestabilitat central que engloba a tots els boudins i on la possibilitat de comportament aïllat és limitat.

Aquestes darreres consideracions són ben visibles a partir de la Fig. 19. S'ha representat la distribució en forma de gràfic de contorn de la velocitat de deformació normalitzada respecte a la de contorn del model. Per a una situació on els boudins es troben el suficientment allunyats (Fig. 19c), la pertorbació que afecta del camp de flux de la matriu es troben aïllades i es produeix una baixa interacció entre elles. Es pot observar una concentració anòmala per defecte de la velocitat de deformació instantània com a conseqüència de l'efecte més resistent dels boudins. Aquestes zones presenten formes ovalades, amb una disposició simètrica respecte als boudins. La seva orientació es troba associada a les direccions de flux de contorn de no deformació instantània (per cisalla simple paral·lela i normal al pla de cisalla). Pel cas de la situada paral·lelament a la capa recorda les forma d'una *separatrix* del tipus *eye-shaped* (ten Brink and Passchier, 1995). La reducció del paràmetre Di , origina diferències en la distribució i amplitud d'aquestes pertorbacions. Mentre les associades als extrems dels boudins conserven la seva geometria, les associades a la part central disminueixen de mida. Es produeix un efecte d'apantallament de la deformació. També es desenvolupa un solapament dels camps de pertorbació, que pel cas extrem origina una banda continua de baixa deformació. Aquesta banda afecta tant als boudins com a la matriu i presenta un espessor $\sim 2/3$ del radi dels boudins.

Geomètricament aquestes distribucions de deformació es troben associades amb les variacions geomètriques dels elements de la capa que prèviament havíem descrit. La tendència de rotació de l'envolvent de la capa, s'incrementa amb la disminució de Di

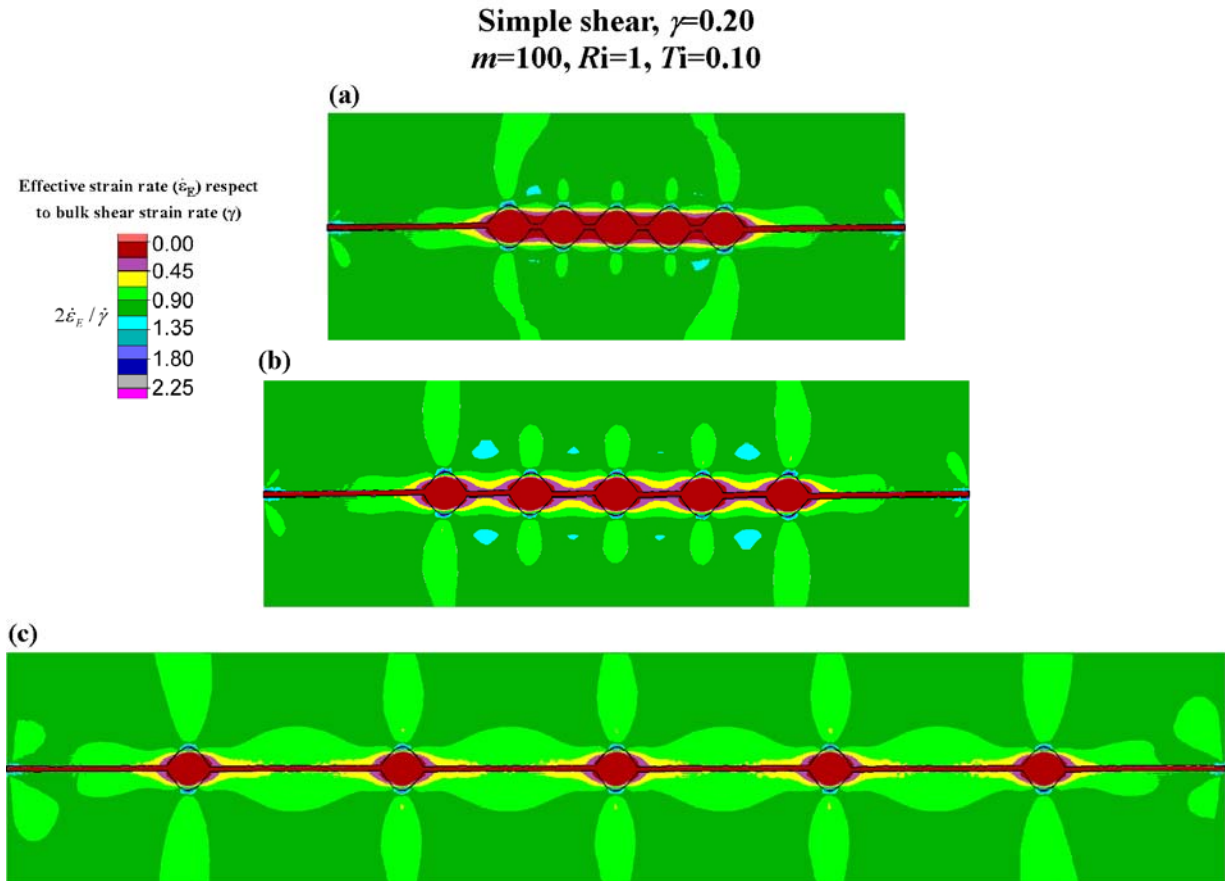


Fig. 7.19 Distribució de la velocitat efectiva de deformació ($\dot{\epsilon}_E$) pels models de la Fig. 17. El seu valor s'ha normalitzat respecte a la velocitat de deformació de la condició de contorn. La reducció de la distància entre boudins incrementa la seva interacció. Observar la disminució de les pertorbacions associades de forma individual als boudins i la tendència cap un comportament global i conjunt de la capa. L'orientació de les zones de mínima deformació coincideixen amb les línies de no deformació.

(Fig. 18c), com a resultat de l'efecte d'increment de resistència del conjunt de la capa. Amb la rotació de l'envolvent, el conjunt de boudins surten de l'orientació inicial sense escurçament paral·lel a la capa cap a una disposició més general. La presència d'escurçament paral·lel, encara que sigui de baixa velocitat de deformació, afavoreix l'amplificació de les pertorbacions per *buckling*. Això permet explicar la major rotació dels interboudins respecte els boudins i el desenvolupament d'una geometria que recorda les dels flancs dels plecs.

Per a condicions de cisalla simple i orientació inicial de la capa paral·lela al pla de cisalla, l'efecte dels paràmetres Ti i Di en la velocitat de rotació dels boudins aproximadament es pot expressar com,

$$\dot{\omega} \sim \frac{\dot{\gamma}}{R_i^2 + 1} e^{(-8Ti)} (1 - e^{(-Di/4Ti)}) \quad (7.11)$$

El paràmetre Di origina un creixement exponencial fins a un valor limitant de les velocitats angulars, mentre que el paràmetre Ti origina una caiguda exponencial de les velocitat angulars. El paràmetre Ti és molt més restrictiu que el Di , doncs origina variacions més fortes. El primer terme de l'equació és l'expressió teòrica de la velocitat angular per a una orientació inicial paral·lela al pla de cisalla. L'equació (7.11) s'ha estimat a partir de les dades de les simulacions numèriques i l'equació teòrica de la velocitat de rotació de partícules rígides (Jeffery, 1922; Ghosh and Ramberg, 1976).

7.4.5 Generalització dels resultats per a condicions de Wk i α

Els models anteriors s'havien realitzat per a unes condicions tant de cinemàtica com d'orientació ben concretes. Representaven unes condicions molt especials per la relació de les raons cinemàtiques de deformació. Ens han possibilitat l'estudi de forma separada per a condicions dominades per la mecànica de plegament (cas de cisalla pura) o bé, dominada per la dinàmica de les partícules rígides (cas de cisalla simple). Pels resultats, sembla que es confirma el domini dels processos de plegament sobre els processos de rotació de partícula observat durant el capítol 5.

Durant aquesta secció es generalitzarà la solució del plegament de capes no uniformes per a un ampli rang de l'espectre de número de vorticitat (Wk) i d'orientació inicial de la capa (α). Només s'estudiaran aquelles disposicions que impliquin escurçament finit paral·lel a la capa, deixant fora d'aquest estudi les orientacions amb extensió paral·lela a la capa.

Per a no sobre dimensionar el problema, s'han realitzat les simulacions numèriques per a una sèrie concreta de configuracions inicials:

- Models amb condició $Ti=0$, els models són definits per un conjunt de partícules aïllades i orientades de forma uniforme.
- Models amb condició $Ti=1$, models definits a partir d'una capa amb espessor uniforme i constant.
- Models a partir de boudins amb $Ri=4$ per a condicions de $Ti=0.125, 0.25$ i 0.50 .
- Models a partir de boudins amb $Ri=2$ per a condició de $Ti=0.10$.

Per a totes aquestes configuracions, els valors de la longitud normalitzada dels interboudins és $Di=1.0$. Les dues primeres configuracions representen els dos extrems de la transició geomètrica, mentre els següents són dos exemples concrets de configuracions dins l'ampli espectre geomètric.

7.4.5.1 Generalització de resultats per a $Ti=0$

A la Fig. 20 es mostra la variació de disposicions i geometries dels models de partícules aïllades ($Ri=2$) per a diferents angles β entre les apòfisis de flux ($\beta= 90^\circ, 45^\circ$ i 0°). Les orientacions inicials α_o són indicades a la part esquerra de cadascun dels models. Les geometries resultants s'han calculat mitjançant l'equació teòrica de rotació angular ($\dot{\omega}$) d'una partícula el·líptica en un flux amb combinació de cisalla simple i pura (equacions 3 i 4 de Ghosh and Ramberg, 1976),

$$\dot{\omega} = \frac{\dot{\gamma}(R_i^2 \cos^2 \phi + \sin^2 \phi)}{R_i^2 + 1} + \frac{\dot{\epsilon}_x(R_i^2 - 1) \sin 2\phi}{R_i^2 + 1} \quad (7.12)$$

on ϕ és l'angle d'orientació de l'eix llarg de la partícula respecte el sistema de referència (pel sistema utilitzant en aquest treball $\phi = 90 - \alpha$). Integrant numèricament aquesta equació es pot avaluar l'orientació finita de tant de l'envolvent ($Ri \rightarrow \infty$) com de la partícula. Aquest valor és l'element de referència principal que serà utilitzat, doncs és la relació que a nivell de camp és plausible estimar. Alhora d'avaluar l'escurçament dels interboudins s'ha assumit la deformació homogènia associada a la condició de contorn. Segurament això no és del tot real, doncs la interacció entre partícules o la condició de sobre deformació (per impossibilitat de deformar les partícules) dels interboudins deu modificar una desviació respecte a les condicions de contorn. També sobre la rotació final de les partícules. Però, aquests factors no es preveuen que alterin el sentit aparent de rotació entre els elements ni el desenvolupament de geometries d'imbricació asimètriques de les partícules.

Per a condicions de cisalla pura (Fig. 20a), excepte pel cas d'orientació paral·lela a l'eigenvector d'escurçament ($\alpha_o=0^\circ$), els demés models es desenvolupen geometries asimètriques. El sentit de rotació relativa dels boudins respecte a l'envolvent de la capa és contrari al sentit de rotació d'aquest últim element. Això es degut a que per qualsevol orientació la velocitat de rotació de l'envolvent en cisalla pura és superior a la de qualsevol cos el·líptic. Així el sentit de rotació relatiu és antitètic al sentit de rotació de

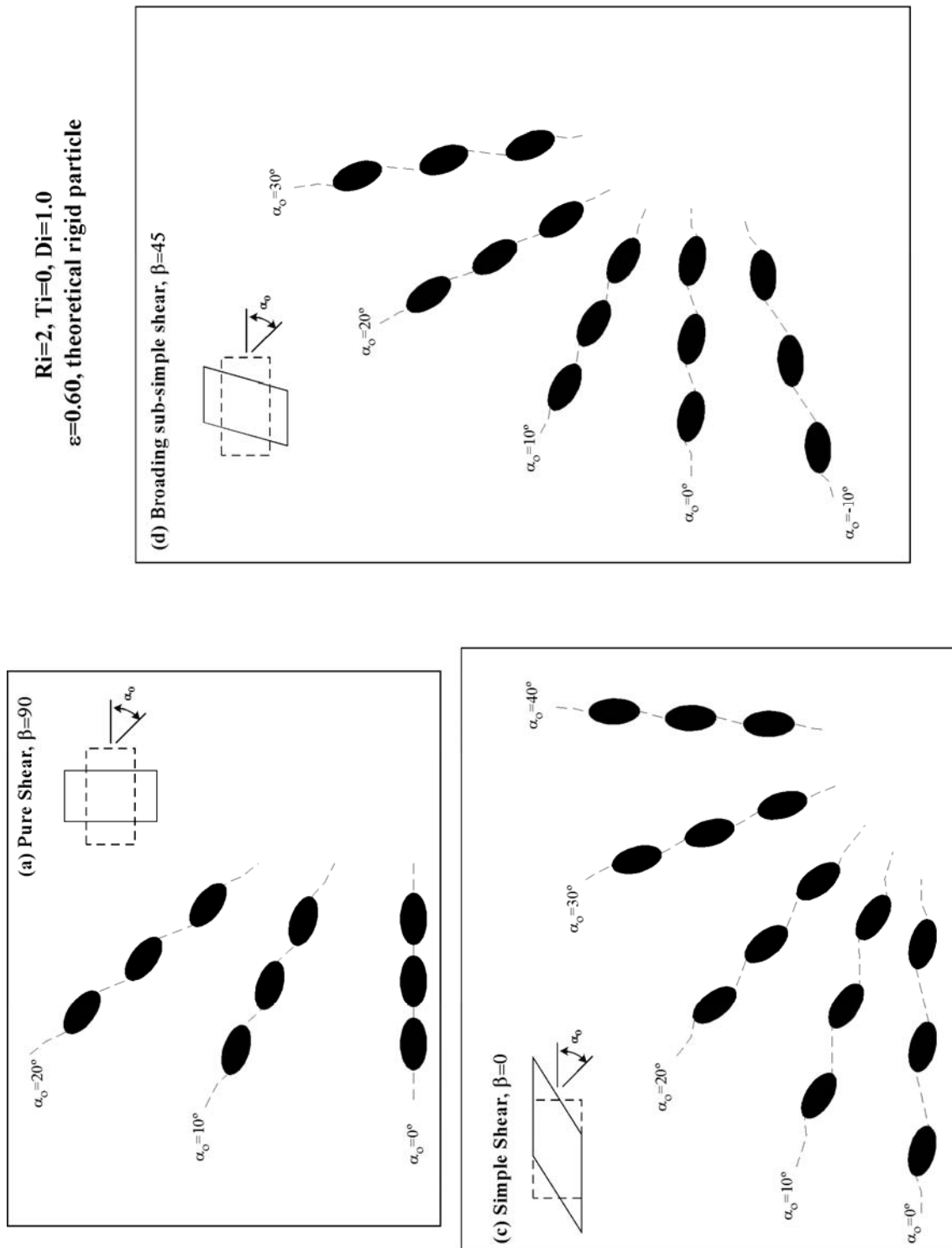


Fig. 7.20 Influència de la Wk i orientació de la capa α per a una configuració inicial de partícules aïllades ($Ti=0.0$) després d'aplicar una deformació natural $\varepsilon=0.60$. (a) Cisalla pura, (b) cisalla simple i (c) cisalla subsimple en condicions d'engruïment. La tendència general és al desenvolupament d'asimetries. L'excepció és la condició amb disposició simètrica. Mentre pel cas de cisalla pura aquesta orientació és contant, pels casos no coaxials depèn de la variació relativa entre la rotació acumulada de la partícula i de l'envolvent

l'envolvent. El màxim d'obliquïtat es produeix amb l'increment de l'obliquïtat respecte a la direcció d'escurçament principal i l'aproximació a una orientació pròxima a 45° . Models amb $\alpha_o < 0^\circ$ presenten geometries equivalents a les anteriors, però indicant sentits de rotació relativa oposats.

Pel cas de cisalla simple (Fig. 20b), el sentit de rotació aparent de les partícules respecte a l'envolvent de la capa és sintètic al sentit de cisalla de contorn. No obstant, amb l'increment de l'obliquïtat de la capa amb el pla de cisalla disminueix el valor de la rotació. Donades les condicions de deformació finita dels models, per a una orientació aproximadament normal al pla de cisalla s'inverteix el sentit de rotació relatiu. Per aquestes situacions el sentit és antitètic al de la condició de contorn.

Pel cas de cisalla sub-simple (Fig. 20c), es poden observar coses similars a l'anterior cas. El canvi de sentit d'asimetria és produït per a un angle finit aproximat de 45° . Per a situacions de rotació de l'envolvent de capa antitèticament, el sentit relatiu a partir de la rotació dels boudins és sintètic amb el de cisalla de contorn.

La variació dels sentits de rotació es troben lligats a l'acumulació finita de la rotació dels dos elements. La reorientació de la capa lligada al flux produeix una variació amb la deformació tant de la velocitat de l'envolvent com de la partícula. A nivell infinitesimal, la condició de velocitat de rotació igual és donada per a una orientació paral·lela als eixos de deformació instantània (*ISA*). Amb el progrés de la deformació, aquesta orientació anirà variant atenent les relacions de rotacions finites. Per a condicions de deformació baixes ($\epsilon=0.60$), aquestes encara romanen pròximes a les *ISA*. Únicament per a condicions coaxials aquesta orientació és fixa. Per tant, tots aquests resultats han de ser interpretats amb cautela, doncs les orientacions de reversibilitat dels sentits de rotació o els camps d'orientacions amb sentits relatius sintètics o antitètics són dependents de l'acumulació de la deformació.

Per a condicions de cisalla simple i partícula cilíndrica, Ramsay and Lisle (2000, Fig. 34.27-28) observen que el camp amb sentit de rotació antitètic disminueix amb el progrés de la deformació fins a desaparèixer per a $\gamma=4.4$. Per a situacions més generals, tant de cinemàtica com de forma de partícula, la possibilitat de desaparició dels camps antitètic no és tan evident, encara que l'increment de grau de no coaxialitat hauria de potenciar-ho.

7.4.5.2 Generalització de resultats per a $T_i=1$

La variació de disposició i geometries desenvolupades pel plegament de capes amb espessor “homogeni” són mostrades a les Fig. 21, 22 i 23. Encara que no ho sembli, la base de definició del model és l'explicada anteriorment i equivalent als observats fins ara ($R_i=4$, $D_i=1$), però amb valor inicial d'espessor normalitzat $T_i=1.0$. La longitud inicial de la capa és de 132 unitats. S'ha estudiat per a angles de les apòfisis de flux $\beta=90^\circ$, 45° i 0° . La geometria inicial de tots els models és similars, amb la mateixa distribució aleatòria. Els resultats dels diferents models s'han visualitzat de forma conjunta alhora de simplificar les figures i compactar els resultats. No obstant aquests models s'han efectuat de forma independent per a cadascuna de les orientacions i cinemàtiques. És a dir, els resultats no representen la geometria finita dels plecs desenvolupats a partir d'una capa inicialment flexionada (o amb segments diferentment orientats), sinó és el muntatge resultant de connectar els diferents models que han estat realitzats de forma independent i inconnexa. El model no representa un gradient de deformació, ni mecànicament reflecteix el processos de localització i selecció d'instabilitats amb la deformació.

Els resultats per cisalla pura són mostrats a la Fig. 21. L'orientació de l'eix X de deformació finita és vertical. L'increment de l'obliquïtat inicial de la capa respecte la direcció d'escurçament genera una menor amplificació finita dels plecs. Encara que no s'ha visualitzat l'eix X , aquest és altament refractat al voltant dels plecs disposats obliquament. A partir de la geometria dels plecs, no s'observen plecs asimètrics. No hi ha ni variacions aparents de la longitud dels flancs ni diferències substancials respecte l'espessor d'aquests. No obstant l'acceptació de nucleació de les instabilitats simètrica (Treagus, 1973), l'evolució per amplificació d'aquestes no ocasionen el desenvolupament d'una geometria asimètrica a la capa. Almenys per a les condicions de deformació finites dels models ($\varepsilon=0.85$).

Si es visualitzen les trajectòries de flux de la matriu al voltant dels plecs, si que es poden observar geometries asimètriques. Això també es possible observar-ho a partir de la distribució de les raons dinàmiques i de cinemàtica de la matriu. Fins i tot, la distribució d'esforços dins la capa mostren un arranjament diferent. Però no s'acaba reflexant a la geometria desenvolupada a partir d'una capa aïllada de reologia lineal amb viscositat

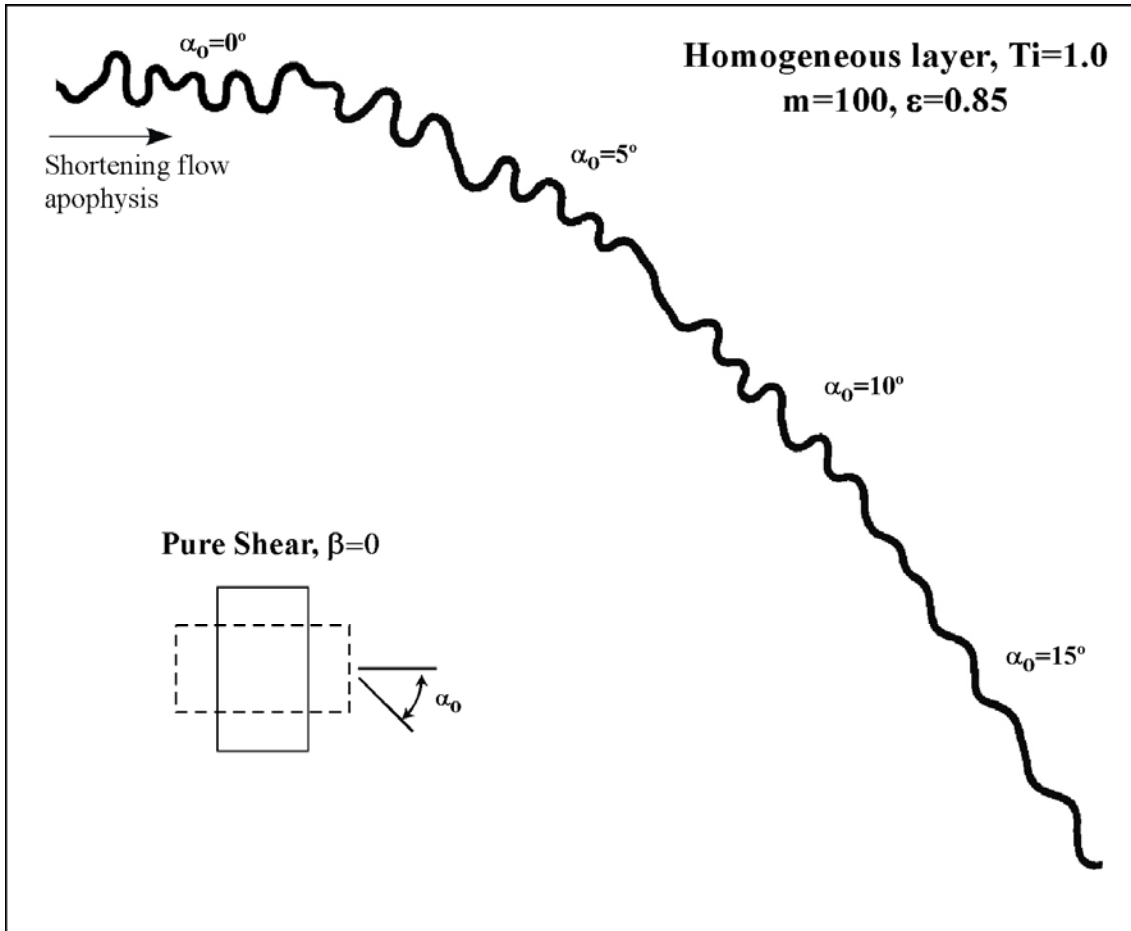


Fig. 7.21 Influència de l'orientació de la capa respecte els eixos cinemàtics de la deformació. Plegament de capes d'espessor homogeni per a condicions de cisalla pura. La deformació finita és la mateixa per a tots els segments de capes. L'increment de l'obliquïtat disminueix l'amplificació de les pertorbacions. Observar que no hi ha el desenvolupament de plects asimètrics.

constant immersa en una matriu isòtropa. Encara que no serà mostrat succeeix el mateix per a models amb materials no lineals.

Els resultats per a condicions de cisalla simple són mostrats a la Fig. 22. Per a una capa amb contrast de viscositat elevat i deformació angular moderada ($\gamma \sim 2.0$), tampoc no és clar el desenvolupament de plects per *buckling* amb geometries asimètriques i d'aquesta forma reflecteixin el caràcter no coaxial de les condicions de contorn. Però, això no és del tot correcte, doncs amb la rotació de la capa i pas al camp d'extensió paral·lela a la capa si que observem geometries asimètriques (veure resultats per a $\alpha=25, 30$ i 35°). El retreballament dels plects, però també condicionat pel tipus d'instabilitats que són seleccionades inicialment, origina el desenvolupament de certa asimetria en la relació de longitud i disposició de flancs. Les geometries resultants són semblants als obtinguts en models analògics per Ramberg (1959) i Ghosh (1966). Per a situacions inicials de capa

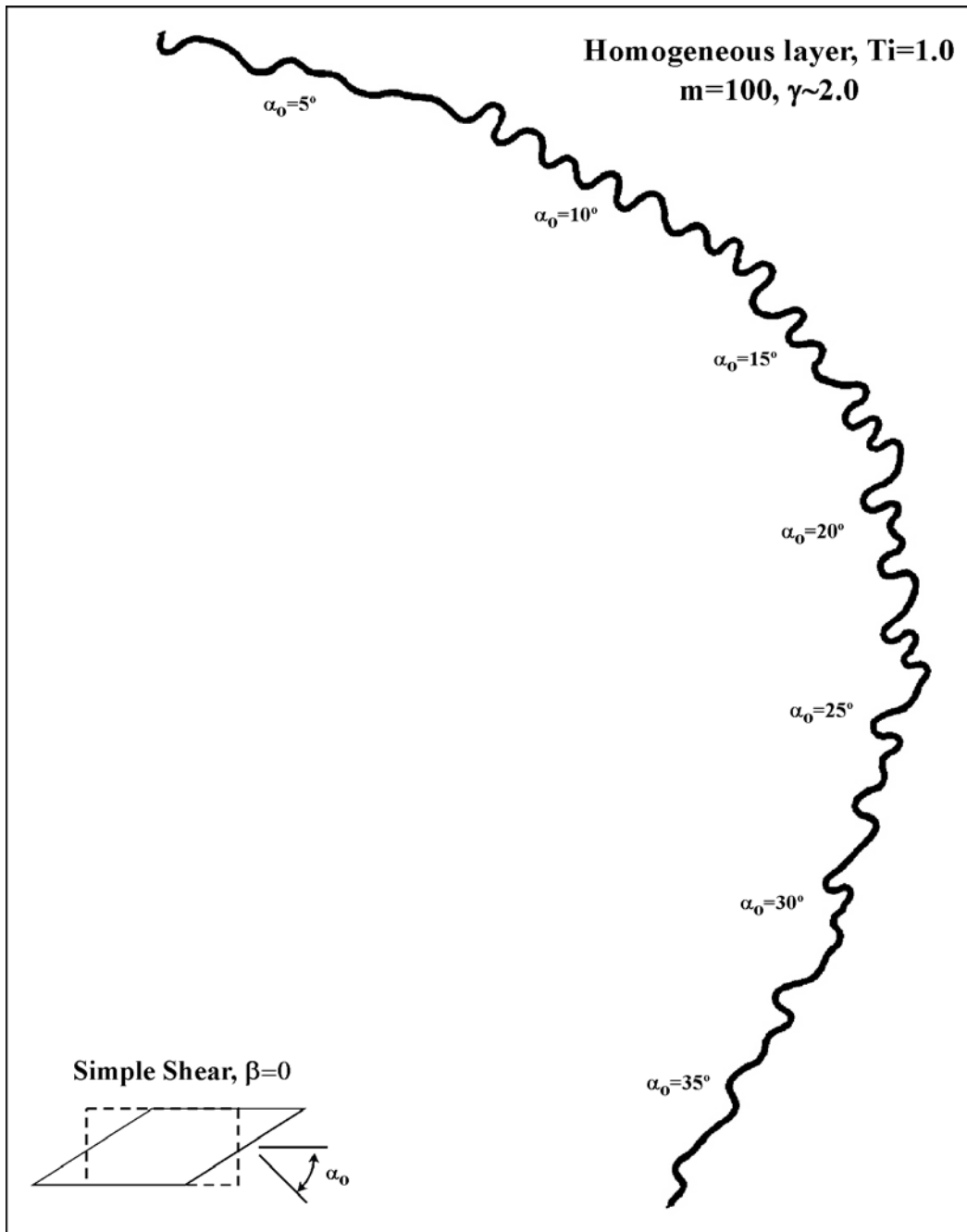


Fig. 7.22 Influència de l'orientació de la capa respecte els eixos cinemàtics de la deformació. Plegament de capes d'espessor homogeni per a condicions de cisalla simple. La deformació finita és la mateixa per a tots els segments de capes ($\gamma \sim 2.0$). L'increment d'obliquïtat respecte al pla de cisalla i paral·lelització a la ISA d'escurçament origina l'amplificació màxima dels plecs. No obstant el caràcter no coaxial, la simetria dels plecs és pròxima a simètrica. Únicament per aquelles capes que actualment es troben en el camp d'extensió infinitesimal s'observa el desenvolupament d'arranjaments asimètrics. Observar que mentre la rotació de la capa és dextral el sentit de cisalla paral·lel a la capa és senestre.

a baix angle amb el pla de cisalla, on el gradient transversal de les components de cisalla simple és màxim, els plects desenvolupats mostren arranjaments simètrics sense cap tipus d'asimetria. L'amplificació dels plects s'incrementa amb l'obliqüitat de la capa amb màxim aproximadament paral·lel a la direcció de màxim escurçament finit ($\alpha_0 \sim 15-20^\circ$). Sembla una correspondència entre taxa d'escurçament finit paral·lel a la capa i grau d'amplificació de les pertorbacions.

Per a condicions de cisalla subsimple $\beta=30^\circ$ (Fig. 23), els resultats són semblants al cas de cisalla simple. No s'observa una selecció de pertorbacions amb geometries asimètriques i únicament s'arriben a desenvolupar geometries asimètriques amb el retreballament de l'estructura per extensió paral·lel a la capa. Si comparem la geometria desenvolupada del cas de màxim escurçament pels tres exemples mostrats, els resultats són similars. La velocitat de rotació i la distribució de deformació interna als flancs és semblant. No és possible la diferenciació del règim de no coaxialitat únicament a partir de l'estudi de la geometria dels plects simulats numèricament.

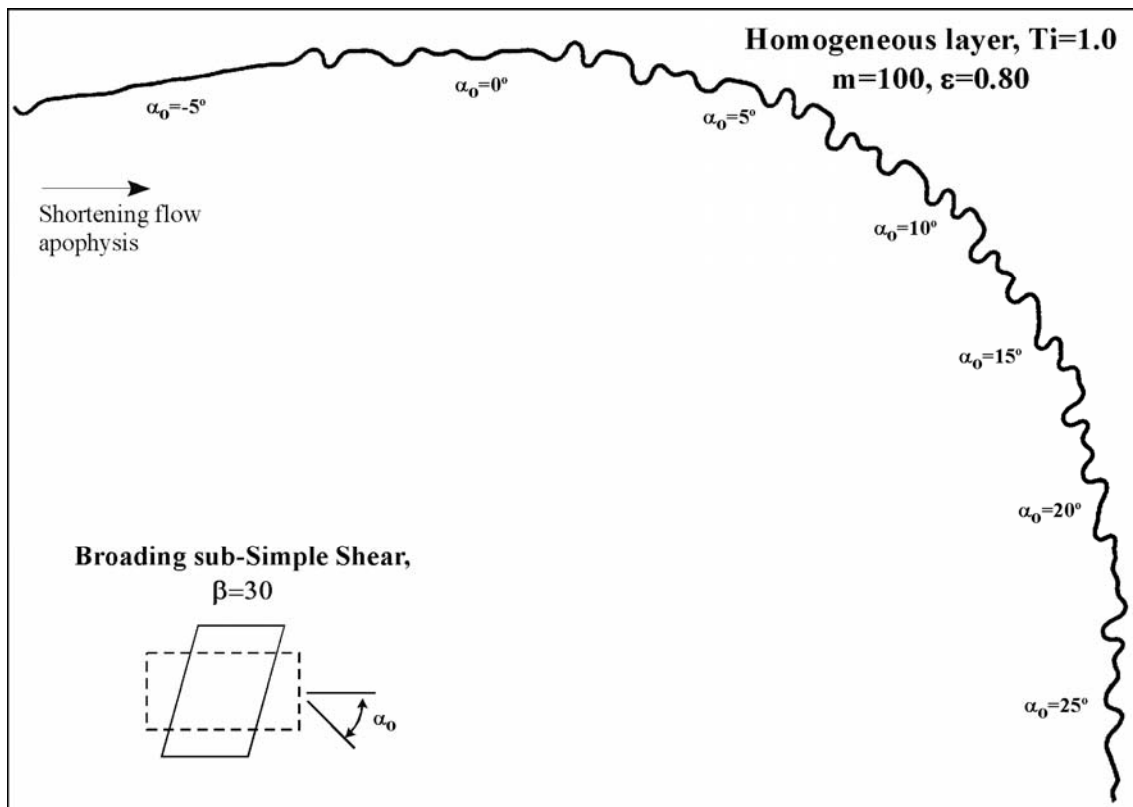


Fig. 7.23 Influència de l'orientació de la capa respecte els eixos cinemàtics de la deformació. Plegament de capes d'espessor homogeni per a condicions de cisalla subsimple amb engruiximent. La deformació finita és la mateixa per a tots els segments de capes ($\epsilon \sim 0.8$). Els resultats són semblants al cas de cisalla simple. No hi ha selecció i amplificació de pertorbacions asimètriques. Únicament s'observen pel retreballament de la capa amb el pas al camp d'extensió instantània.

7.4.5.3 Generalització de resultats per a $Ri=4$. Condició $Ti=0.25$

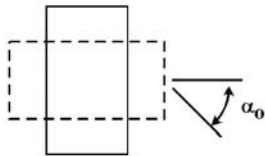
Per observar els possibles efectes del número de vorticitat i orientació de la capa en els models amb configuració inicial del tipus *pinch-and-swell*, s'ha fet a partir d'un model de referència bàsic. Aquest presenta una configuració definida a partir de les relacions constants de $Ri=4.0$ i $Di=1.0$, i valors del paràmetre $Ti=0.125, 0.25$ i 0.50 . Per a tots els models amb mateix valor de Ti , la distribució de les pertorbacions inicials és idèntica i que la variació dels resultats que és presenten responen a la variació d'orientació i cinemàtica del model. Com sempre, la direcció de referència per a les rotacions serà interna, a partir de la disposició relativa la entre els diferents elements i l'envolvent de la capa.

Els resultats obtinguts per a $Ti=0.25$ són mostrats per a cisalla pura, cisalla simple i cisalla sub-simple $\beta=45^\circ$ respectivament a les Fig. 24-26. De forma qualitativa es pot observar que el tipus de geometries desenvolupades són funció de la configuració inicial del model. Per a condicions de deformació moderades $\varepsilon=0.60$ (escurçament màx. $\sim 44\%$), els efectes de la condició de cisalla pura són mostrats a la Fig. 24 per a un rang d'orientacions α_0 entre -20° a 20° . El canvi de disposició origina una variació de la geometria de les capes. Però potser més important, origina una variació tant de les inestabilitats que han estat amplificades com de la seva orientació. No obstant la mateixa configuració inicial de les simulacions, hi ha un canvi dins l'ordenació estructural de la capa dependent de la l'orientació de la capa i de les pertorbacions aleatòries inicials. Un exemple bonic d'això és la variació de la geometria d'inestabilitats desenvolupades als interboudins; aquestes poden variar des d'una lleugera inflexió de l'interboudin, a l'amplificació d'una única longitud d'ona o de tant sols mitja (veure l'exemple segon per la dreta). De forma semblant succeeix també als boudins, on podem observar canvis en el sentit de rotació amb la variació de l'orientació de la capa. També es poden observar diferències en l'arranjament del conjunt o de forma local, com el desenvolupament de geometries imbricades o amb rotacions oposades.

Els màxim de rotacions dels boudins es donen per a la condició paral·lela a la direcció d'escurçament ($\alpha_0=0^\circ$) i a mesura que s'incrementa l'obliquïtat respecte aquesta direcció, les rotacions màximes disminueixen (d'uns $\pm 35^\circ$ per a $\alpha_0=0$, a uns 6° per a $\alpha_0=20^\circ$). Això en part és lògic, donat el menor grau d'escurçament paral·lel per cadascuna de les orientacions. Però, també es produeix una convergència de les

$Ri=4, Ti=0.25, Di=1.0$
 $m=100, \epsilon=0.60$

Pure Shear, $\beta=0$



Shortening flow apophysis →

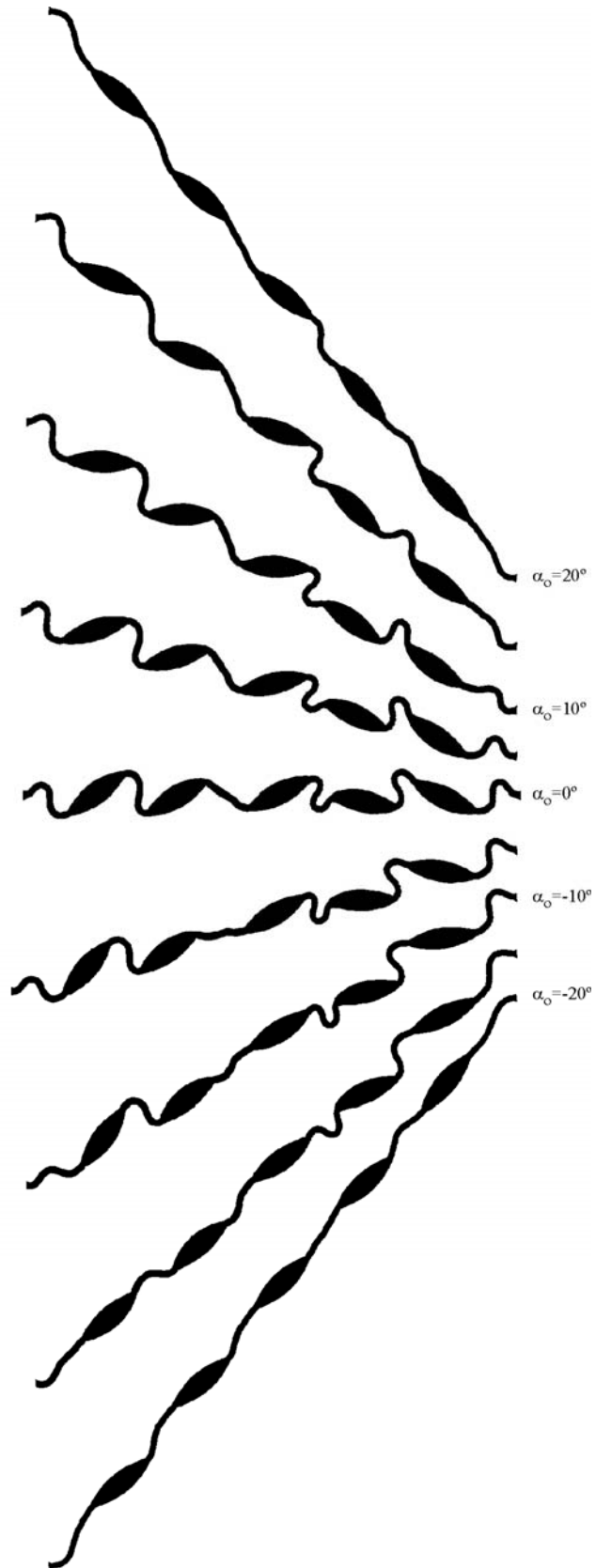


Fig. 7.24 Influència de l'orientació en la geometria final desenvolupada per a una capa amb geometria inicial *pinch-and-swell*. Condicions de cisalla pura. Tots els models presenten mateixes condicions geomètriques inicials i deformació finita ($\epsilon \sim 0.60$, aprox. 45% d'escurçament màxim). Observar la transició progressiva de les formes amb la variació de α_0 . Veure text per més detalls.

rotacions finals dels diferents boudins. Mentre pel cas $\alpha_0=0^\circ$, la dispersió d'orientacions és elevada amb possibilitat tant en els dos sentits com de no rotació, pel cas amb major inclinació de la capa, els boudins tendeixen a rotacions i sentits similars amb dispersió de valors relatius petits. S'origina un caràcter no ordenat ni sistemàtic per a condicions pròximes a $\alpha_0=0^\circ$, mentre l'increment d'obliquïtat potencia un major ordenament, amb possibilitat d'originar-se una geometria asimètrica a partir de la disposició preferencial dels boudins i interboudins. Això darrer però, a partir del model no és possible de generalitzar donat el caràcter puntual dels resultats.

Si observem la relació d'orientació de l'envolvent de la capa i els boudins respecte un marcador extern (com els eixos de la cinemàtica), la condició d'asimetria és produïda quan la velocitat de rotació de l'envolvent és major que la velocitat de rotació dels boudins (casos $\alpha_0=\pm 20^\circ$). Important observació és que per aquesta condició, els sentits de rotació entre la capa i els boudins són diferents. Per a la condició $\alpha_0=20^\circ$, l'envolvent rota dextralment mentre els boudins ho fan senestralment. La situació de retard del boudin, origina un indicador de sentit oposat al de la rotació de l'envolvent. Pel cas $\alpha_0=0^\circ$, la velocitat d'envolvent és menor al de la partícula i no s'observa cap ordenació.

Si comparem els models situats simètricament respecte a la direcció d'escurçament (amb mateix valor absolut de α_0), veiem que els resultats són diferents. Però, la cinemàtica, tant velocitat de deformació angular i longitudinal, és la mateixa. Hauria de ser esperable que els resultats fossin el reflex un de l'altre, però a priori no diferenciats. La realització de models tant per a orientacions positives i negatives, posa de manifest que els resultats obtinguts no només depenen de la cinemàtica local de la capa, sinó que també és dependent de l'orientació relativa de les inestabilitats, que deu condicionar el tipus de pertorbacions seleccionades i la seva geometria. Això també és lògic donada el trencament de simetria pel cas $\alpha_0=0^\circ$, i consistent amb la variació progressiva de les geometries de les capes. De forma continua, podem passar entre els resultats de les condicions extremes a partir d'una sèrie de resultats amb geometries similars.

Implícitament a aquests darrers conceptes, els resultats podrien ser observats com a passos intermitgots entre condicions de menor a major escurçament paral·lela a la capa, o a partir de conceptes de deformació progressiva. Això però no és vàlid donada la diferència de selecció d'inestabilitats associades a l'orientació. Amb la generalització per a condicions no coaxials, aquest concepte quedarà millor entès.

Els efectes de l'orientació de la capa (per a un rang d'orientacions $5^\circ \leq \alpha_0 \leq 40^\circ$) per a cisalla simple és mostrada a la Fig. 25 per a una deformació angular $\gamma \sim 1.20$. La geometria bàsica dels plecs és semblant a les observades per a cisalla pura. El mode de localització i amplificació d'inestabilitats és dependent de la configuració inicial.

Però, l'espectre de distribució de formes és diferent respecte a l'observat anteriorment. Per a rangs d'orientacions inicial de capa paral·lela al pla de cisalla ($\alpha_0 \sim 5-15^\circ$), la geometria desenvolupada és sistemàtica, amb rotació dels boudins en un mateix sentit i desenvolupament d'un arranjament asimètric. El màxim de rotacions és observable per a la condició $\alpha_0 \sim 15^\circ$, que dins aquests casos, representa el cas de màxim escurçament paral·lel a la capa. Per aquestes situacions, la velocitat de rotació de l'envolvent de la capa és menor als dels boudins. Aquesta ordenació també és referent amb l'angle de rotació dels diferents boudins que aproximadament són similars. L'acomodació de la deformació és efectuada, almenys a nivell finit, per l'implicació de tot el conjunt de pertorbacions. Les inestabilitats associades als interboudins paulatinament són més amplificades amb l'increment de α .

Per a rangs $\alpha_0 > 15^\circ$, la geometria de les capes són més semblants al cas de cisalla pura amb $\alpha_0 = 0^\circ$, sense el desenvolupament de cap ordenació i un "caos" geomètric en la distribució dels plecs. Progressivament amb l'increment de α es produeix una transició entre situacions amb velocitat de rotació dels boudins major a la de l'envolvent cap a situacions inverses. Així per $\alpha_0 \sim 35^\circ$, almenys la rotació finita de l'envolvent ja és major a la dels boudins. Aquesta variació origina també un canvi parcial en l'arranjament dels boudins, amb una major tendència a mostrar geometries asimètriques a partir de la imbricació dels boudins. Per aquests models el sentit de rotació preferent dels boudin és antitètic respecte a la condició de cisalla de contorn

Mentre, pel primer dels casos ($\alpha_0 \sim 5-15^\circ$), el sentit de rotació dels boudins és sintètic amb la cisalla. Això darrer és important, doncs és la primera situació on amb escurçament paral·lel a la capa el sentit de rotació dels boudins és sintètic. Els boudins presenten disposicions a elevat angle respecte a la direcció X de deformació finita (disposició perpendicular) i no a baix angle com les observades per a les condicions de cisalla pura.

A partir d'aquests resultats queda millor palès que les diferents capes no representen solucions intermèdies de capes amb diferent grau d'escurçament finit, sinó que són situacions diferenciades i que el progrés de la deformació originarà solucions diferents.

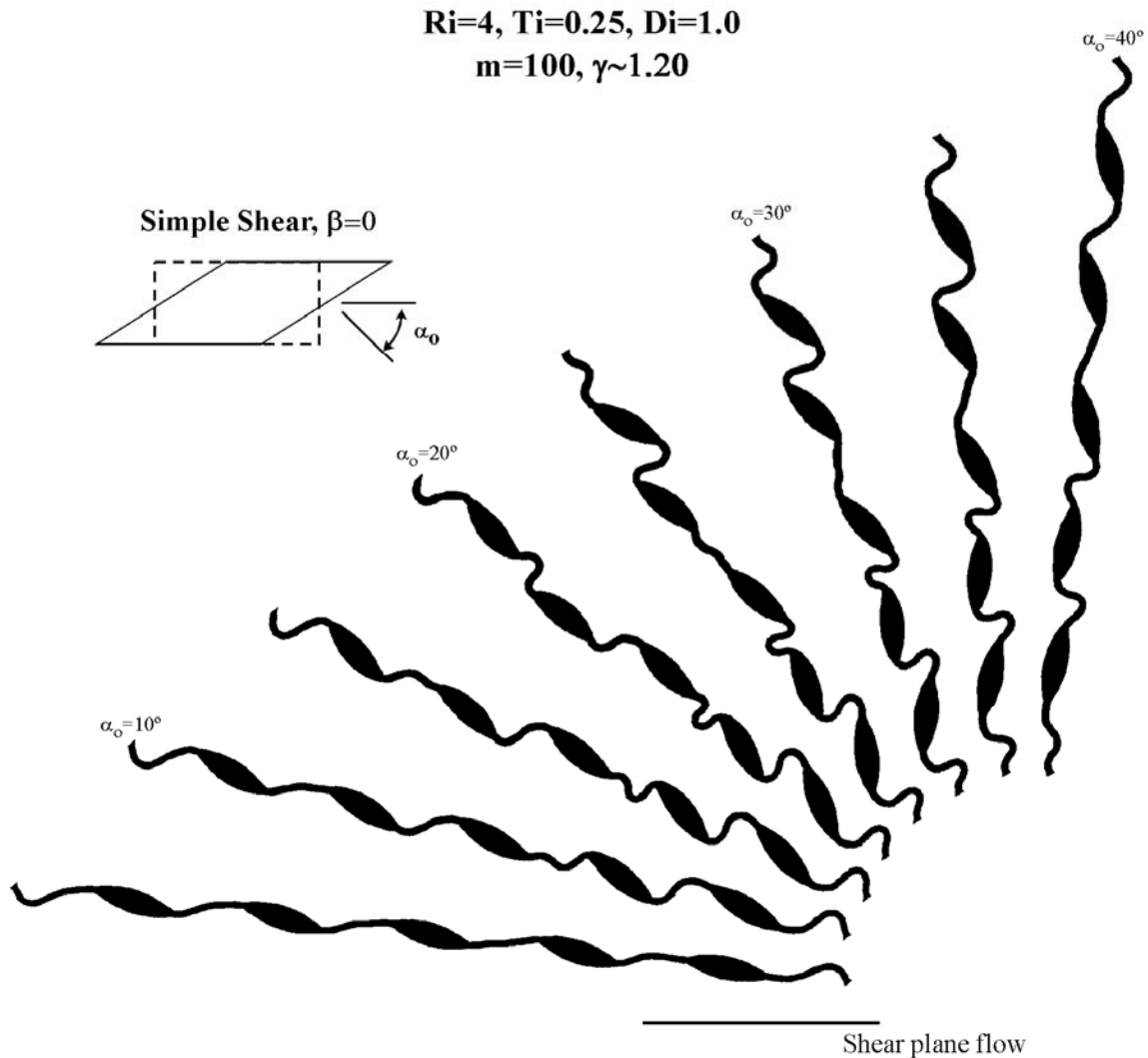


Fig. 7.25 Influència de l'orientació en la geometria final desenvolupada per a una capa amb geometria inicial *pinch-and-swell*. Condicions de cisalla simple. Tots els models presenten mateixes condicions geomètriques inicials i deformació finita ($\gamma \sim 1.20$). Hi ha el desenvolupament de geometries asimètriques consistents per a orientacions pròximes al pla de cisalla. El sentit d'asimetria és sintètic amb la condició externa. Per a orientacions més obliqües els resultats són semblants al plegament d'una capa sense ordenació de la disposició dels boudins. Finalment observar la transició progressiva de les formes amb la variació de α_0 . Veure text per més detalls.

Finalment insistir, en la variació progressiva i coherent de les geometries desenvolupades, i la variació que és dona per a un mateix segment d'interboudin.

Mentre pel cas de cisalla simple, totes les línies materials roten en sentit sintètic a la cisalla, per casos de cisalla sub-simple existeixen rangs d'orientacions on ho fan de forma contrària. Els resultats per $\beta=45^\circ$ són mostrats a la Fig. 26 per a un rang d'orientacions $-10^\circ \leq \alpha_0 \leq 30^\circ$. L'arranjament geomètric és similar als casos anteriors, i almenys per aquesta condició de Ti , el mode de localització no és afectat per les condicions de cinemàtica i/o orientacions. Per a situacions d'orientació de capa dins el camp de sentit de rotació antitètic (casos de $\alpha_0 = -10^\circ$ i -5°), s'observa una tendència a

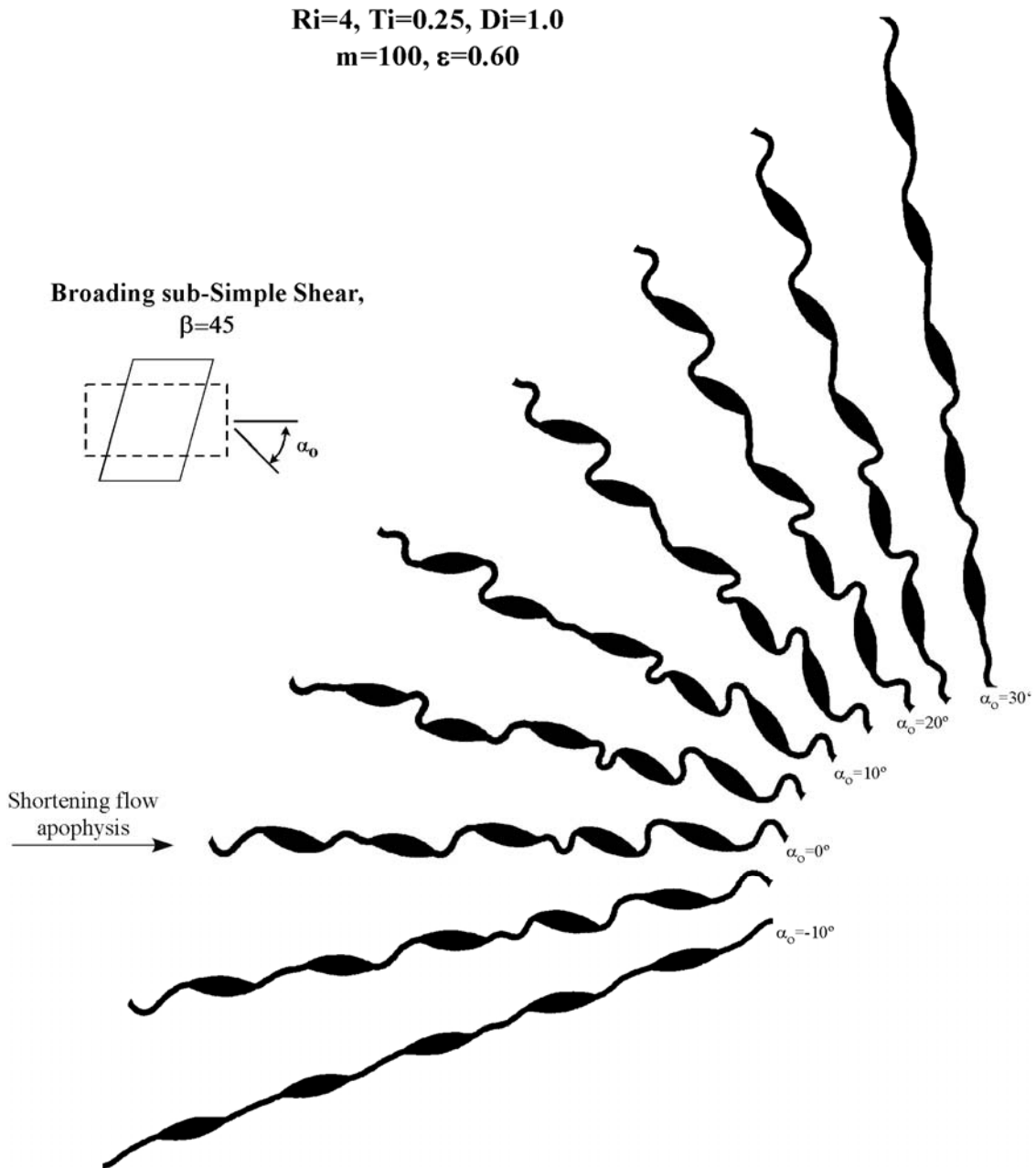


Fig. 7.26 Influència de l'orientació en la geometria final desenvolupada per a una capa amb geometria inicial *pinch-and-swell*. Condicions de cisalla subsimple amb engruiximent ($\beta=45^\circ$). Tots els models presenten mateixes condicions geomètriques inicials i deformació finita ($\varepsilon\sim 0.60$). Hi ha el desenvolupament de geometries asimètriques consistentes per a orientacions pròximes al pla de cisalla. El sentit d'asimetria és sintètic amb la condició externa. Per a orientacions més obliqües els resultats són semblants al plegament d'una capa sense ordenació de la disposició dels boudins. Finalment observar la transició progressiva de les formes amb la variació de α_0 . Veure text per més detalls.

una disposició asimètrica dels boudins. Pel cas extrem, la velocitat de rotació de l'envolvent és més gran que la dels boudins i s'origina la rotació dels boudins en sentit contrari a l'envolvent de la capa. El mateix succeeix pel cas $\alpha_0=-5^\circ$, encara que no és prou evident la relació entre velocitats de rotació de l'envolvent i dels boudins. Pel cas

$\alpha_0=0^\circ$, també es desenvolupa una disposició asimètrica. Per a tots aquests casos, el sentit de rotació relativa dels boudin és sintètic amb el de cisalla. Amb l'increment de l'obliquïtat de la capa respecte al pla de cisalla és trenca la tendència asimètrica i es desenvolupen geometries sense ordenament preferencial. Les geometries són equivalents a les situacions de cisalla pura i simple descrites anteriorment. Per a orientacions amb $\alpha_0>25^\circ$, la rotació de l'envolvent és més gran que les dels boudins, incrementant la tendència a desenvolupar geometries asimètriques amb sentit de rotació del boudin oposat a la capa i antitètic respecte al pla de cisalla. Segurament, per a condicions de major deformació, l'efecte de reversibilitat de la velocitat d'escurçament paral·lela a la capa deu afavorir al desenvolupament d'aquestes geometries.

Tots aquests resultats mostren una variació progressiva de la geometria dels models amb l'orientació de la capa. Succeeix el mateix amb la variació del número de vorticitat Wk ? A la Fig. 27 es mostren els resultats obtinguts per diferent graus de Wk (en funció de $\beta=90, 75, 60, 45, 30, 15$ i 0° , i on $Wk=\cos \beta$) i orientació constant de la capa paral·lela al pla de cisalla ($\alpha=0^\circ$). La variació geomètrica entre els dos extrems és progressiva, generant-se una transició entre formes aparentment tant diferents com són les produïdes per cisalla pura i simple. Aquestes no responen únicament a diferències d'escurçament finit paral·lel a la capa, sinó també en el tipus d'instabilitats seleccionades i amplificades. Si ens fixem en el boudin central dels models mentre per a cisalla pura rota cap a l'esquerra per a condicions altament no coaxials (veure $\beta=30^\circ$) ho fa cap a la dreta. Aquesta diferència no pot ser solucionada amb l'increment de l'escurçament, sinó representen solucions que evolucionen des de la nucleació de forma diferent. Es a dir, per aquest tipus de models a partir de la presència d'un gradient transversal de cisalla es possible evolucions diferents i no únicament la solució és dependent de la component d'escurçament longitudinal. Tal com ho era pel cas dels models amb una pertorbació inicial aïllada (veure capítol 5).

Finalment, recalcar que el mode bàsic de pertorbacions desenvolupades al llarg de la capa responen a la configuració inicial "*pinch-and-swell*". És a dir, hi ha una dependència alhora de la selecció i amplificació de les instabilitats atenent a les geometries dels interboudins i dels boudins. Aquesta dependència encara és més marcada per a aquelles situacions on es desenvolupen arranjaments asimètrics tal com per a ambients cinemàtics no coaxials.

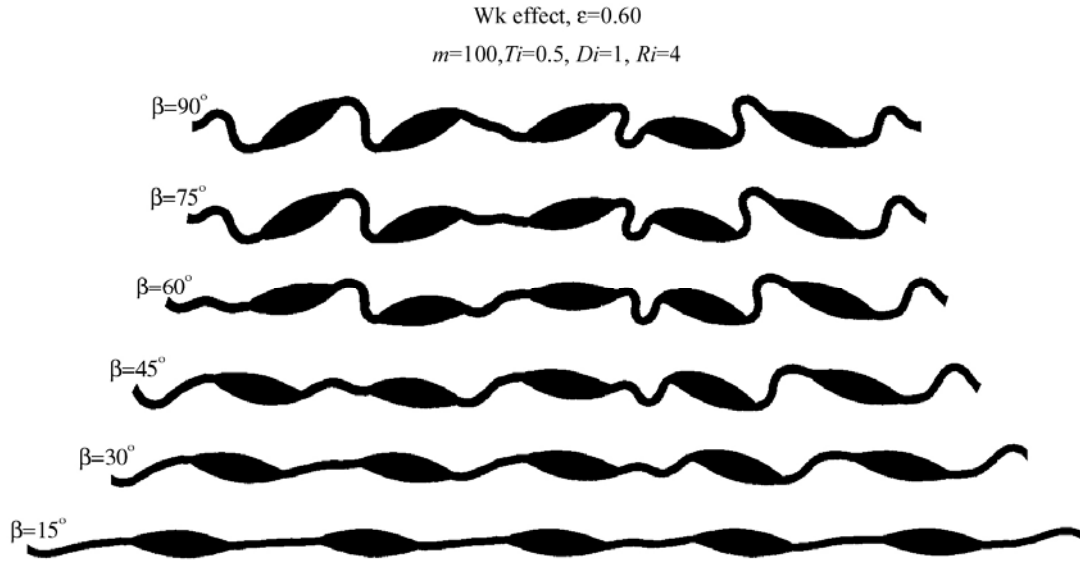


Fig. 7.27 Efecte del número de vorticitat cinemàtic (Wk) en la geometria final. El grau de no coaxilitat s'ha representat a partir del paràmetre β . Per a un conjunt de capes paral·leles al pla de cisalla, el tipus d'instabilitats seleccionades i amplificades són aparentment dependents de β . Tots els models són per a un valor de deformació natural $\varepsilon \sim 0.60$. Hi ha una transició progressiva de les formes amb la variació de β .

7.4.5.4 Generalització de resultats per a $Ri=4$. Condicions $Ti=0.50$ i $Ti=0.125$

Per aquestes dues relacions d'espessor normalitzat també s'observa que el mode bàsic d'instabilitats desenvolupades són independents de la cinemàtica i/o de l'orientació de la capa. Així pel cas de $Ti=0.50$, els plecs desenvolupats són independents de la configuració inicial i es produeix el plegament del boudins (Fig. 28 i 30a). Efectes erronis associats a la condició de contorn són visibles als extrems de la capa i més acusats per a situacions amb baixa velocitat de deformació longitudinal de la capa. No s'observen efectes de rotació dels boudins com a partícules, ni pels casos extrems més favorables ($\beta=15^\circ$ de la Fig. 30a). Pel cas de $Ti=0.125$, l'acomodació de la deformació és mitjançant la localització preferent als interboudins (Fig. 29 i 30b). Es produeix la nucleació i ràpida amplificació de les instabilitats si atenem les condicions de baixa deformació global dels models ($\varepsilon=0.40$). La geometria d'aquestes instabilitats és dependent de l'orientació, però també ho són funció el número d'instabilitats amplificades o la longitud d'ona d'aquests plecs. Per a condicions amb escurçament elevat hi ha la tendència a reduir el número d'ones i desenvolupar una única longitud d'ona (veure variació dels interboudins per a la situació de cisalla sub-simple $\beta=45^\circ$). Els boudins es comporten com a cossos rígids i "irrotacionals", doncs la diferència entre l'orientació de l'envolvent i els boudins és com a màxim de 5° (cas $\alpha_0=40^\circ$ de la

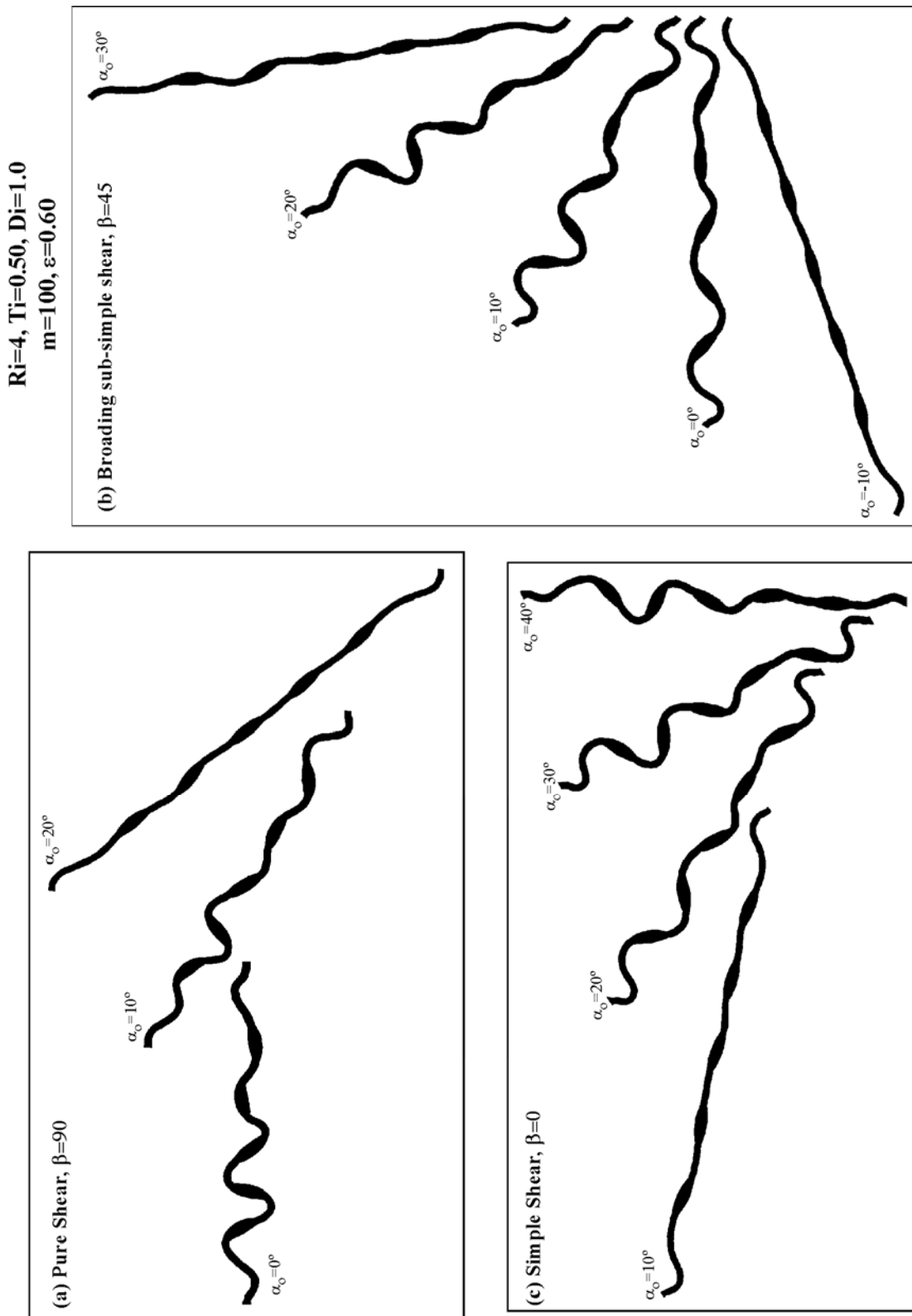


Fig. 7.28 Geometria final desenvolupada per una capa amb arranjament inicial del tipus *pinch-and-swell*. El valor del paràmetre $Ti=0.50$. Per a condicions de (a) cisalla pura, (b) cisalla subsimple i (c) cisalla simple. Per a tots els casos la geometria desenvolupada és independent de la configuració inicial.

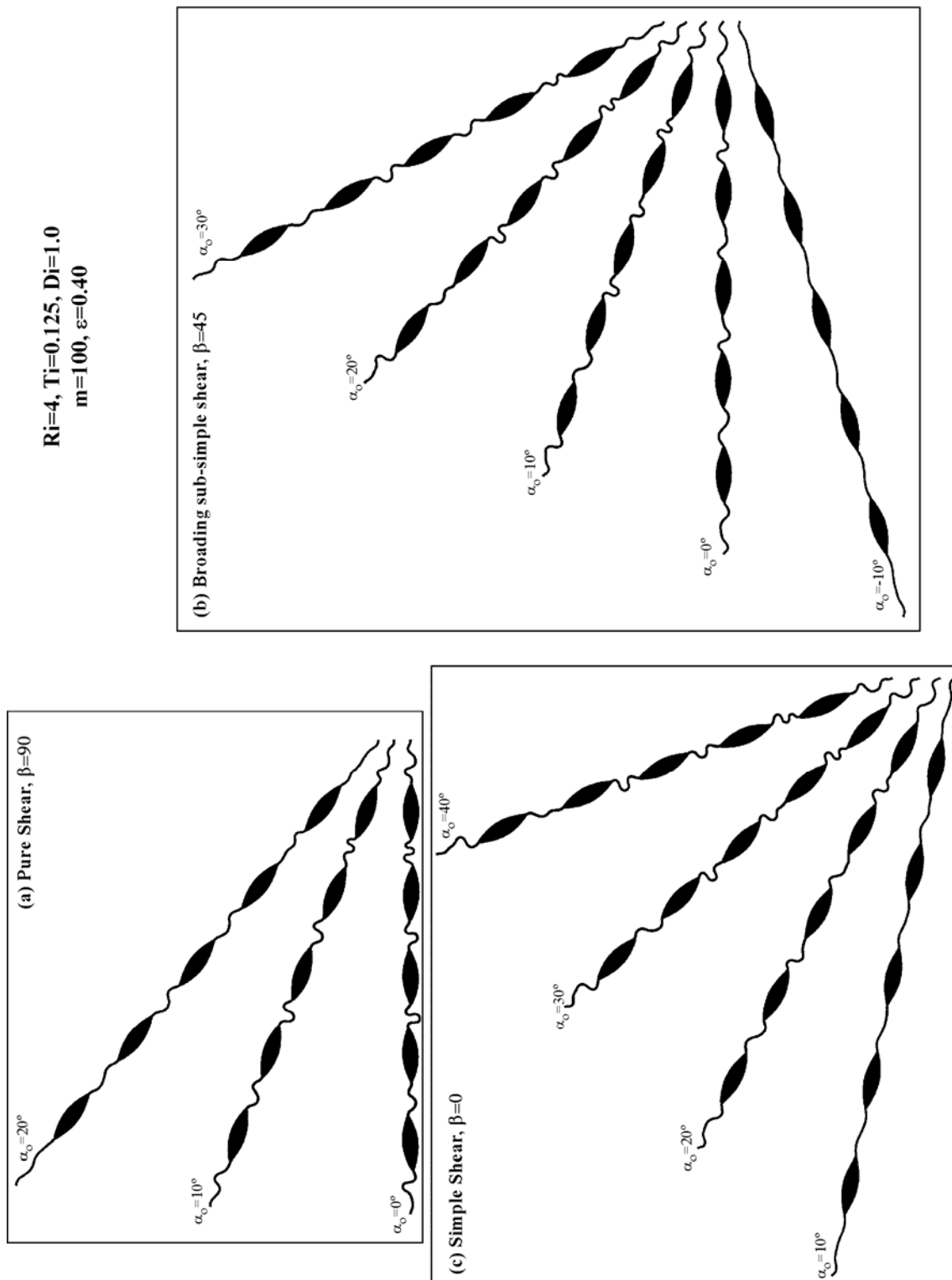


Fig. 7.29 Geometria final desenvolupada per una capa amb arranjament inicial del tipus *pinch-and-swell*. El valor del paràmetre $Ti=0.125$. Per a condicions de (a) cisalla pura, (b) cisalla subsimple i (c) cisalla simple. Per a tots els casos no s'observa la rotació de la partícula respecte l'envolvent de la capa. Hi ha la tendència a acomodar la deformació mitjançant el desenvolupament d'instabilitats als interboudins.

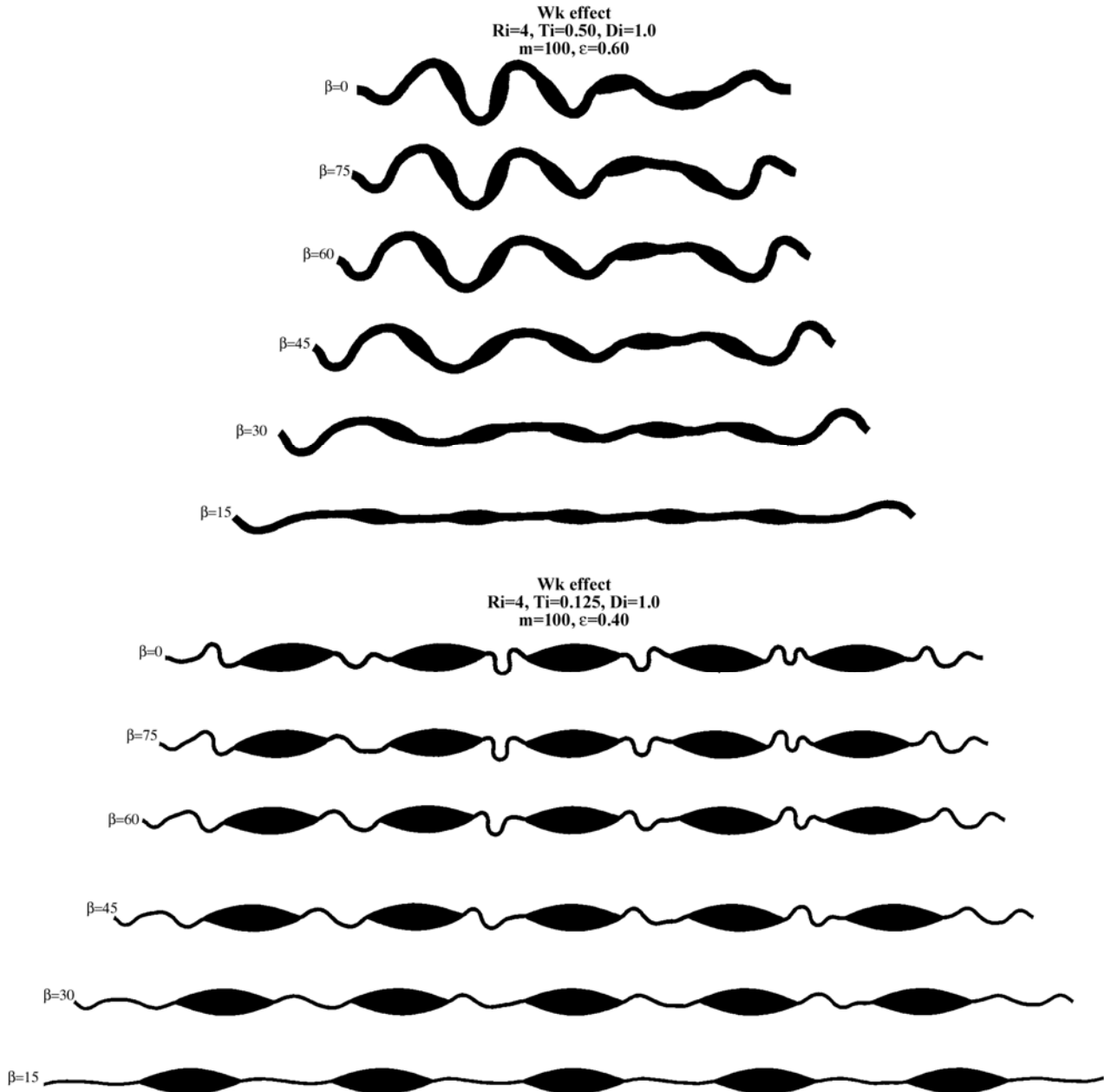


Fig. 7.30 Efecte del paràmetre β per a una capa amb orientació inicial paral·lela al pla de cisalla. (a) $Ti=0.50$ i (b) $Ti=0.125$. Pel primer cas també s'observa independència de la geometria inicial, mentre pel segons és confirma la tendència principal a desenvolupar plects a l'interboudin sense rotació activa dels boudins. Observar la transició gradual de formes entre les capes amb diferent β .

condició de cisalla simple; Fig. 29b). Aquesta poca rotació dels boudins fa difícil la interpretació de possibles arranjaments asimètrics, però sí que sembla que existeix certa ordenació en la localització i geometria dels plects desenvolupats als interboudins, com és la disposició dels flancs/xarneres d'aquests i la seva relació amb els boudins. Per a aquelles situacions de capa més coaxials, es poden observar casos de desenvolupament

de plecs d'una única longitud d'ona, amplificada no simètrica respecte a l'envolvent de la capa. El comportament de baixa capacitat de rotació dels boudins és comuna per a totes les orientacions i cinemàtiques, i posa de manifest que la intensa localització de la deformació als interboudins per plegament, inhabilita el caràcter de partícula rígida dels boudins però també, la no implicació d'aquests en els plecs desenvolupats. Segurament això lligat a la L/H (~ 50) elevada que representa els boudins respecte les L/H dels plecs desenvolupats (~ 20).

7.4.5.5 Generalització de resultats per a $Ri=2$ i $Ti=0.10$

Per a completar les dades, s'ha realitzat una sèrie de models amb configuració inicial de la capa amb relació axial $Ri=2$ i $Ti=0.10$. Per aquestes condicions s'infereix que el caràcter de rotació dels boudins hauria d'observar-se millor que en els casos anteriors. Els resultats són mostrats per cisalla pura, simple i sub-simple a la Fig. 31, mentre la influència del número de vorticitat a la Fig. 32. Les diferències de comportament entre boudins i interboudins són encara més marcades que en els casos anteriors. Per a condicions de cisalla pura, exceptuant la condició de capa paral·lela a la direcció d'escurçament l'increment d'obliquïtat de la capa origina un major grau d'arranjament asimètric i una rotació relativa del boudin respecte la capa major. Això darrer, si ho prenem respecte a un sistema de referència extern, podem observar que l'asimetria respon a la baixa capacitat de rotació dels boudins respecte l'envolvent de la capa. A partir d'aquesta geometria, el sentit de rotació dels boudins respecte a l'envolvent de la capa és invers. Per a condicions no coaxials i orientació de la capa pròxima al pla de cisalla es desenvolupen geometries asimètriques amb caràcter sintètic respecte al sentit de cisalla de contorn. Per aquesta situació és quan els resultats finals reflecteixen millor la influència de la configuració inicial de la capa, doncs els interboudins presenten més d'una pertorbació però són poc amplificades, mentre els boudins presenten una obliquïtat similar i un angle moderat respecte al pla de cisalla. Els rangs d'orientació pels quals s'observa arranjaments asimètrics són molt major que per a la situació de $Ri=4$. Així per cisalla simple és per α_0 entre 10° a 30° , mentre per sub-simple almenys entre -10° a 10° . Per aquesta darrera condició de Wk , per a situacions amb rotació finita de l'envolvent major que la dels boudins es produeix el desenvolupament de geometries asimètriques, amb sentit antitètic dels boudins respecte al de la cisalla de contorn.

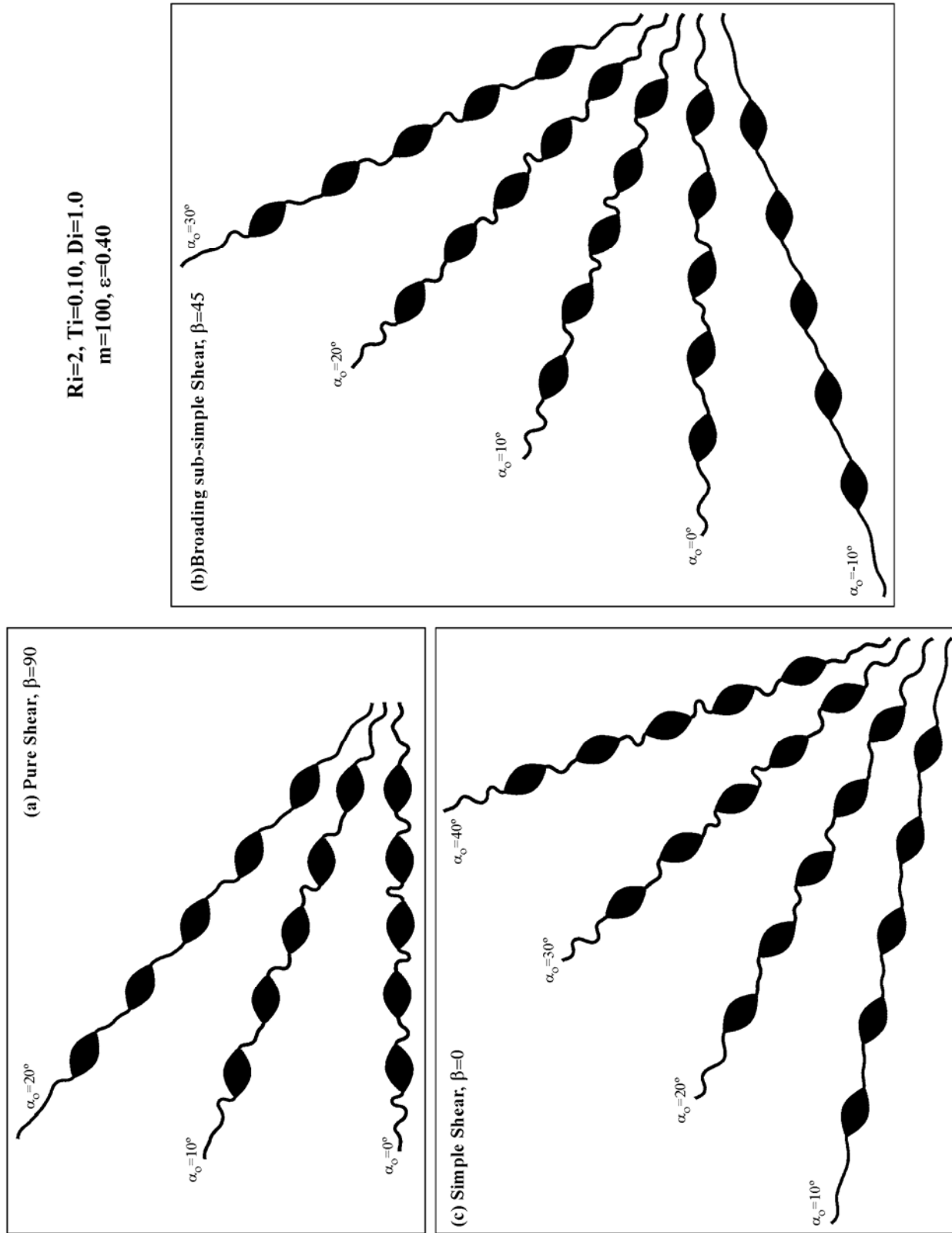


Fig. 7.31 Resultats per a $Ri=2$ i $Ti=0.10$. Per aquestes condicions geomètriques és produeix un desenvolupament més generalitzat de geometries asimètriques i la possibilitat de rotacions independents dels boudins respecte l'envoltant de la capa. Per a disposicions paral·leles al pla de cisalla hi ha el desenvolupament d'asimetries sintètiques amb la condició de cisalla. Per aquestes condicions es poden observar sentits de rotació de l'envoltant de la capa tant sintètics com oposats als dels boudins.

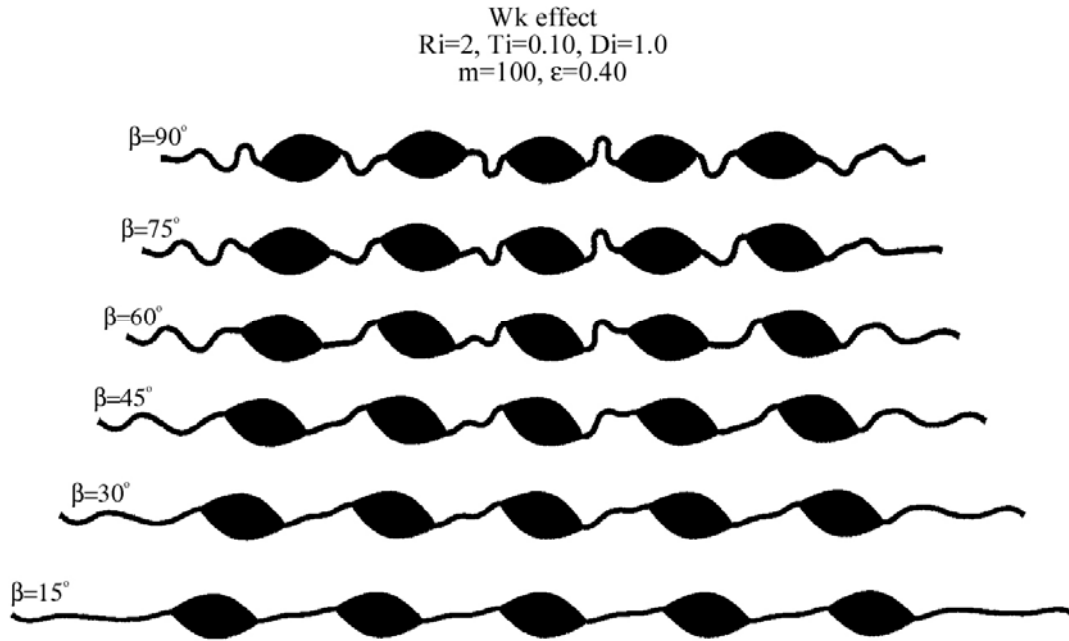


Fig. 7.32 Efecte de la Wk per a un conjunt de models amb configuració inicial $Ri=2$ i $Ti=0.10$. Fins a un angle $\beta=60^\circ$ hi ha un desenvolupament preferencial de geometries asimètriques. La variació del mode de les inestabilitats als interboudins és molt variable. L'increment de β origina una variació des de disposicions de flanc rectes a flancs amb múltiples inestabilitats i finalment, amb una única longitud d'ona. També hi ha una variació del màxima de rotació dels boudins que es dona per a condicions mixtes d'escurçament paral·lel i cisalla transversal a la capa ($\beta \sim 45-60^\circ$). Deformació finita global és la mateixa per a tots els models.

Els resultats de la variació de la Wk mostren un increment del desenvolupament d'asimetries respecte al cas de $Ri=4$ (Fig. 32). A partir de les simulacions, per a situacions amb $\beta \leq 60^\circ$ es poden observar geometries asimètriques, mentre que únicament per a aquelles amb $\beta \geq 75^\circ$ no és dona lloc al seu desenvolupament.

A nivell de relació entre les pertorbacions generades i la configuració inicial, és evident la influència d'aquesta última, però el comportament del conjunt de la capa sembla més dominat per una dinàmica de partícules que respondre al plegament d'una geometria "pinch-and-swallow". En general, les relacions de longitud d'ona i d'amplitud de les pertorbacions de plegament es troben associades o limitades a les regions d'interboudin. La connexió entre boudins i interboudins formant una única pertorbació no és comuna, i els boudins tenen un comportament independent al d'un flanc de plec. Així, no és evident la localització de la xarnera en els coll dels boudins per a condicions no coaxials, mentre la presència de components d'escurçament a la capa tendeix a generar múltiples inestabilitats independents als interboudins. Segurament, representa un cas de

transició entre aquests dos modes de distribució de la deformació en aquest tipus de sistemes.

Com a síntesi dels resultats de la sèrie de models, la generalització per a condicions de vorticitat o d'orientació de la capa no representen unes variables importants alhora de condicionar el mode de localització i la distribució de les inestabilitats al llarg de la capa. Sembla que això darrer és depenent dels paràmetres essencials que defineixen la geometria de la capa: Di , Ri i Ti . Per a situacions amb desenvolupament d'arranjaments asimètrics, la diferenciació entre els modes d'inestabilitats regida per dinàmica de partícules o plegament *pinch-and-swell* no és tant evident; però no deu ser problemàtica, doncs per a totes dues condicions el boudin representa un element estructural actiu. Segurament la diferència lligada a la possibilitat de rotació major pels casos on el boudin és involucrat com a flanc de plec, doncs els processos de *buckling* afavoreixen velocitats de rotació majors als de la dinàmica de partícules.

Indirectament, aquestes simulacions posen de manifest una distribució progressiva dels resultats en funció de l'orientació i el número de vorticitat, però també fan palès que la capacitat de desenvolupar-se geometries asimètriques no és trivial i que, fonamentalment, per a condicions de capa aïllada és principalment depenent de la variació del paràmetre Ti , i en menor grau de Ri i Di . Aquests dues observacions seran analitzades a continuació.

7.5 Tractament Dades: Espai d'autoorganització similar dels models.

L'estudi dels efectes dels paràmetres del número de vorticitat Wk i de l'orientació de la capa α mostren una distribució de la geometria dels resultats continua. Per a qualsevol d'aquests dos paràmetres, podem passar entre els extrems allunyats d'un rang de α o de β ($\propto Wk$) mitjançant una successió de resultats veïns, o coetanis, amb geometries molt similars (per exemple veure la variació de α a la Fig. 24 o de β a la Fig. 27). Donada aquesta característica dels models, una qüestió que se'ns genera és la possibilitat de connexió entre l'espai de solucions depenents de l'orientació α i de β . És a dir, és possible definir una transició de resultats a partir de geometries similars en funció de la combinació de α i β ? O bé a nivell de geometries, els resultats per a cisalla simple o pura són sempre diferents sense coincidències? Aquestes dues preguntes evoquen sobre

la plausibilitat d'una organització interna dels resultats dels diferents models en funció d'aquests dos paràmetres externs.

Per tal de comprovar-ho, els resultats del model teòric de partícules rígides (Fig. 20) s'han representat sobre un sistema de coordenades cartesià (Fig. 33). A l'eix horitzontal s'ha representat l'angle d'orientació inicial de la capa (α_0), mentre l'eix vertical representa l'angle entre les apòfisis del flux (β). Per facilitar aquesta comparació, els resultats s'han visualitzat respecte a l'envolvent de la capa com a direcció de referència, i no s'han representat en referència a la disposició real de la capa respecte als eixos cinemàtics. Per no generar una figura de mida molt gran, s'han desplaçat els resultats respecte α_0 per a cadascuna de les cinemàtiques. La corba de traç gruixut uneix aquells resultats amb mateixa orientació inicial. Per a una millor interpretació qualitativa s'han indicat els angles d'obliquïtat de les partícules respecte a l'envolvent de la capa (ω).

A partir de la fig. 33 es pot comprovar que hi ha una ordenació dels models tant en la distribució de les geometries com en el valor del paràmetre ω . Així, a l'esquerra ens queden disposats aquells models amb rotacions relatives de les partícules dextrals, mentre cap a la part dreta apareixen arranjaments de partícules amb sentits de rotacions senestrals. La variació de ω també és coherent, amb la presència per a totes les cinemàtiques de la condició $\omega=0^\circ$. Podem definir la trajectòria d'una raó d'equivalència que uneix resultats amb mateixa geometria. Pel cas representat, la trajectòria d'equivalència de la condició $\omega=0^\circ$ uneix a les dades (α_0, β): $(0^\circ, 90^\circ)$, $(15^\circ, 45^\circ)$ i $(35^\circ, 0^\circ)$. D'igual forma a aquesta trajectòria podem definir un conjunt que uneixi condicions similars (com la representada a la Fig.33 per $\omega=15^\circ$). Es pot intuir que les trajectòries d'aquests vectors d'equivalència no són constants i que varien espacialment. La presència d'aquests vectors ens permet afirmar que, almenys per a l'espai de solucions del problema de rotació de partícules, existeix la possibilitat d'organitzar els resultats dels models a partir de la seva similitud i d'una forma compatible amb la variació de la vorticitat i de l'orientació inicial respecte als eixos cinemàtics.

La condició $\omega=0^\circ$ ens permet dividir l'espai de solucions en dos camps atenent al sentit de rotació relativa de les partícules respecte al de cisalla. Així a la part de l'esquerra tenim el camp amb sentit sintètic mentre a la part de la dreta l'antitètic. Exceptuant la condició coaxial, a partir de la cinemàtica de deformació de medis continus coneixem que amb el progrés de la deformació es produeix una variació de les mides d'aquests camps (Ramsay and Hubber, 1983; Ramsay and Lisle, 2000). Explícitament això pot ser

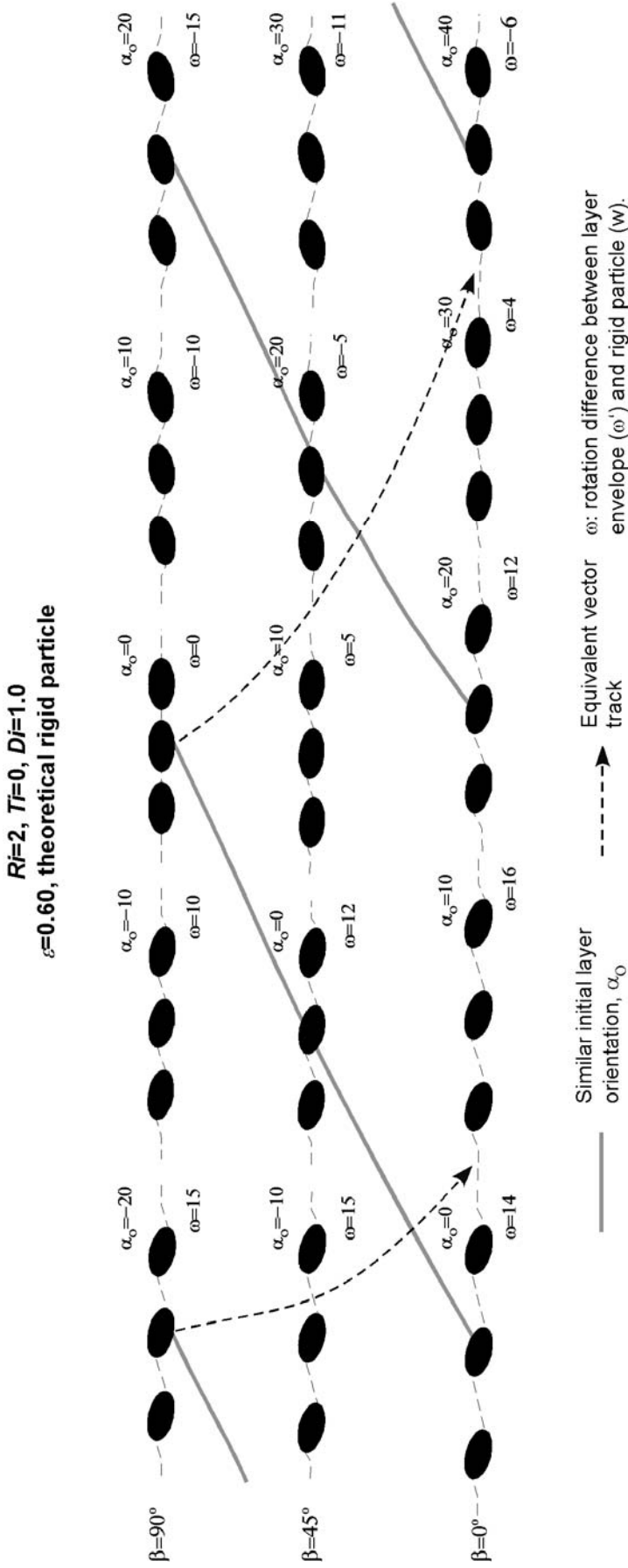


Fig. 7.33 Diagrama de relació entre l'angle d'orientació inicial de la capa (α_0 , eix horitzontal) i l'angle entre les apòfisis de flux (β , eix vertical). En ell es mostra les geometries final pel model teòric de partícules rígides (veure Fig. 20). Per problemes d'espai l'eix horitzontal es troba desplaçat per els diferents casos de β . La corba gruixuda de color gris uneix configuracions amb mateix angle inicial. El paràmetre ω indica la diferència de rotació entre les partícules i l'envolvent de la capa. Es pot observar l'equivalència tant d'aquest valor com de formes entre les solucions per cisalla simple i cisalla pura. La corba a traç és un exemple de trajectòria o corba d'equivalència (EVT). Uneix solucions de l'espai (α_0, β) amb geometries similars.

observat a partir de l'avaluació de la diferència d'orientació entre l'envolvent de la capa i les partícules mitjançant la integració de l'equació (7.12) per a qualsevol deformació finita, i concloure que:

- Les trajectòries equivalents són dependents de la relació axial de les partícules.
- Per a condicions infinitesimals l'espai d'equivalència és definible a partir d'un vector d'orientació constant i definit a partir de la connexió de la direcció ISA de les diferents cinemàtiques monoclíiques. Per aquesta orientació $\omega=0^\circ$.
- Les trajectòries d'equivalència no són constants i les seves disposicions depenen de la deformació acumulada. Així, per $\varepsilon=0$ l'equivalència és definida pels punts $(0^\circ, 90^\circ)$ i $(45^\circ, 0^\circ)$, mentre per $\varepsilon=0.60$ es definida a partir de $(0^\circ, 90^\circ)$ i $(35^\circ, 0^\circ)$.
- Per a elevades deformacions hi ha la possibilitat de trencament i desaparició de les trajectòries d'equivalència, o el desenvolupament de solucions úniques (no observables per altres cinemàtiques). Això es concordant amb els resultats de l'evolució de *fabrics* per a condicions no coaxials i els processos de generació i destrucció d'orientacions preferents de partícules (Ramsay and Lisle, 2000; Fig. 34.28-32).

Per tant, el progrés de la deformació en un medi dona lloc a la possibilitat de desenvolupar un conjunt de geometries úniques diferenciades de les altres cinemàtiques.

De forma anàloga a aquest cas, podem definir mapes d'organització dels resultats numèrics en funció dels paràmetres de l'angle inicial (α_0) i de l'angle entre les apòfisis del flux (β). La fig. 34 mostra la distribució dels resultats obtinguts pel model numèric amb configuració $Ri=4$, $Ti=0.25$ i $Di=1.0$ (per millor detall veure les fig. 24,25, 26 i 27), per a $\varepsilon=0.60$. De nou es pot observar la tendència a un ordenament dels resultats i la possibilitat de definir direccions d'equivalència que uneixen resultats geomètricament similars (fletxes de color vermell). Les corbes de color gris uneixen models amb mateixa orientació inicial de l'envolvent, i amb un traçat més gruixut s'ha indicat l'orientació de l'eigenvector d'escurçament (ξ_2). La presència d'un major nombre total de dades ens permet establir de forma més precisa tant el mapa d'organització com de les trajectòries d'equivalència.

Com era esperable, aquest model presenta una major complexitat de l'arranjament dels resultats respecte a la configuració anterior de partícules rígides. A gran trets podem

Comparative chart of layer geometries for general vorticity number and orientation.

Initial configuration: $Ri=4$, $Ti=0.25$, $Di=1.0$; log. strain $\varepsilon=0.60$.

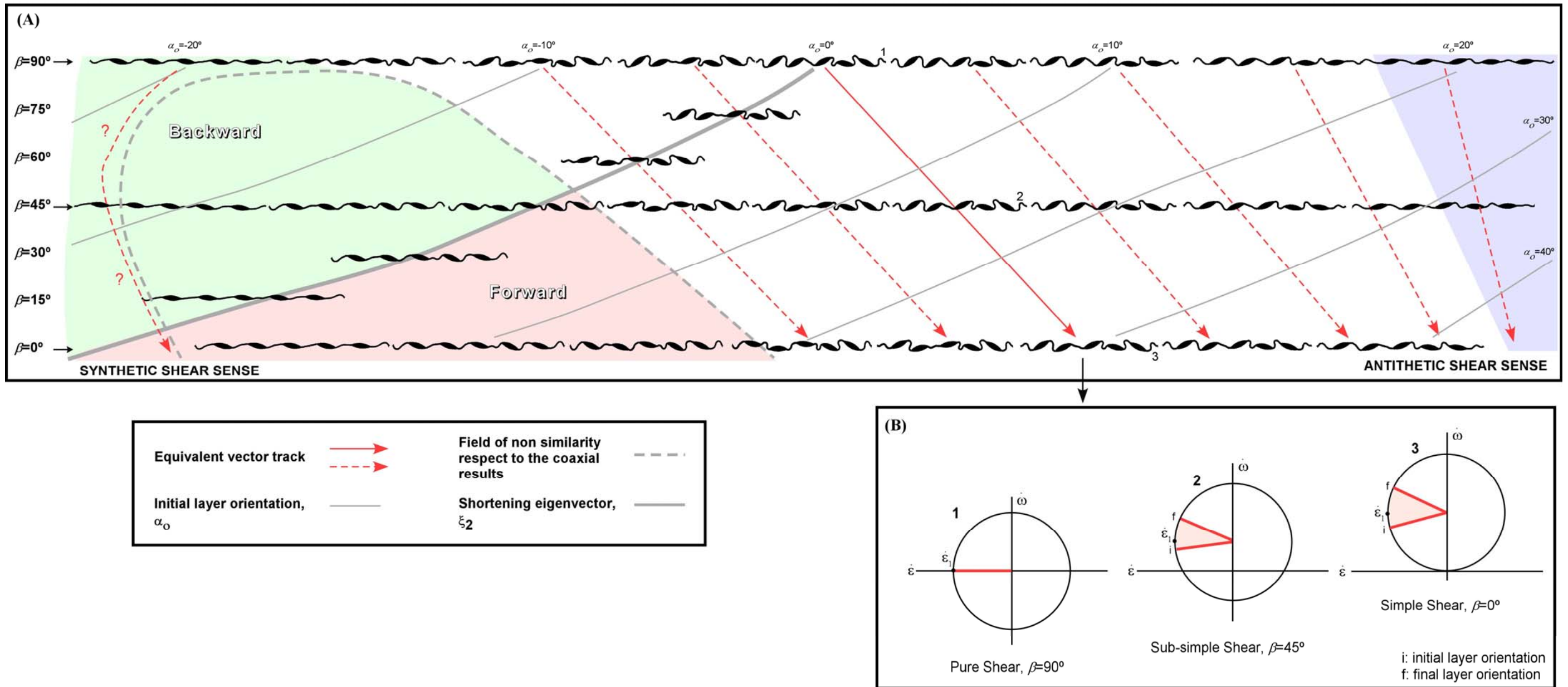


Fig. 7.35 (a) Diagrama comparatiu a l'espai (α_0, β) de les geometries desenvolupades a partir d'una configuració inicial amb $Ri=4$, $Ti=0.25$ i $Di=1.0$. Les geometries representades equivalen a les mostrades a les Fig. 24, 25, 26 i 27. Les corbes en gris connecten geometries amb igual α_0 . Tres grans camps es poden definir: (1) amb disposició dels boudin sintètic al sentit de cisalla (de color verd i rosat), (2) sense el desenvolupament d'asimetries consistents (blanc) i (3) amb disposició dels boudins amb sentit antitètic al de cisalla (lila). Observar l'equivalència de resultats entre condicions coaxials i no coaxials. Les trajectòries d'equivalència (EVT) s'han indicat amb fletxes vermelles. Aquestes uneixen resultats amb selecció i amplificació d'instabilitats similars. No a tot l'espai (α_0, β) es poden traçar EVT entre solucions coaxials i no coaxials. Pel camp sintètic hi ha un trencament de la continuïtat de l'espai de solucions, i no hi ha equivalència dels casos no coaxials amb els de cisalla

pura. L'increment de deformació ha d'afavorir a la generació de solucions. L'eigenvector compressiu ens facilita observar gran part de les solucions possibles. (b) Exemple de cercles de Mohr del tensor L associats a les geometries de plegats d'una EVT. El sector vermell indica la variació de la velocitat de deformació longitudinal i angular de la capa amb el progrés de la deformació. No obstant els diferents valors de velocitat angular, tots tres casos presenten valors semblants de la velocitat de deformació paral·lela a la capa. Segurament, les EVT són un reflex del flux de deformació en el moment de selecció de les instabilitats de plegament.

diferenciar tres grans camps atenent les asimetries desenvolupades: sintètic, antitètic i no asimètric.

El camp sintètic es troba situat a la part esquerra del diagrama i és caracteritzat pel desenvolupament d'una asimetria sistemàtica en la disposició dels boudins. La rotació dels boudins és sintètic amb el sentit de cisalla de la condició de contorn. Preferencialment es desenvolupa per a graus de no coaxilitat elevat i al voltant de l'orientació de ζ_2 . Dins d'aquest camp podem diferenciar dos subgrups, *forward* (color vermell) i *backward* (color verd), atenent respectivament, una tendència sintètica o antitètica del sentit de rotació de l'envolvent de la capa respecte al de cisalla. El camp antitètic presenta característiques similars a l'anterior, però amb el desenvolupament d'una asimetria en l'arranjament dels boudins antitètica amb el sentit de cisalla. Es troba disposat al marge dret del diagrama (color lila), per a condicions d'orientació de la capa amb moderada obliquïtat amb el pla de cisalla i amb una tendència general a disminuir la velocitat d'escurçament paral·lela a la capa amb el progrés de la deformació. L'asimetria desenvolupada és reflex de la diferència relativa de la velocitat de rotació entre els boudins i l'envolvent, amb major velocitat per aquest darrer element i el pas al camp d'extensió infinitesimal. Per tant, l'asimetria és induïda per la incapacitat (o resistència) dels boudins a rotar a la mateixa velocitat que l'envolvent, i per tant l'asimetria és induïda i no generada de forma activa pels boudins. Això també és similar pels casos extrems de coaxilitat del camp sintètic.

El darrer camp és disposa a la regió de transició entre els dos anteriors, amb la característica de no presentar cap tipus d'ordenament preferencial de la disposició dels boudins, tant referent al sentit de rotació com a l'arranjament dins les inestabilitats de plegament que han estat amplificades. Els boudins es situen tant en flancs com en regions de xarnera per l'ocasional desenvolupament de plecs amb longitud d'ona igual a la de l'interboduïn. Comparant la geometria dels resultats d'aquest camp amb els anteriors, és pot observar que a nivell qualitatiu els valors de rotacions finites màximes (respecte l'envolvent de la capa) és donen per aquest darrer camp, però la dispersió de resultats és molt més gran que pels casos anteriors, on es dona una convergència de la rotació finita dels boudins tant en el seu sentit com en el seu valor.

Dins aquest camp de no asimetria, podem definir de forma simple un conjunt de trajectòries de similitud geomètrica entre els diferents graus de no coaxilitat. Per a $\varepsilon=0.60$, el vector d'equivalència pot ser definit a partir de les dades (α_0, β) : $(0^\circ, 90^\circ)$,

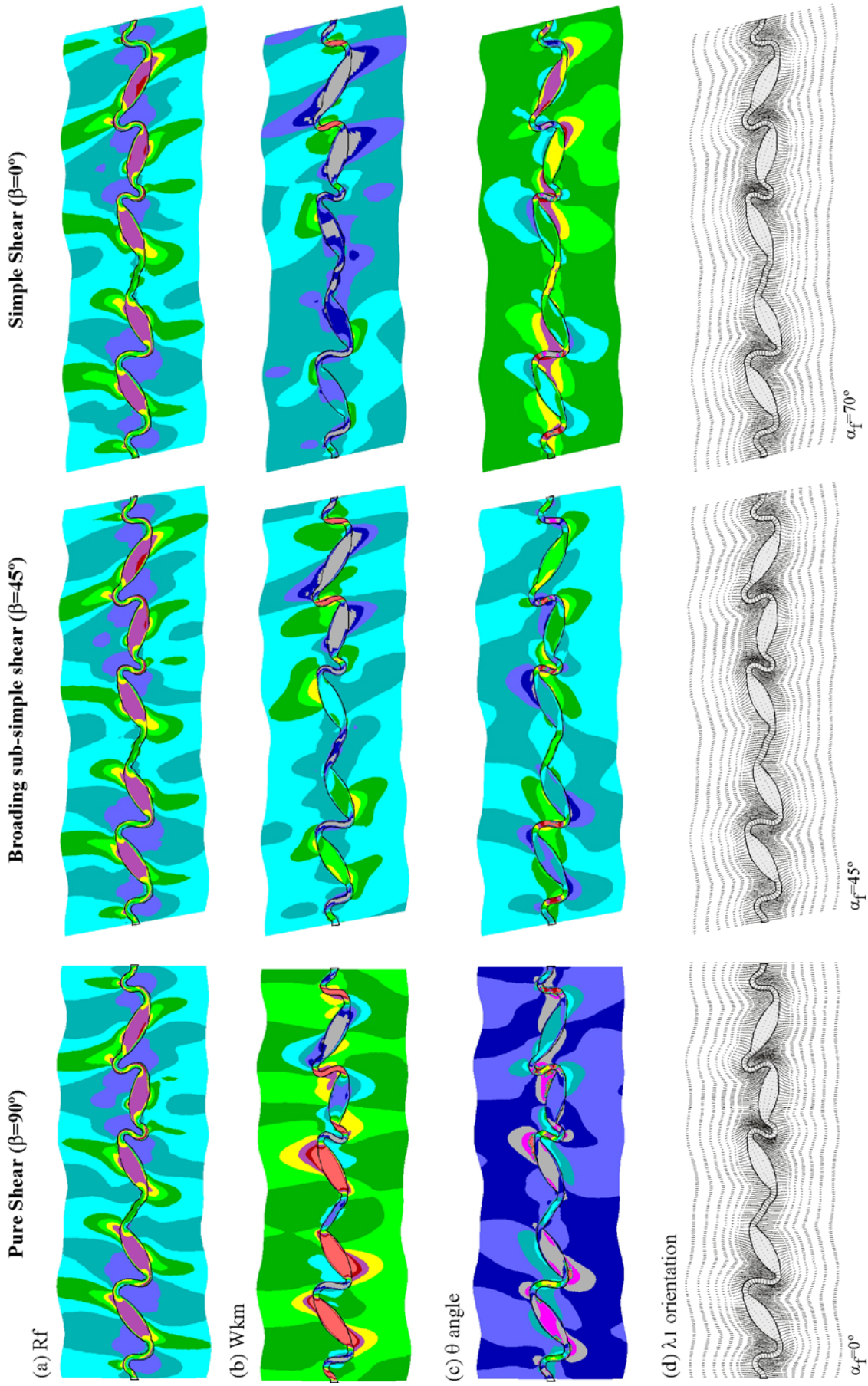
(15°, 45°) i (30°, 0°). Aquest vector ens relaciona la solució clàssica de cisalla pura amb uns resultats equivalents per a condicions de no coaxialitat. Es pot observar l'aparent similitud de geometries d'aquests resultats, no obstant representar condicions cinemàtiques i valors d'escurçament finit diferent. La coherència de la disposició del vector d'equivalència al llarg camp del diagrama, ens demostra l'aplicabilitat d'aquest concepte per a configuracions geomètriques molt més complexes. Però, què condiciona la disposició del vector? Pel cas teòric de partícules rígides, aquest era dependent de la relació relativa entre la rotació finita de envoltent i les partícules (variable ω), i per tant variable amb el progrés de la deformació. Així per aquest cas és plausible la reversibilitat dels sentit d'asimetria, doncs no hi ha una dependència de la dinàmica d'amplificació de les inestabilitats amb la geometria finita desenvolupada (almenys per a situacions amb $Di \geq 1$, la cinemàtica de la partícula rígida és sempre dependent de les equacions de Ghosh and Ramberg, 1976). Pel cas dels models de plegament de capes això darrer no és aplicable, doncs hi ha una dependència de la geometria de les inestabilitats seleccionades i, almenys per a situacions amb escurçament paral·lel al llarg de la capa i medi viscos, no hi possibilitat de reversibilitat en la selecció d'inestabilitats (Mancktelow, 1999; Zhang et al., 2000). Tant sols per a situacions d'elevada elasticitat de la capa, és poden originar readaptacions de les longitud d'ones desenvolupades (veure Budd et al., 1999; Whiting and Hunt, 1997; Mühlhaus et al., 1994), però representen estats d'esforços i comportaments mecànics fora dels estimats per a condicions naturals.

Si en fixem en detall en el vector d'equivalència que havíem definit anteriorment, es pot observar que pels diferents casos de grau de no coaxialitat representen orientacions que en el moment de la selecció de les inestabilitats presenten valors de velocitat de deformació paral·lela a la capa ($\dot{\epsilon}$) molt semblants (Fig. 34b). Per aquest cas, $\dot{\epsilon}$ és pròxima als valors de la ISA d'escurçament ($\dot{\epsilon}_1$). Aquesta similitud d'inestabilitats és no obstant al fet que les velocitats de rotació de l'envoltent de la capa són molt diferents, des de valors de $\dot{\omega}=0$ per a la condició de cisalla pura fins a $\dot{\omega} = \dot{\gamma}/2$ pel cas de cisalla simple. Però el fet d'equivalència geomètrica no ens ha de fer estranyar, doncs per a totes aquestes orientacions la diferència de les components angulars entre l'envoltent de la capa i la normal a la capa ($\dot{\omega}' = \dot{\omega}_{\text{paral·lel}} - \dot{\omega}_{\text{normal}}$) és la mateixa, per aquest cas $\dot{\omega}' = 0$. Aquest fet és similar per a les altres trajectòries d'equivalència, i sembla que en gran part aquestes són funció del valor $\dot{\epsilon}$ paral·lela a la capa i en menor grau de la diferència

del parell de velocitat angulars $\dot{\omega}$. Així, en sistemes amb generació d'instabilitats de plegament, la selecció i localització d'aquestes durant els primers estadis de deformació condiciona la posterior evolució de les pertorbacions finites que és desenvoluparan al llarg de la capa. Amb el progrés de la deformació, com conseqüència de les distintes cinemàtiques, s'originaran diferències en l'escurçament finit de la capa; però continuarà l'amplificació de les instabilitats seleccionades, i per tant continuarà una semblança en la geometria de les pertorbacions. Per a un mateix valor de deformació finita, l'amplitud finita d'aquestes pertorbacions seran diferents, doncs l'escurçament paral·lel a la capa no serà el mateix, però geomètricament aquestes pertorbacions són semblants. Els casos amb menor escurçament paral·lel a la capa són "idèntics" als casos amb més escurçament paral·lel però per a una condició de deformació finita menor. Per tant, es podria afegir una nova variable dins el mapa d'equivalència en funció a l'escurçament finit paral·lel a la capa, per fixar trajectòries d'"igualtat" geomètrica i escurçament. Però, és complicar la presentació del diagrama i les seves avantatges *a priori* no semblen revelants.

Un cop reconeguda la presència de trajectòries d'equivalència geomètrica dins l'espai de solucions (α_0, β) , se'ns genera el dubte de si la distribució de les principals components de la cinemàtica al voltant de l'estructura també són similars o, al contrari, són diferents. S'han avaluat i realitzat diagrames de distribució dels paràmetres de deformació finita (Rf), del número de vorticitat cinemàtica (Wkm), de l'angle θ d'orientació de la direcció instantània de màxima deformació ($\dot{\epsilon}_1$) i de l'orientació de l'eix de màxim deformació finita (λ_1) tant dels elements de la capa com de les regions de la matriu disposades al seu voltant. La longitud del paràmetre λ_1 s'ha escalat respecte al seu valor de Rf .

A la Fig. 35 es mostra un exemple de comparació de l'arranjament d'aquests paràmetres pel vector d'equivalència definit per (α_0, β) : $(0^\circ, 90^\circ)$, $(15^\circ, 45^\circ)$ i $(30^\circ, 0^\circ)$ (fletxa vermella continua de la fig. 34a). Es pot observar que la tendència de distribució dels paràmetres és molt semblant pels diferents models, sobretot si ens fixem en la zona de la matriu més pròxima a la capa. Així pel paràmetre Rf , tant la seva variació com el seus valors són quasi idèntics, no obstant representar orientacions de capa i cinemàtiques molt diferents. En tots ells els màxims de deformació es troben associats als interboudins, mentre els mínims es troben disposats pròxims a les zones de xarnera.



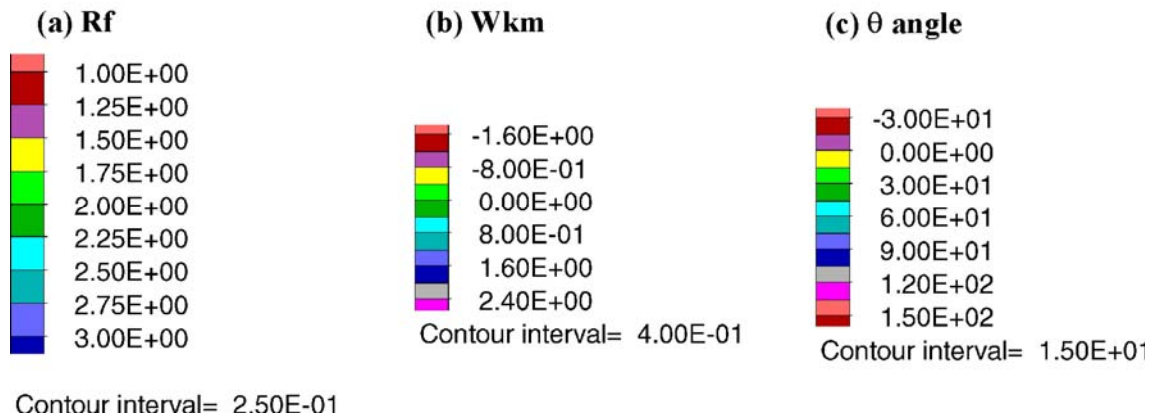


Fig. 7.35 Gràfics de contorn de la distribució (a) la relació axial de la deformació finita (Rf), (b) el número de vorticitat cinemàtic extern (Wkm), (c) de l'angle θ i (d) orientació de la direcció de màxima extensió (λ_1) pels models amb EVT (α_0, β): ($0^\circ, 90^\circ$), ($15^\circ, 45^\circ$) i ($30^\circ, 0^\circ$) (fletxa vermella continua de la fig. 34a). Es pot observar que els gradients de valors són molt semblants per a tots els casos. Per a Rf és idèntica, mentre per Wkm i θ depèn del valor de base. Però la variació és similar, almenys per a la zona de matriu més pròxima a la capa. Les EVT no únicament uneixen geometries similars sinó també distribucions similars de les raons finites de deformació. Per un sistema de referència paral·lel a la capa, únicament l'orientació de λ_1 respecte a l'envolvent de la capa mostra tendències diferents per cadascun dels casos, sobretot quan tendeix al valor global.

Notar que la geometria de distribució sigmoïdal és dependent del sentit de rotació relatiu dels boudins. Pels paràmetres Wkm i θ , en gran part la variació dels paràmetres també és similar, no obstant que presentin valors absoluts diferents doncs el valor de base per cadascun dels models és diferent (per cisalla pura $Wkm=0$, mentre per cisalla simple és $Wkm=1$). Si es normalitza aquests valors respecte als de base, es preveu una distribució dels valors molt més semblants. Finalment, l'orientació i valors de l'eix λ_1 , és a nivell local de la capa quasi idèntica, amb intensificació a les zones d'arc intern dels plects i una disposició obliqua respecte a les cares dels boudins. Únicament divergeixen en solució per a regions el suficientment allunyades dels efectes de la capa on tendeixen a una orientació i a uns valors determinats per la condició de contorn externa.

Els resultats d'aquesta figura poden ser comparats amb els de la Fig. 5, on es mostrava l'evolució i distribució de les raons cinemàtiques per a una capa amb ordenament asimètric. Les principals divergències són respecte a la disposició de la deformació i orientació de λ_1 al voltant dels boudins. Pel present cas, els mínims de Rf es disposen als extrems dels boudins i λ_1 mostra una tendència obliqua a les cares dels boudins, mentre

que per l'altre cas, els mínims es situen al voltant del centre dels boudins amb una disposició de λ_1 subperpendicular als límits dels boudins.

Els resultats de la Fig. 35 mostren que l'equivalència dels resultats no únicament és referent a la geometria de la capa, sinó també en referència a la distribució local de les raons de la cinemàtica. A nivell camp, on desconeixem el valor de base de la deformació i únicament podem establir relacions relatives i qualitatives d'orientacions i intensitat de deformació, ens és molt difícil diferenciar unívocament el grau de no coaxilitat de la deformació a partir de l'observació de distribució local dels seus elements. Únicament sembla plausible a partir del suport de l'orientació externa de la capa i la seva relació amb l'orientació de l'eix de màxima deformació finita (*FSA*). Aquest resultat no ens ha d'estranyar, doncs clàssicament, la caracterització del grau de no coaxilitat es realitza a partir d'un conjunt d'elements o estructures amb el màxim grau de dispersió de formes i orientacions a l'espai (veure Passchier 1987,1990; Simpson and De Paor, 1993). Per tant sembla lògic, la aparent incapacitat d'estimar el grau de no coaxilitat a partir d'elements orientats en una mateixa direcció.

La definició de les trajectòries d'equivalència (EVT) ha sigut simple pel camp de no asimetria. Igualment ho és pel camp de resultats amb asimetria antitètica, però si intentem definir-les pel camp d'asimetria sintètica aquestes trajectòries, però, no són tan trivials. Com prèviament havíem vist, la transició de condicions d'elevat grau de no coaxilitat a coaxial es realitza a partir del camp de rotació antitètica de l'envolvent de la capa (camp *backward*; de color verd a la Fig. 34a). Però si ens fixem, no s'observen resultats equivalents pel rang $\alpha_0=5^\circ-15^\circ$ de cisalla simple dins el camp de resultats coaxials. Es pot intuir certa convergència dels resultats cap a un valor de $\alpha_0=-15^\circ$ de la condició coaxial, però no és evident la similitud geomètrica, i sembla més raonable la presència de certa discontinuïtat dins el mapa d'autoorganització dels resultats. Aquest trencament de les EVT és semblant al inferit per a condicions de partícules rígides, però el seu desenvolupament ja és observable per a condicions de moderada deformació ($\varepsilon=0.60$). El progrés de la deformació ha de potenciar el trencament de les EVT, i fer tendir dins el mapa al desenvolupament de solucions úniques i no equivalents. Així per a condicions de cisalla simple, la rotació progressiva de les capes origina la transició cap al camp d'extensió i per tant, la pèrdua d'equivalència amb condicions més coaxials. Per aquesta darrera situació, la condició $\alpha_0=0^\circ$ ens genera una solució única amb $\dot{\varepsilon}$ paral·lel a la capa constant i escurçament monòton. Per aquesta solució no

trobarem cap resultat similar, doncs aquelles orientacions que representin les actuals direccions de màxim escurçament, seran el reflex de l'amplificació d'unes pertorbacions asimètriques inicials diferents. És a dir, mentre per a la condició coaxial serà no simètrica, per a la condició de cisalla simple la solució tendirà a un arranament dels boudins asimètrics. Donades les condicions geomètriques d'aquest model, per a valors de $\varepsilon > 1.0$, ja es produiria una diferenciació substancial dels resultats per a la direcció de màxim escurçament. Per a condicions generalitzades d'extensió no es descartable que hi hagi una regeneració de noves EVT, però aquesta possibilitat fora dels objectius del present estudi.

Com a conseqüència d'aquesta sèrie de factors, sobretot per la presència de les EVT i/o el reconeixement del desenvolupament de geometries úniques, la direcció de l'eigenvector d'escurçament se'ns defineix com una orientació clau alhora de la interpretació cinemàtica dels resultats. A partir del diagrama es pot observar que per a definir tot l'espai del resultats, ho podem fer a partir dels segments de resultats definits per ζ_2 i per les condicions coaxials amb de $\alpha_0 > 0^\circ$. Això es conseqüència de la disposició de les EVT respecte aquestes direccions, doncs al creuar-les, origina una distribució de solucions úniques (totes diferenciades entre elles), però, equiparables amb qualsevol disposició general dins l'espai (α_0, β) . No obstant, que qualsevol corba amb mateix α_0 representa una orientació amb solucions úniques (veure Fig. 34), l'orientació més interessant és el segment definit per la direcció de l'eigenvector d'escurçament, doncs a part de representar una direcció especial dins la cinemàtica d'aquestes deformacions, ens permet fer una primera diferenciació dels resultats respecte al grau de no coaxilitat. Podem ajustar una valor de β com a mesura del grau de no coaxilitat; però aquesta estimació no és totalment unívoca, doncs s'han d'analitzar les possibles solucions equivalents dins l'espai general. Per això, s'ha definit com a angle d'equivalència entre eigenvectors (β^*) a aquesta raó, doncs representa una primera estimació al valor de la Wk del sistema. L'anàlisi a partir de la direcció ζ_2 , encara serà més important en el supòsit de dades que mostrin geometries asimètriques concordants amb el sentit de cisalla global.

Aquests conceptes desenvolupats al llarg d'aquesta secció seran la peça essencial alhora de poder definir una eina d'estimació tant de la deformació com del número de vorticitat a partir de les dades de camp.

7.6 Tractament Dades: Probabilitat de desenvolupament d'arranjaments asimètrics.

De l'anàlisi dels experiments analògics (capítol 6), s'havia observat que les geometries resultants dels models eren molt variables, i que per a una mateixa configuració inicial era necessari repetir-ho més d'un cop alhora de comprovar la validesa dels resultats observats. Durant aquestes darreres seccions de modelització numèrica, tant sols ens hem centrat en l'anàlisi de la influència dels diferents paràmetres que defineixen la configuració dels models (com geomètrics, mecànics, condicions de contorn, etc.), per establir quin era el tipus de pertorbacions que és localitzaven, s'amplificaven i quina era la geometria resultant. Un dels conceptes que hem parat més atenció era referent a la tendència a desenvolupar-se una disposició asimètrica per part dels boudins de la capa. Per aquells models definits a partir d'una única pertorbació inicial de petita amplitud però de caràcter finit (capítol 5), els resultats sempre són constants i no variables. La repetició successiva de la mateixa configuració inicial sempre resulta amb la generació de la mateixa solució. En canvi, les simulacions d'aquest capítol s'han definit a partir d'una configuració d'estudi a la qual s'ha afegit una distribució de pertorbacions aleatòries molt petites. El tipus i/o modes d'inestabilitats desenvolupades dependran de la configuració base però també del tipus de distribució inicial (Mancktelow, 1999). Fins ara, totes les observacions s'han establert a partir de models amb la mateixa distribució aleatòria. Però, conceptes com el d'asimetria o els valors de rotació finita dels boudins han de ser funció d'aquesta distribució. Per a estimar d'una forma correcta l'estabilitat d'aquests conceptes i dels resultats desenvolupats, per a cadascuna de les configuracions base s'han definit un conjunt de quatre simulacions amb distribucions aleatòries diferents (Fig. 36, designades a partir de la nomenclatura $n1$ a $n4$). Les característiques de definició són idèntiques amb desviació màxima $A_r=50$, però la "llavor" escollida per a generar les distribució aleatòries és diferent. Els resultats a nivell de geometria varien, però en general el mode de localització i la influència de la configuració inicial *pinch-and-swell* és similar.

La consistència a un desenvolupament ordenat asimètric s'ha estimat a partir de la probabilitat de generar una geometria d'imbricació dels boudins. Com inicialment la capa és formada per 5 boudins, fins a 4 ordres de geometries d'imbricació es poden definir, segons el número de boudins implicats sigui 2, 3, 4 o 5 (designats a partir de IMB2 a IMB5). La probabilitat per a cadascun d'aquests casos, s'ha estimat a partir del

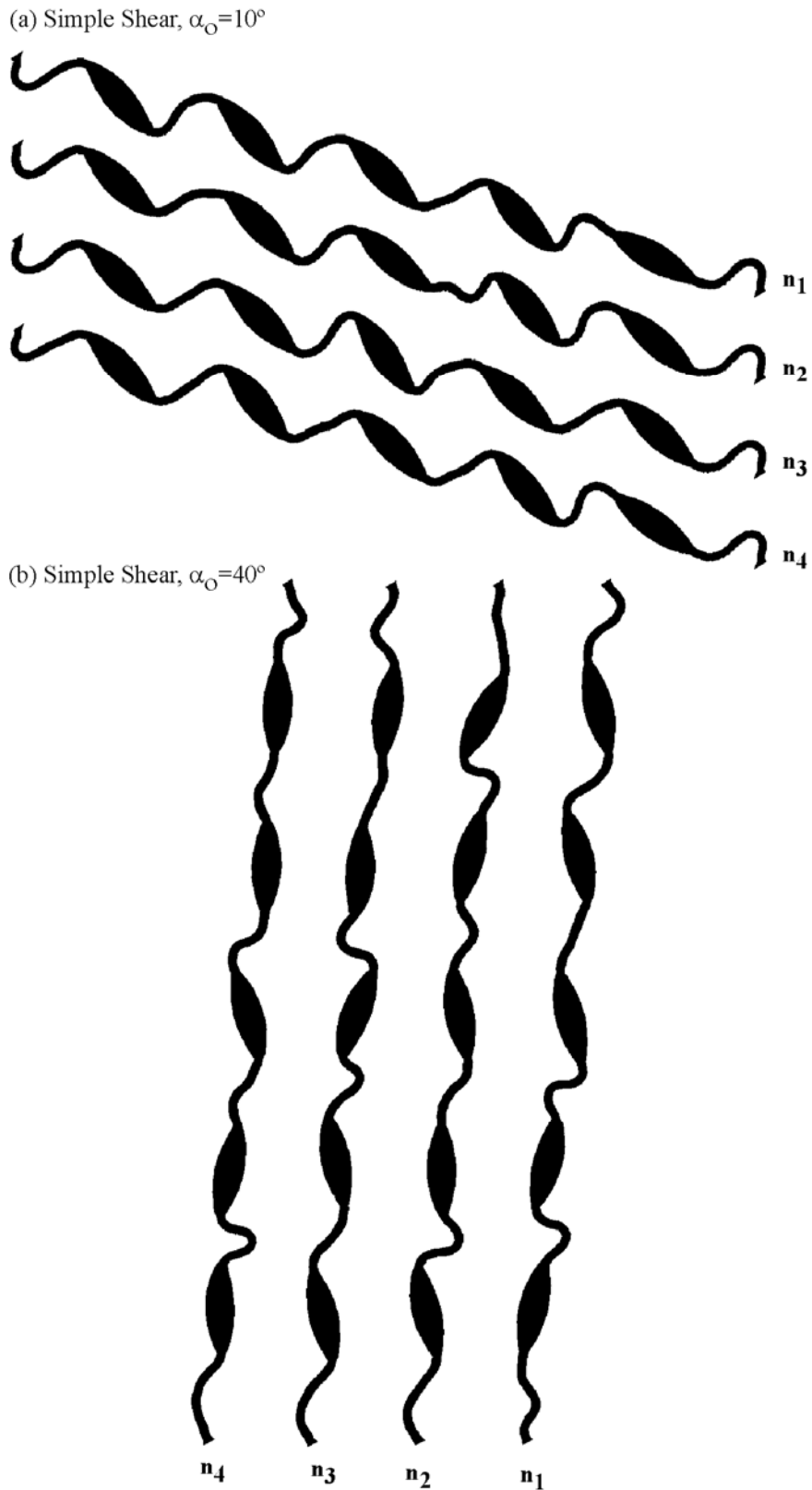


Fig. 7.36 Exemples dels efectes de variar la distribució aleatòria de pertorbacions (n1 a n4). Possibilitat la variació de solucions per a una mateixa configuració bàsica de la capa, Wk i orientació. (a) Per cisalla simple i $\alpha_0=10^\circ$. Diferències de la geometria de les inestabilitats dels interboudins però tots els boudins presenten sentits de rotació semblants. (b) Per cisalla simple i $\alpha_0=40^\circ$. Variació de la geometria per cadascuna de la sèrie de distribucions aleatòries (n1 a n4).

quocient entre el numero de casos favorables respecte al numero total. El criteri d'imbricació és simple; s'ha definit com a cas favorable quan els boudins coincidents han rotat de forma relativa cap al mateix sentit, i per tant, es troben disposats en flancs equivalents de l'estructura global de la capa. Així, un cas d'imbricació de 4 boudins (IMB4) és aquell on de forma consecutiva quatre boudins mostren el mateix sentit d'asimetria. Alhora d'estimar el numero de casos favorables no s'ha discriminat respecte al sentit d'imbricació. No obstant el numero total de repeticions és petit, sembla que és suficient alhora d'establir, almenys a nivell de primer ordre d'aproximació, l'estabilitat d'asimetria pels sistemes estudiats. Per tal d'establir un marc de referència als valors obtinguts, s'ha avaluat la probabilitat condicionada (dPn) per a un conjunt de 2 a 5 elements. La probabilitat d'imbricació de dos boudins és $1/2$ ($dPn_{IMB2}=1/2$), mentre que respectivament $dPn_{IMB3}=1/4$, $dPn_{IMB4}=1/8$ i $dPn_{IMB5}=1/16$. D'aquest darrer valor, es pot establir que la probabilitat per atzar de desenvolupar-se una geometria de molt elements imbricats és molt baixa ($\ll 10\%$).

De forma sistemàtica s'ha avaluat les diferents probabilitats per a cadascuna de les configuracions bàsiques utilitzades. La variació de la probabilitat d'asimetria respecte l'orientació inicial α_0 i el grau de no coaxialitat és mostrada a la Fig. 37 per a una configuració inicial del model amb $Ri=4$, $Ti=0.25$ i $Di=1.0$. La Wkm no únicament origina una translació de la distribució de probabilitat sinó també una variació dels seus valors. Per a condicions de cisalla pura (Fig. 37a), en general la probabilitat d'elevades asimetries és baixa i pren valors màxims quan incrementa l'obliquïtat de la capa respecte la ISA de màxim escurçament ($\dot{\epsilon}_1$). Per a aquestes darreres situacions (amb $|\alpha_0| \geq 20^\circ$) $dPn_{IMB5}=0.5$, mentre el mínim d'aquesta probabilitat és zero per a una orientació paral·lela a $\dot{\epsilon}_1$. Observar que en general per a situacions coaxials el desenvolupament d'una geometria imbricada de dos elements és elevada, amb mínim semblant a la probabilitat condicionada, però el sentit d'imbricació és variable amb mateixa probabilitat per qualsevol dels dos sentits aparents de rotació. Per a condicions de cisalla simple (Fig. 37c), la probabilitat és molt elevada per a orientacions de la capa inicial $\alpha_0 \leq 20^\circ$, amb valors de $dPn_{IMB5}=1$ per $\alpha_0 \leq 10^\circ$. L'increment d'obliquïtat respecte al pla de cisalla (o la paral·lelització respecte $\dot{\epsilon}_1$) origina una disminució de la probabilitat amb mínim per a un angle de 40° . Per a condicions de cisalla general (Fig. 37b, $\beta=45^\circ$), les tendències de distribució són semblants, amb valors mínims per a orientacions pròximes a $\dot{\epsilon}_1$ (l'angle de $\dot{\epsilon}_1$ respecte al pla de cisalla és $(90-\beta)/2$, que per

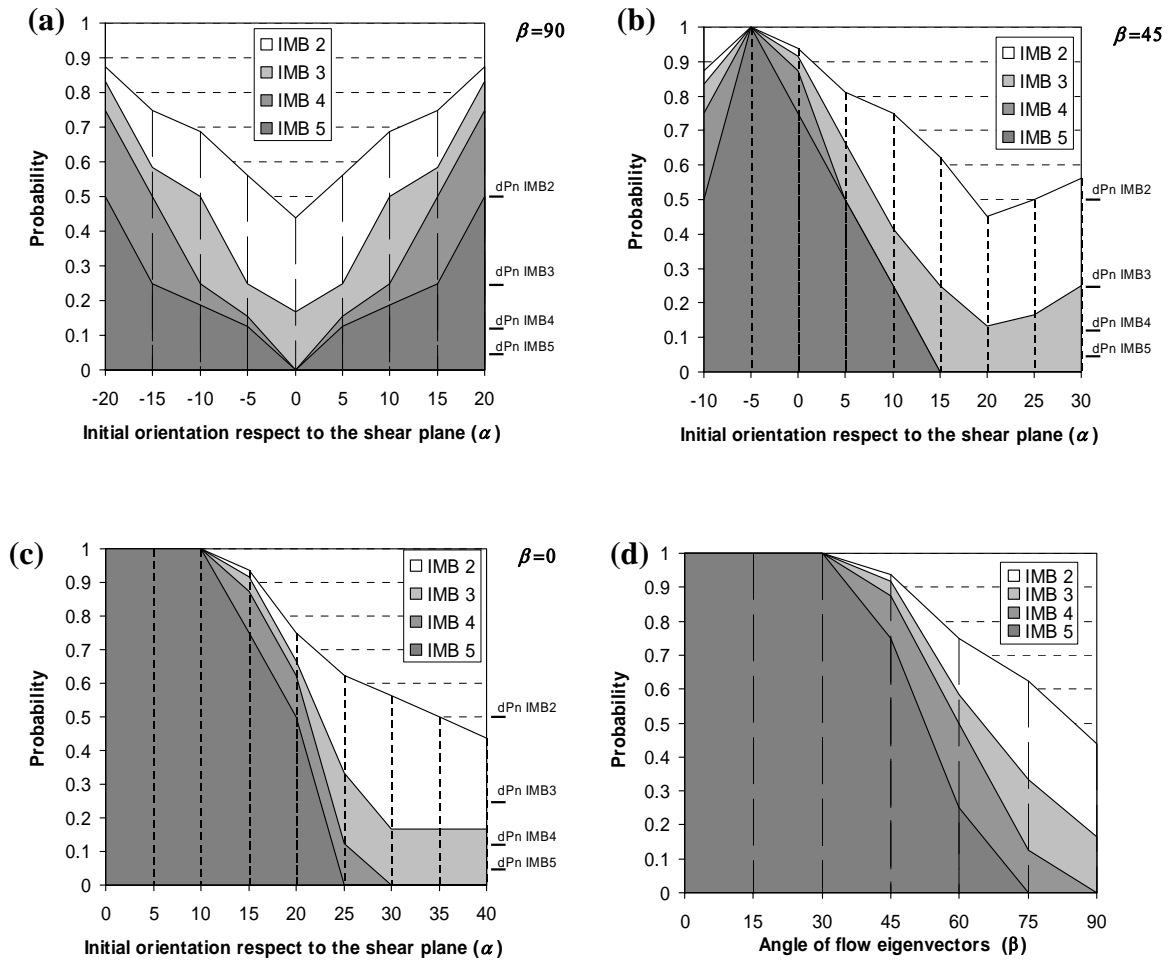


Fig. 7.37 Gràfics de la variació de la probabilitat de desenvolupament d'arranjaments asimètrics de 2 (IMB2), 3 (IMB3), 4 (IMB4) i 5 (IMB5) boudins respecte orientació de la capa. (a) Cisalla pura, (b) cisalla subsimple $\beta=45^\circ$ i (c) cisalla simple. (d) Variació de la probabilitat d'imbricació respecte l'angle entre els eigenvectors de flux. De forma general la probabilitat d'imbricació sistemàtica (IMB4 o IMB5) disminueix amb l'increment de les components longitudinals paral·leles a la capa. Observar que la probabilitat d'imbricació local de dos boudins és per a tots els casos d'un 50%. Al marge dret dels gràfics s'ha indicat el valor de probabilitat estadística de cadascun dels paràmetres IMB. Observar que els casos de 100% de probabilitat per IMB4 o IMB5 no poden ser explicats per qüestions d'atzar. Nota: el sentit d'imbricació no s'ha tingut en compte alhora de calcular la probabilitat.

aquest cas és 22.5°) i valors màxims per orientacions pròximes a la direcció de l'eigenvector d'escurçament (ξ_2). A partir d'aquestes gràfiques, sembla que hi ha una tendència a la reducció de l'amplada del camp de màxima imbricació amb l'increment del grau de no coaxilitat. Això en part és confirmat amb l'estimació de la probabilitat per a la direcció ξ_2 amb la variació de β (Fig. 37d), i confirma la idea de que aquesta orientació és clau per a una estimació del grau de no coaxilitat a partir de dades de camp. Totes aquestes observacions s'han de prendre amb cautela doncs representen un cas concret, i no es poden generalitzar per a qualsevol configuració, doncs hi ha una

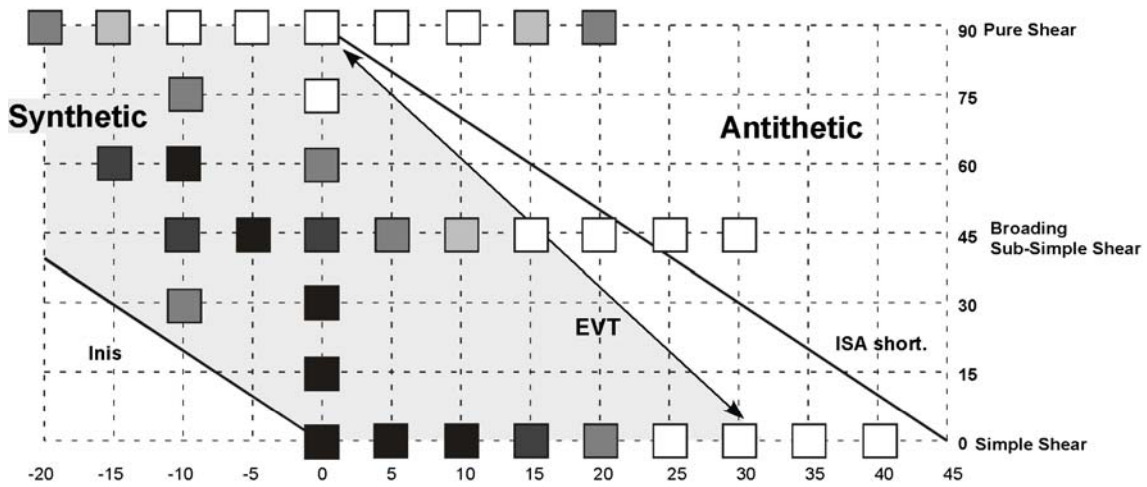
dependència de la configuració inicial en la geometria desenvolupada (veure Fig. 20 a 32).

El concepte de probabilitat en el desenvolupament asimètric pot ser fàcilment integrat dins els diagrames d'organització similar de models. Aquestes variables de probabilitat poden ser utilitzades com a base per a la definició de la funció numèrica de "veïnatge" (*neighborhood function* de Kohonen, 1995). Aquesta que ens permet estimar la semblança geomètrica entre els diferents elements que conformen el mapa d'organització similar. S'ha pres com a indicador d'asimetria al valor de la probabilitat d'imbricació coherent de 4 o més boudins. Com prèviament hem vist, la probabilitat de desenvolupament d'aquestes geometries per atzar és molt petita, i bàsicament el seu desenvolupament, almenys en a partir dels models numèrics, han de ser reflex de les condicions de la cinemàtica.

Un exemple de la integració d'aquests conceptes és mostrat a la Fig. 38 pel model numèric de referència (configuració geomètrica $Ri=4$, $Ti=0.25$ i $Di=1.0$, $m=100$ i $\varepsilon=0.60$). La informació pot ser representada a partir de dos tipus de diagrames equivalents: o bé en funció de l'angle d'orientació inicial (α_0 , cas a de la Fig.38), o bé en funció de l'angle d'orientació finita de la capa ($\alpha(\varepsilon)$, cas b de la Fig.38). La primera forma és segurament molt més útil per a qüestions de modelització, doncs la representació és independent del progrés de la deformació. En canvi la segona representació, és més útil alhora de comparar les observacions de camp amb els resultats numèrics. Independentment del tipus de diagrama, la distribució dels valors és semblant. Per a una millor referència dels diagrames, s'han afegit les orientacions dels eigenvectors (ξ_1, ξ_2), de les línies de no deformació instantània (*Inis*) i de l'ISA d'escurçament. Cadascun dels models realitzats, s'han representat a partir d'un quadrat amb un tramet depenent de la probabilitat estimada. La distribució de les dades del camp sintètic ens permet confirmar, d'una forma més quantitativa, la pèrdua d'asimetria amb l'increment del grau de coaxilitat i el desenvolupament d'una discontinuïtat dels valors entre els dos extrems del grau de no coaxilitat. Les regions de màxima probabilitat és restringeixen a situacions d'elevat grau de cisalla simple i pròximes a l'eigenvector d'escurçament. La distribució dels valors segueixen de forma aproximada les direccions dels vectors d'equivalència definits a la Fig. 37, i per tant, les observacions establertes a partir d'aquells resultats poden ser considerades com a vàlides i no dependents de la distribució inicial aleatòria.

$Ri=4.0, Di=1.0, Ti=0.25$
log. strain $\varepsilon=0.60$

(a) Initial orientation of the layer



(b) Final orientation of the layer

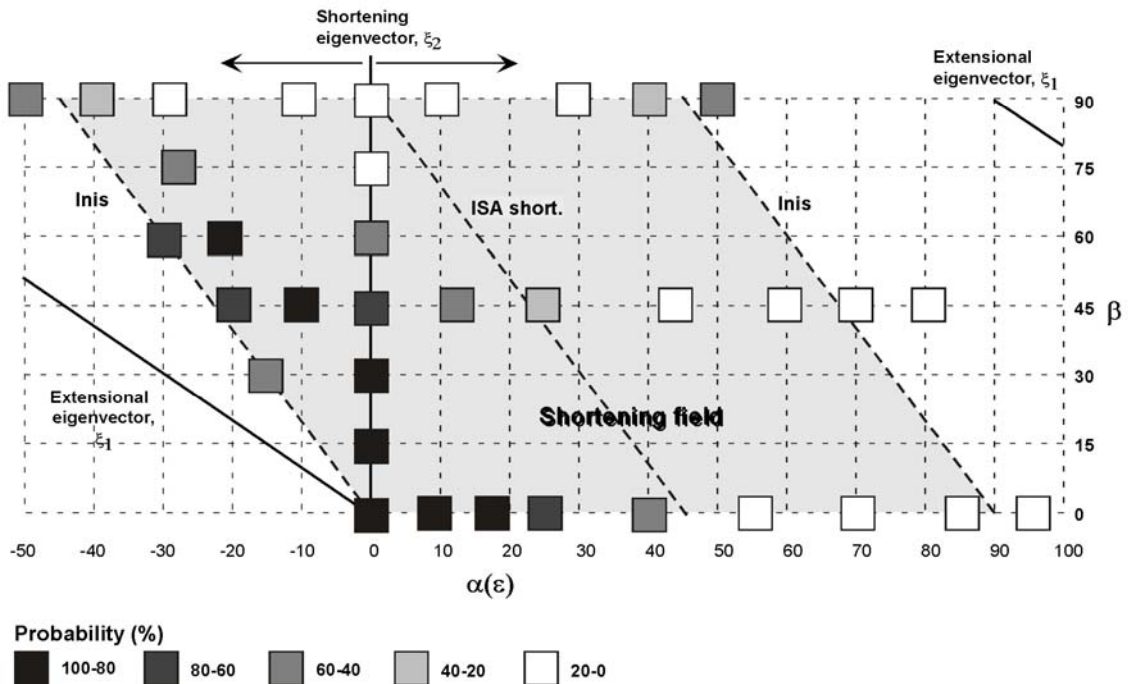


Fig. 7.38 (a) Diagrama amb la integració de l'orientació inicial de la capa, número de vorticitat cinemàtica i la probabilitat d'imbricació per a una sèrie de models amb configuració $Ri=4, Di=1, Ti=0.25$. La probabilitat de màxima imbricació és localitzada per a condicions d'elevat grau de no coaxialitat i amb orientacions pròximes a l'eigenvector d'escurçament. La proximitat d'orientació de la capa respecte a la *ISA* d'escurçament origina geometries amb poca imbricació. Per a situacions de camp antitètic la probabilitat ha d'incrementar fins almenys a valors mitjans (60-40%) (b) Similar al anterior, però respecte a l'angle d'orientació final de la capa per a $\varepsilon=0.60$.

Una altra forma alternativa de representació d'aquestes dades és mitjançant un gràfic de contorn de la variació de la probabilitat, tant sigui en funció de l'orientació finita com de la inicial (Fig. 39a i b). A partir d'aquests gràfics es poden diferenciar d'una forma més evident els diferents camps anteriorment definits (sintètics, antitètics i no asimètrics). La determinació dels diferents límits de les corbes de probabilitat és més simple en funció de α_0 que en funció de $\alpha(\varepsilon)$, doncs la variació de la probabilitat per a situacions amb extensió paral·lela a la capa no és obvia a partir de les dades actuals.

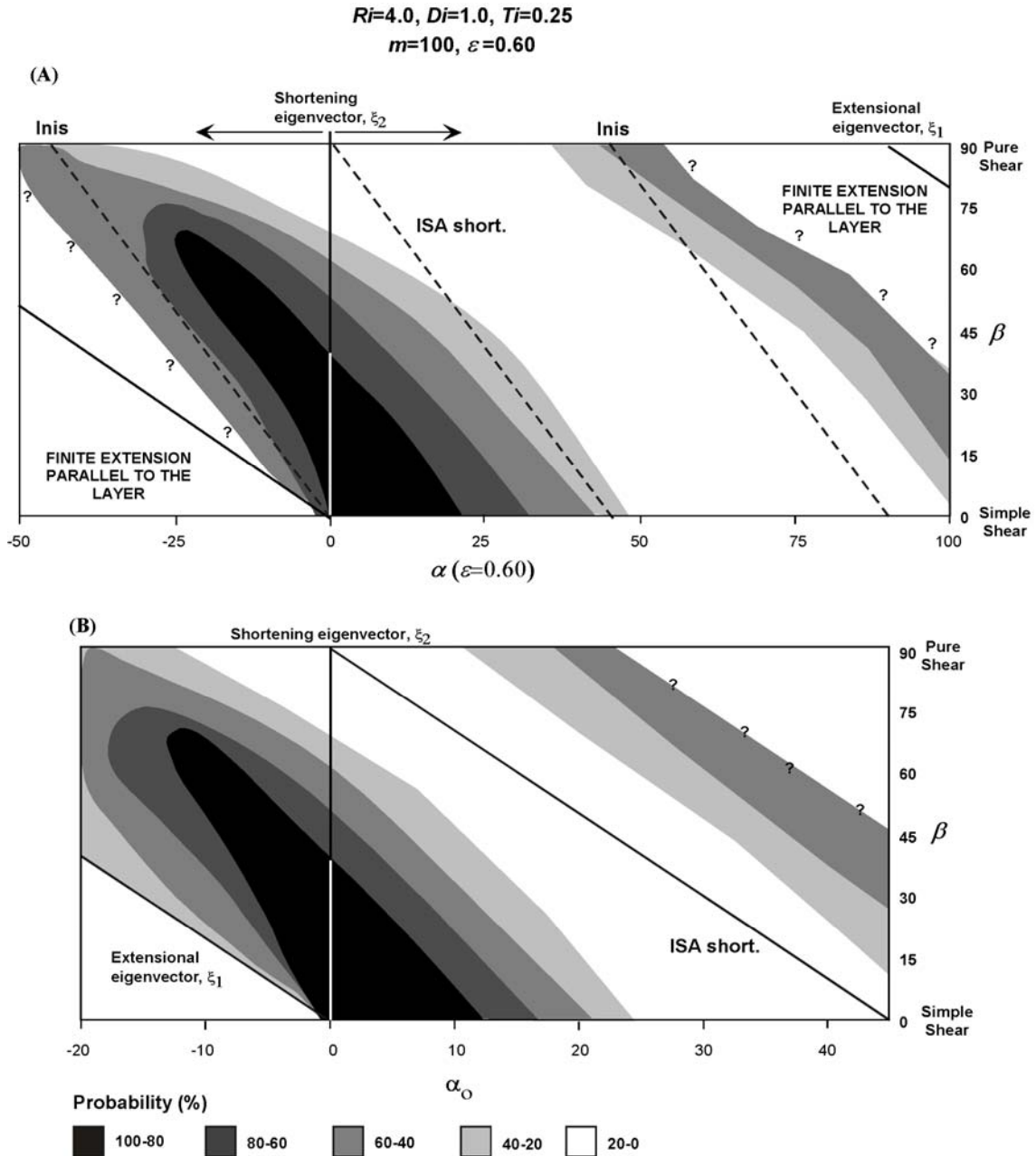


Fig. 7.39 Alternativa representació dels diagrames de la Fig.38 mitjançant gràfics de contorn. (a) Respecte l'angle finit de la capa per a $\varepsilon=0.60$. (b) Respecte l'angle inicial de la capa. La continuació cap als camps de deformació finita extensional no s'han estudiat i es desconeix quina serà la tendència. Segurament, l'extensió de la capa originarà el desplegament de la capa i la pèrdua d'asimetries.

La distribució de valors resultants és molt senzilla, amb una disminució progressiva de la probabilitat d'imbricació a mesura que s'incrementa el caràcter coaxial i ens aproximem a orientacions pròximes a les *ISA* de la deformació. Amb l'increment de la deformació, no es preveuen arranjaments més complexes i es descarta la possibilitat d'organitzacions aleatòries o estocàstiques. En canvi, l'increment de deformació si que origina un progressiu augment de l'amplitud del camp amb asimetries sintètiques. Diagrames sintètics com els de la Fig. 38 s'han realitzat per a altres configuracions inicials. Pel cas teòric de partícules aïllades, el desenvolupament de conjunts asimètrics és generalitzat amb probabilitat màxima per a quasi totes les orientacions possibles; únicament no es desenvolupen arranjaments asimètrics per aquelles orientacions particulars amb mateix angle de rotació finits de l'envolvent de capa i de la partícula (Fig. 40). Per aquesta configuració, els diagrames d'espai d'organització són una representació de la geometria per a un "temps" molt concret, doncs amb l'increment de la deformació s'origina una translació i modificació dels diferents camps. El diagrama sintètic per a una configuració inicial amb $Ri=2$ i $Ti=0.10$ és mostrada a la Fig. 41. L'amplitud de la probabilitat d'asimetria s'incrementa respecte al primer cas, tant respecte al grau de no coaxilitat com respecte a l'angle d'orientació inicial de la capa. Es confirma que hi ha una dependència positiva al desenvolupament d'asimetries tant per la reducció de l'espessor de l'interboudin, com per la reducció de la relació axial de partícules. Aquesta dependència queda clarament definida a partir de la Fig. 42, on es mostra un diagrama de la variació de la probabilitat d'arranjament asimètric en funció de les variables Ti , β i Ri . L'increment de totes tres variables origina un decreixement de la seva probabilitat. Segurament el paràmetre més condicionant és l'espessor normalitzat, doncs petites variacions del seu valor origina caigudes dràstiques. Únicament per a situacions d'inclusions no connexes o amb espessor d'interboudin molt fi s'observa la possibilitat real d'arranjaments generalitzats asimètrics. En general, per a valors de $Ti \sim 0.25$, la possibilitat d'arranjament és petita, i és redueix a situacions d'elevat grau de cisalla simple i orientacions pròximes al pla de cisalla. Per a configuracions de capa amb valors de $Ti > 0.50$, la probabilitat és escassa, i podem concloure que almenys per a les condicions dels presents models numèrics, el desenvolupament de pertorbacions asimètriques per *buckling* en capes amb gruix homogeni és molt difícil i no sembla que siguin tant sols el reflex d'una disposició obliqua de la capa respecte l'orientació d'escurçament (Price, 1967; Treagus, 1973).

$Ri=2.0, Di=1.0, Ti=0.0$
 log. strain $\epsilon=0.60$

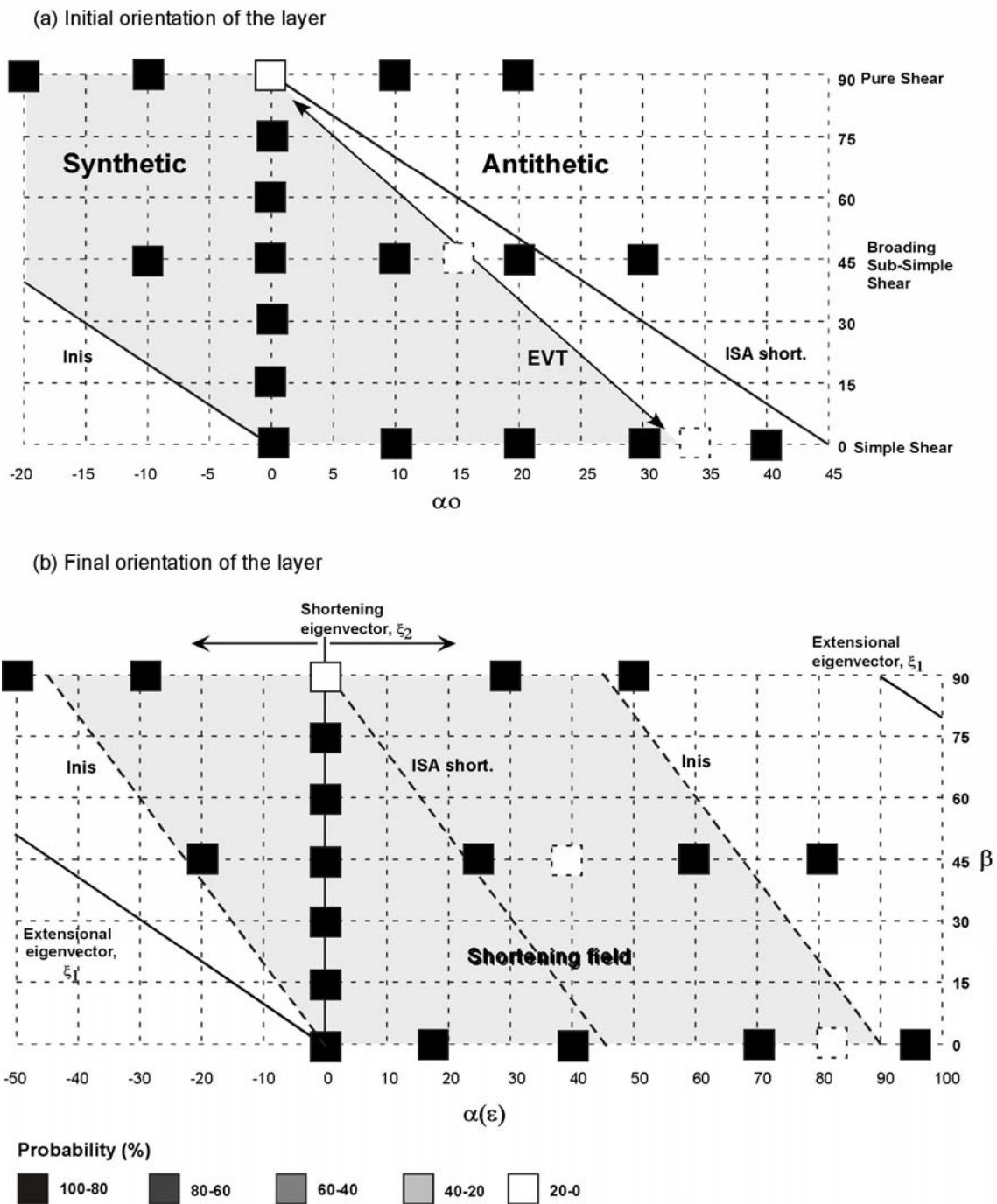


Fig. 7.40 (a) Diagrama amb la integració de l'orientació inicial de la capa, número de vorticitat cinemàtica i la probabilitat d'imbricació per a una sèrie de models amb configuració $Ri=2, Di=1, Ti=0.0$. Representen els models de la Fig. 20. La probabilitat d'imbricació és generalitzada al llarg de tot el diagrama. (b) Similar al anterior, però respecte a l'angle d'orientació final de l'envolvent per a $\epsilon=0.60$.

$Ri=2.0, Di=1.0, Ti=0.10$
 log. strain $\varepsilon=0.40$

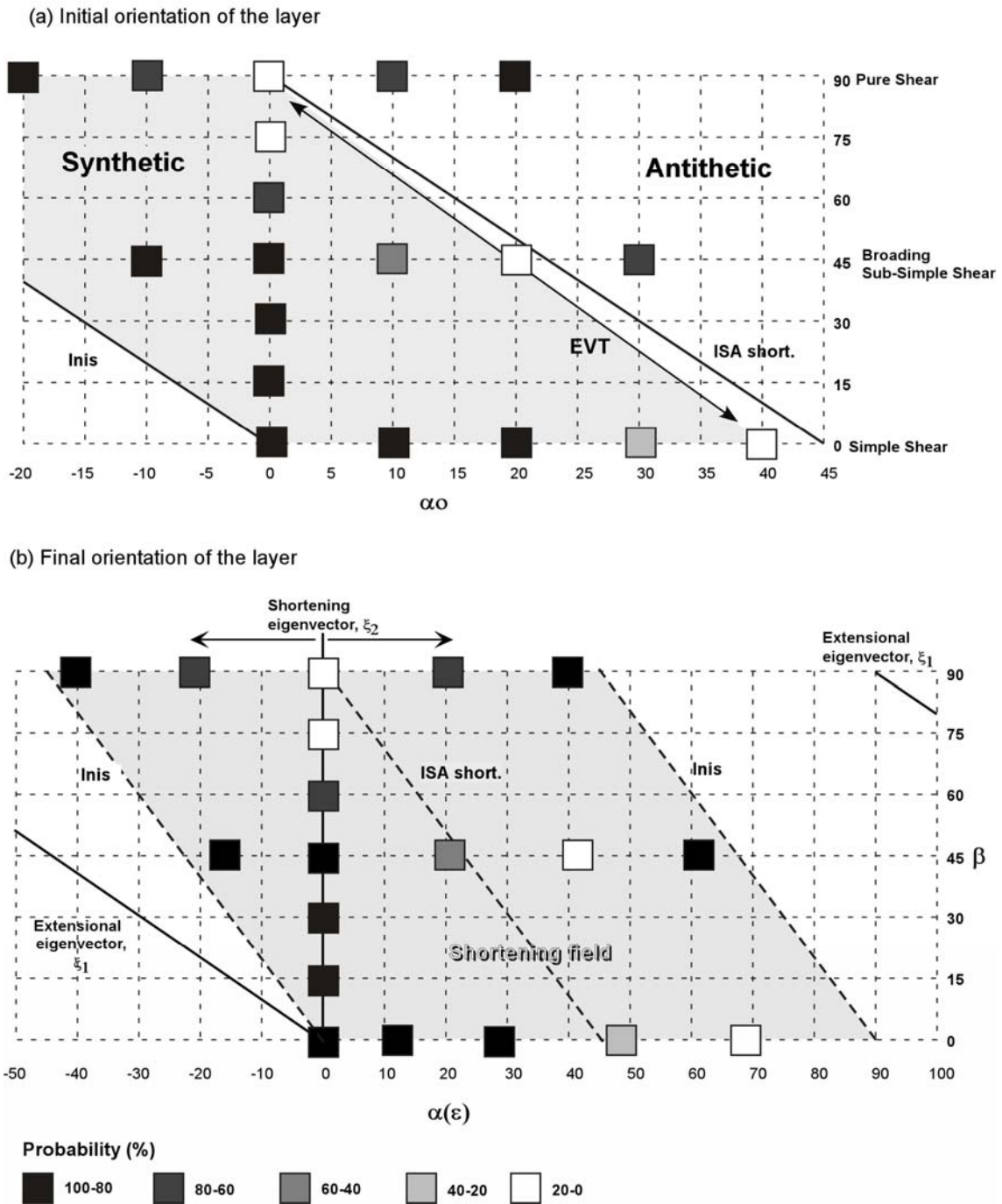


Fig. 7.41 (a) Diagrama amb la integració de l'orientació inicial de la capa, número de vorticitat cinemàtica i la probabilitat d'imbricació per a una sèrie de models amb configuració $Ri=2, Di=1, Ti=0.10$. Representen els models de la Figs. 31-32. La probabilitat d'imbricació és elevada al llarg de tot el diagrama. (b) Similar al anterior, però respecte a l'angle d'orientació final de l'envolvent per a $\varepsilon=0.60$.

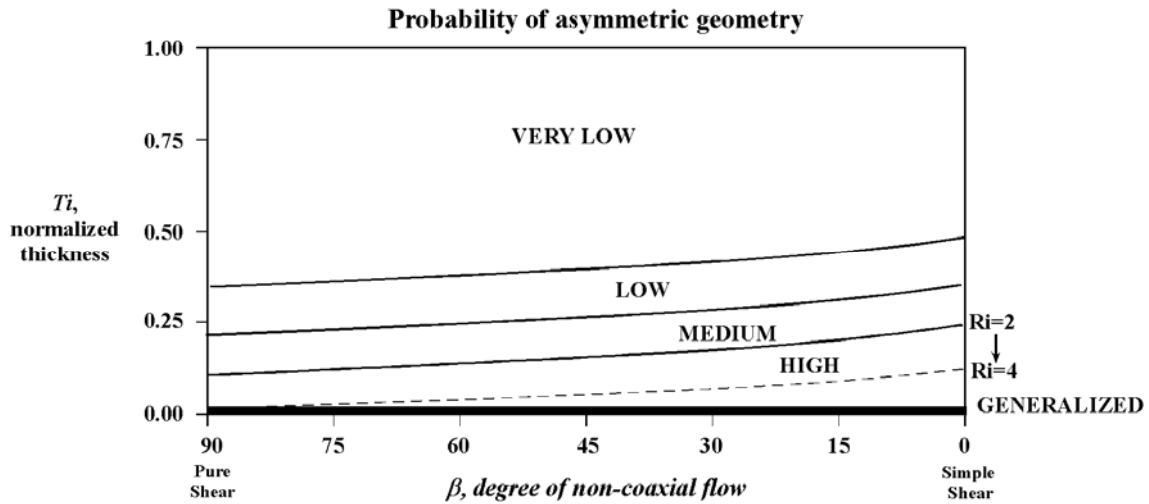


Fig. 7.42 Gràfic resum de la variació de la probabilitat d'imbricació sistemàtic en funció del grau de no coaxilitat del flux (β) i de l'espessor normalitzat de l'interboudin (T_i). La distribució indicada és per a partícules amb $Ri=2$. Les corbes de contorn s'ha extrapolat a partir de les dades dels models numèrics i la probabilitat representa una mitja de les observades. L'increment de T_i genera una caiguda ràpida de la probabilitat de rotació. És el paràmetre del sistema més decisiu. L'increment de no coaxilitat també, però l'efecte és molt menor. L'increment de la relació axial de les partícules tendeix a una disminució encara més gran de la probabilitat, La corba a traç és una estimació del límit màxim per a $Ri=4$. Per a un sistema com els dels models numèrics, definits a partir d'una capa competent homogènia aïllada en una matriu isotropa, la probabilitat de desenvolupament d'asimetries és baix. Almenys per a deformacions que impliquen escurçament.

7.7 Tractament Dades: Estabilitat de les rotacions finites.

El grau de rotació dels boudins és en gran part dependent: (1) tipus d'inestabilitats que es desenvolupa i (2) la seva relació de la longitud d'ona respecte a la configuració *pinch-and-swell* inicial. Però, aquestes també són funció del tipus de distribució aleatòria inicial que presenta la capa. Molts cops aquesta distribució ens determina els punts de nucleació a partir dels quals s'originen les diferents pertorbacions. La possibilitat de repetició dels models ens permet també quantificar l'estabilitat de les dades de rotació finita dels boudins, i així minimitzar els efectes produïts per aquelles pertorbacions amb geometries més desfavorables i/o condicionades per la distribució aleatòria inicial.

Un dels objectius del present treball és establir la viabilitat de l'angle de rotació final dels boudins com a un indicador del grau de no coaxilitat. Per aquest motiu s'ha determinat la variació de la rotació finita mitja dels boudins i del seu rang de valors (màxim i mínim) en funció de la Wkm (Fig. 43a). Com a direcció de referència s'ha escollit una disposició paral·lela al pla de cisalla. No obstant representar una valor de

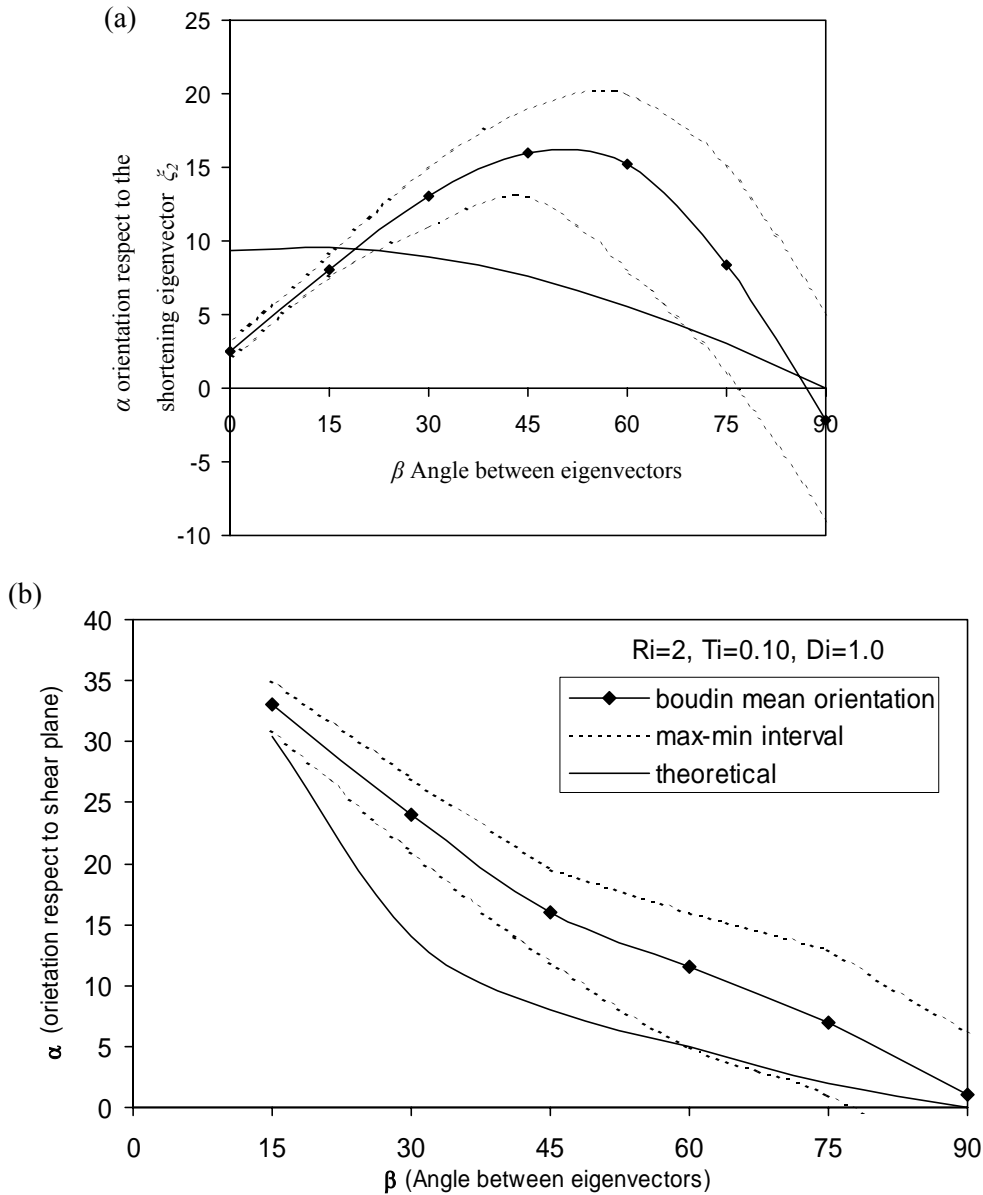


Fig. 7.43 (a) Orientació dels boudins (α) respecte l'angle entre eigenvectors (β). Configuració inicial del model $Ri=2$, $Di=1$, $Ti=0.10$ i per a valor de deformació natural $\epsilon=0.40$. La capa és paral·lela a l'eigenvector d'escurçament S'ha representat el valor mig (corba contínua amb punts) i el rang de valors mínim i màxim (corbes a traç). L'altra corba és la posició prevista a partir de la teoria de partícules rígides. El màxim de rotació és per a $\beta \sim 60-45^\circ$. El decreixement de β origina una disminució del rang de dispersió de les dades i un sentit sintètic de rotació. Això és més evident per a $\beta < 60$. En general, la rotació dels boudins dels models és més elevada que la prevista a partir d'una partícula aïllada. Tant sols és invers per a condicions pròximes a cisalla simple. (b) Orientació dels boudins (α) respecte l'angle entre eigenvectors (β) per a un valor d'escurçament paral·lel a la capa d'un 25%. Aquest valor és constant per a totes les dades. La configuració inicial del model és $Ri=2$, $Di=1$, $Ti=0.10$. Pel rang de dades la rotació dels boudins és més elevada que la prevista per a una partícula rígida. No hi ha convergència dels valors de rotació dels boudins respecte l'escurçament paral·lel a la capa tal com s'observava per als models amb pertorbació aïllada (veure Fig. 5.20).

baixa deformació ($\varepsilon = 0.40$), la relació axial dels boudins ($R_i=2$) afavoreix a una rotació moderada. En general, els valors de rotació són molt més elevats que els esperats a partir de la teoria de rotació de partícules rígides (corba negra sense simbologia). Únicament per a condicions molts pròximes a cisalla simple s'observa situacions inverses. Aquestes són originades per condicions de baix escurçament paral·lel a la capa.

Els valors de màxima rotació mitja té lloc per a valors de β entre 45° i 60° . Per a condicions coaxials la dispersió de dades mostra valors tant positius com negatius, indicant la possibilitat de rotació en tots dos sentits. L'increment de la cisalla paral·lela a la capa origina una tendència en els boudins a rotar en el mateix sentits (en aquest cas sintètics amb el de la cisalla) i a una disminució del grau de dispersió de les dades. Així el desenvolupament d'arranjaments asimètrics és associat a una convergència dels valors de rotació finita de la població de boudins.

Un dels resultats més importants obtinguts a partir de la modelització de perturbacions inicials amb amplitud finita era que el grau de rotació dels boudins era dependent de l'escurçament finit (veure capítol 5). Així, per a una situació de capa paral·lela a l'eigenvector d'escurçament, els resultats finals eren similars quan l'escurçament finit era el mateix, independentment de les diferències en el grau de no coaxilitat (Fig. 5.20). Aquestes observacions originaven un pessimisme alhora de la possibilitat d'utilitzar aquestes estructures com a indicadors del número de vorticitat del flux deformatiu, doncs la sensibilitat respecte a aquest paràmetre és escassa. La Fig. 43b mostra la variació de rotació mitja dels boudins respecte a l'angle β de no coaxilitat. La configuració del model és la mateixa que en la gràfica anterior, però ara la distribució és mostrada per a capes amb mateix grau d'escurçament finit ($\sim 25\%$). Es pot observar que no hi ha una convergència en els seus valors i que presenten valors més elevats que als esperables mitjançant la teoria de partícules rígides. Aquesta gràfica posa de manifest que a partir dels presents models numèrics, definits sense una perturbació inicial, la rotació finita dels boudins és dependent de la Wkm . Això és vàlid tant per a situacions de deformació finita (com a mesura externa de la deformació) com de situacions amb mesures de referència internes o locals de la deformació (mesurada respecte a la pròpia estructura). Ens permet afirmar que el gradient de cisalla simple paral·lel a la capa indueix cert control en el procés de selecció i amplificació d'instabilitats, i per tant, origina el seu reflex en la geometria final que es desenvolupa. Aquestes dues

tendències, a la convergència de les rotacions finites i a la dependència de la Wkm , són en general vàlides per a tots els models. No obstant els valors de rotacions màximes varien atenent a les seves configuracions inicials, i la capacitat de diferenciar els resultats respecte a la Wkm disminueixen amb l'increment de l'espessor normalitzat de les capes.

7.8 Síntesi: Principals tipus o modes d'instabilitats.

Els resultats de la generalització de la configuració inicial “*pinch-and-swell*” per a condicions de Wk o d'orientació de la capa no semblen indicar que aquestes variables exerceixen un control fonamental en el mode de localització i distribució de les instabilitats desenvolupades a la capa. Hi han variacions substancials en el tipus de geometria que es desenvolupen, però no es considera que condicionen a nivell de primer ordre la selecció de les instabilitats principals. Sembla que això darrer és dependent en major part dels paràmetres essencials que defineixen la geometria de la capa: Di , Ri i Ti . A partir de la síntesi de les observacions establertes dels diferents models, es proposa una divisió de l'espectre de capes amb espessor heterogeni en quatre tipus o modes principals (Fig. 44 i 45; veure Fig. 10 per a un exemple geomètric de cadascun dels modes),

- **Comportament com una partícula** (*particle behaviour*)

La geometria que es desenvolupa és controlada per un comportament dels boudins semblant als d'una partícula competent i aïllada. Tant la cinemàtica dels boudins com la distribució de la deformació al seu voltant és molt semblant a la inferida a partir de la teoria de rotació de partícules rígides. La partició de l'esforç entre els boudin i els interboudins és eleva, amb distribució de l'esforç aproximadament homogènia dins els boudins (es verifica la conjectura d'Eshelby, 1959). La condició extrem $Ti=0$ representa estrictament aquest cas, però similars comportaments s'observen fins a condicions de capa amb $Ti < 0.10$. Observar que implica una amplitud d'influència dins l'espectre global molt petit. Atenent a la longitud de l'interboudin Di podem subdividir aquest mode en dos sectors (Fig. 44a). El primer sector correspon a sistemes amb valors de Di baixos ($Di < 0.5$) i es caracteritza pel no desenvolupament d'instabilitats al llarg dels interboudins. La deformació

s'acomoda principalment per engruiximent homogeni de l'interboudin (pels casos pròxims a cisalla pura) o per rotació solidària de tot el conjunt de boudins (casos de cisalla simple). El segon sector correspon a situacions amb $Di > 0.5$ i la principal característica és el possible desenvolupament de múltiples inestabilitats de plegament al llarg de l'interboudin. Això succeeix principalment per a situacions amb escurçament paral·lel a la capa, on la generació d'inestabilitats independents dels boudins són mecànicament afavorides. La conseqüència és una localització preferent de la deformació als interboudins, que origina velocitats angulars dels boudins molt baixes. Aquesta divisió es troba relacionada amb la incapacitat de desenvolupar d'una forma eficaç inestabilitats per manca d'espai als interboudins (és a dir, relacionat amb problemes de les L/H de les pertorbacions). Per a condicions amb gradients de cisalla transversal molt elevats i velocitats d'escurçament baixes, hi ha la possibilitat al desenvolupament de trens asimètrics periòdics sense múltiples inestabilitats als interboudins i amb elevada rotació dels boudins; però únicament són factibles per a valors de $Ri \ll 3$. Per aquesta situació, la tendència del sistema és a generar geometries que recorden a les "rolling structures" de Van der Driessche and Brun (1987) o geometries tipus "delta" de Passchier and Simpson (1986). Per a les altres situacions, hi ha una tendència a localitzar la deformació mitjançant el plegament dels interboudins i a no girar els boudins respecte a l'envolvent de la capa.

- **Pinch-and-swell plegat** (*folded pinch-and-swell*)

Les pertorbacions que es desenvolupen reflecteixen la geometria "pinch-and-swell" inicial. Hi ha una nucleació i selecció de les pertorbacions amb longitud d'ones similars a la longitud dels interboudin i dels boudins. Aquest camp és caracteritzat per la possibilitat de desenvolupar-se plecs amb diferents geometries; la geometria bàsica és al desenvolupament de plecs amb interboudin i boudin situats a diferents flancs, però també es poden observar interboudins amb plecs, boudins amb sentit de rotació oposat, etc. El tipus de geometria que s'origina és en gran part dependent del paràmetre Di i dels paràmetres externs Wk i α_0 . La partició d'esforços entre les regions de boudin i interboudin és important, amb comportament per aquests primers més resistent, amb velocitats de deformació baixes i esforços diferencials

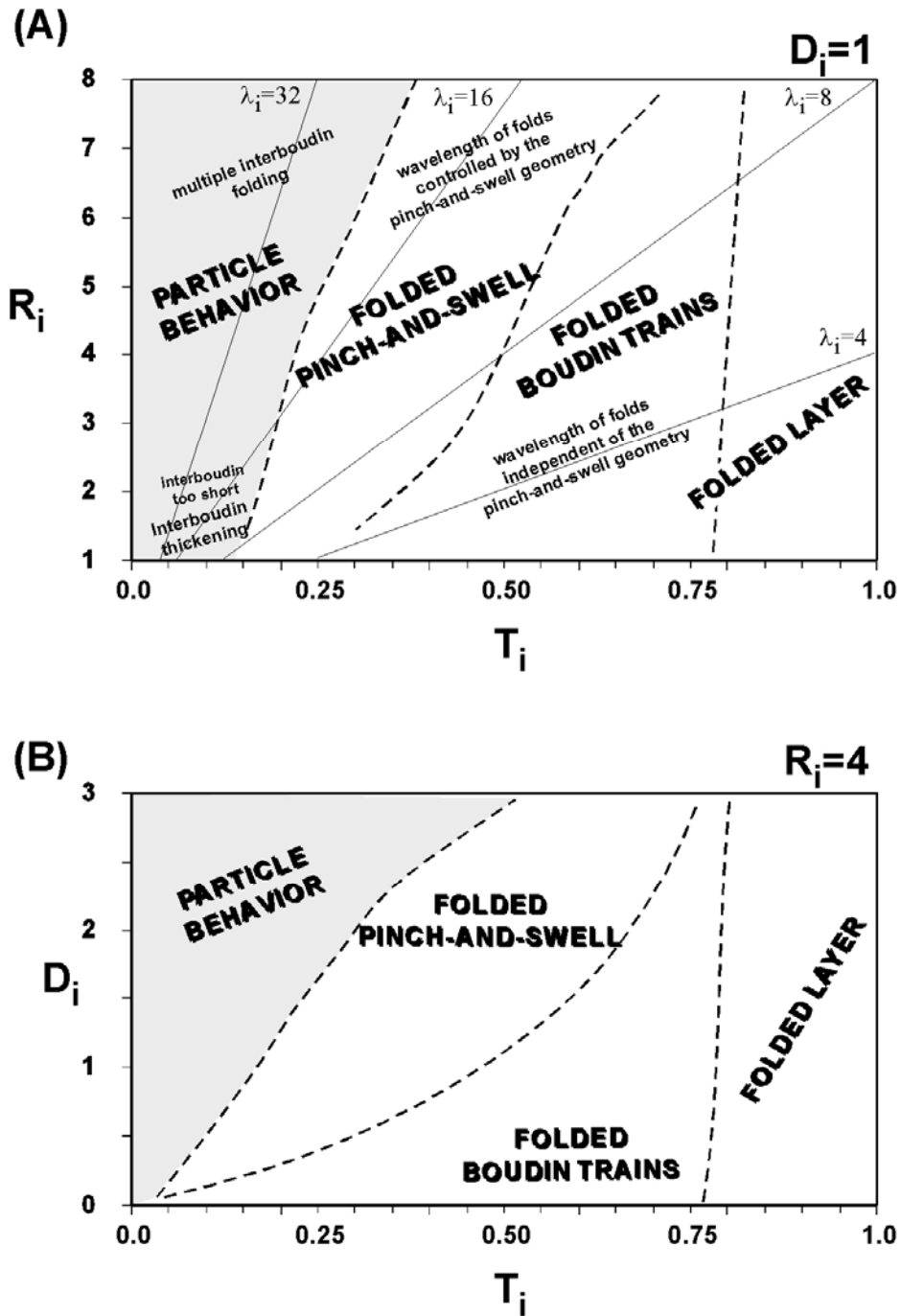


Fig. 7.44 Modes principals de perturbacions desenvolupades a partir d'una configuració inicial *pinch-and-swell*. (a) Límits dels modes d'instabilitat en funció dels paràmetres d'espessor normalitzat i relació axial dels boudins (respectivament T_i i R_i). Els límits s'han traçat a partir de les observacions dels models numèrics. Hi ha una elevada dependència entre els modes i el valor de T_i . Les línies grises indiquen relacions L/H constant de la geometria inicial. Els límits dels camps tallen a les L/H implicant que no és el paràmetre més condicionador o més pràctic per delimitar els diferents modes d'instabilitats. (b) Límits en funció dels paràmetres T_i i la longitud normalitzada d'interboudin D_i . Amb l'increment de la D_i el camp de trens de boudin plegats és redueix i pot arribar a desaparèixer.

baixos. Els supòsits de la conjectura d'Eshelby en general no es compleixen, amb generació d'un esforç de fibra al llarg de l'espessor dels boudins.

El desenvolupament d'aquest mode d'instabilitat es troba relacionat per la impossibilitat de seleccionar L/H dins els interboudins semblants a les longituds d'ona dominant del material viscos. Això origina el plegament "coherent" de tota la capa i el desenvolupament de plecs amb longitud d'ona gran. Els boudins no representen unitats independents a la resta de la capa, sinó implicades amb els interboudins alhora d'acomodar la deformació. La generació d'instabilitats lligades al *buckling* de la capa, possibilita l'acomodació d'elevades rotacions per part dels boudin per a taxes de deformació moderades a baixes. Per a situacions amb desenvolupament d'arranjaments coherents asimètrics, la diferenciació geomètrica amb el mode anterior no és evident a nivell qualitatiu; però l'anàlisi del comportament dels boudins mostren, en general, velocitats de rotacions molt més elevades que les esperables a partir de la teoria de rotació de partícules.

Els límits d'aquest mode són dependents de la geometria essencial, però per a boudins amb $Ri < 3$ aquest mode d'instabilitat es desenvolupa aproximadament pel rang d'espessor normalitzat entre 0.15 a 0.30 (veure Fig. 44a i b)

- **Tren de boudins plegats** (*folded boudins train*)

Les pertorbacions amplificades afecten a tant als boudins com als interboudins sense que es reflecteixi una dependència de la configuració geomètrica inicial. Els plecs seleccionats representen el plegament d'un capa d'espessor heterogeni però sense cap control mecànic de la configuració inicial alhora de la nucleació de les pertorbacions. D'aquesta forma, els boudins són arranjats, sense que hi hagi un domini clar, tant als flancs com a les xarneres. En aquestes darreres regions es produeix el plegament dels boudins. La presència de boudins plegats redueix substancialment les longituds d'ones dels plecs, mentre la disposició en flancs diferents faciliten elevades amplificacions. La partició dels esforços o de la deformació és baixa entre les regions d'interboudin i boudin. No obstant la distribució heterogènia de l'esforç compressiu al llarg de la capa és insuficient per originar una localització dependent de la configuració. Durant els primers estadis de deformació gran part d'aquesta és acomodada a partir de la homogeneïtzació d'espessors, però la distribució inicial és encara reconeixible a la geometria final

dels plecs. Aquest mode d'instabilitats es observable per a valors d'espessor d'interboudin de $0.45 < Ti < 0.75$.

- **Capa plegada** (*folded layer*)

Els plecs es desenvolupen al llarg de la capa sense cap dependència de la configuració inicial i sense que aquesta sigui reconeixible a partir de la geometria final de la capa. Al llarg de tota la capa el seu espessor final és homogeni. Això és conseqüència de l'engruiximent preferencial de la capa durant els primers estadis de la deformació, que possibiliten una minimització dels gradients d'espessor. Així en el moment de generació d'instabilitats de *buckling* l'espessor és "homogeni" al llarg de la capa. Lògicament, aquest mode d'instabilitats és donen per a situacions pròximes a la condició de capa, per a valors de $Ti > 0.75$.

La dependència dels paràmetres geomètrics en la distribució dels diferents modes d'instabilitats són mostrats a les Fig. 44 i 45. A la primera figura un dels paràmetres geomètrics és constant mentre els altres són variables ($Di=1$ per a Fig. 44a, $Ri=4$ per a la Fig. 44b); en canvi a la Fig. 45 és per a valors generals dels tres paràmetres. Els límits dels diferents camps s'han estimat a partir de les dades dels models numèrics, i representen una primera aproximació. Segurament els paràmetres externs poden modificar lleugerament el límits, sobretot per a condicions no coaxials i partícules amb relació axial baixa.

La utilització dels paràmetres geomètrics essencials ens permet una divisió simple de l'espectre de capes amb espessor no homogeni. També es podria haver realitzat a partir de les relacions L/H dels interboudin i dels boudins. Però la distribució seria menys pràctica i complexa, tal com queda demostrat per la possibilitat que per un mateix valor de L/H es pugui donar qualsevol dels quatre modes d'instabilitats (cas $L/H=8$ de la Fig. 44a).

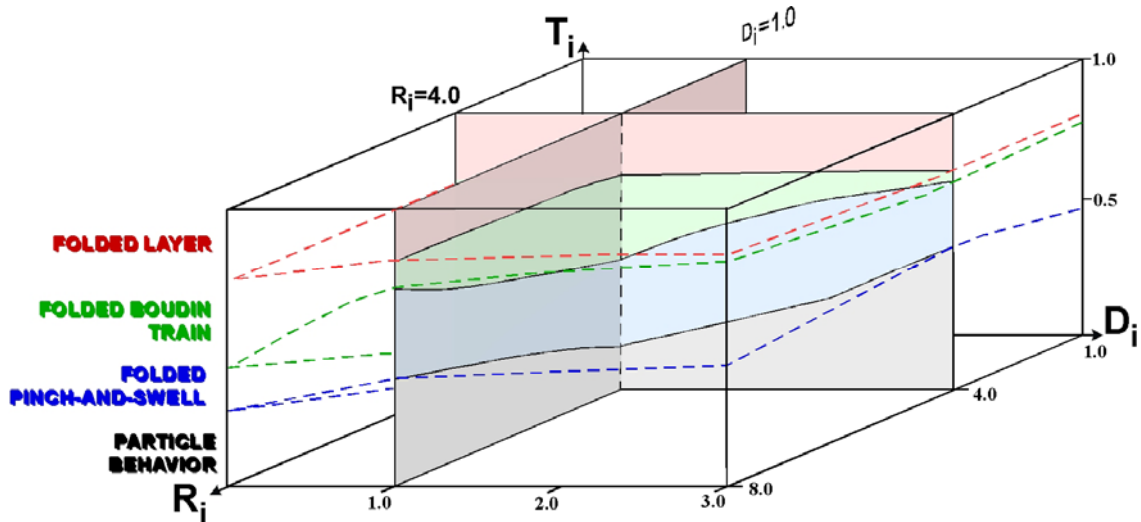


Fig. 7.45 Diagrama de la distribució dels límits dels principals modes d'inestabilitats en funció de T_i , D_i i R_i . Les seccions representades són les de les mostrades a la Fig. 44. Veure text per més detalls de cadascun dels camps i les seves implicacions durant el plegament de capes d'espessor no homogeni

7.9 Altres paràmetres.

Una sèrie addicional de models numèrics s'han realitzat per observar la influència d'altres paràmetres geomètrics o reològics que fins ara no han estat analitzats. Pel seu anàlisi no s'elaborarà una modelització sistemàtica i exhaustiva, sinó que les possibles tendències seran establertes a partir d'exemples concrets. Per tant, s'haurà de vigilar alhora de la generalització dels conceptes deduïts a partir d'aquests resultats concrets. Aquests paràmetres addicionals responen a factors mecànics (com el contrast de viscositat, el grau de no linealitat del material o el grau de coherència del contacte capa/matriu), factors lligats a les condicions de contorn (com condicions de flux no estacionari o la velocitat de deformació) o factors del tipus geomètrics (com configuracions de boudins *s.e.* de Sengupta, 1983).

7.9.1 Contrast de viscositat, m

Totes les observacions fetes fins ara s'han establert a partir de models numèrics amb el mateix valor de contrast de viscositat entre la matriu i la capa ($m=100$). Aquest valor, no obstant ser dins del rang inferir per a la natura, representa un valor elevat. Per això, una sèrie de models amb valors de m menors (10, 20 i 50; Fig. 46) s'han realitzat per observar quines són les principals modificacions que originen en la geometria dels plecs

Influence of viscosity contrast

Broadening sub-Simple Shear, $\beta=30^\circ$

$\varepsilon\sim 0.80$, $Ti=0.10$, $Di=1.0$, $Ri=2$

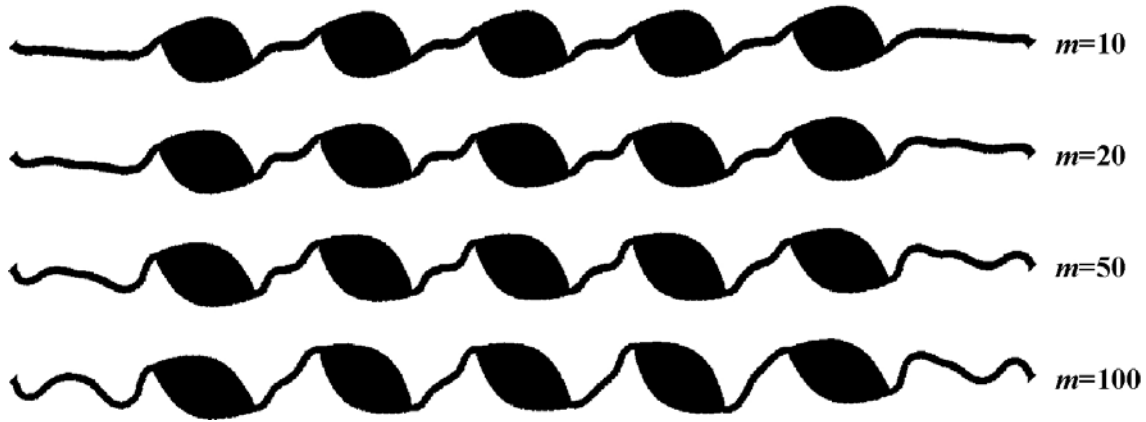


Fig. 7.46 Influència del contrast de viscositat m en la geometria final dels plects. La disminució de m origina l'increment de la deformació interna del boudin i a una menor rotació dels boudins.

Els resultats són mostrats a la Fig. 46 per a condicions de flux no coaxial amb $\beta=30^\circ$ i deformació finita $\varepsilon\sim 0.80$. L'exemple és per a una configuració inicial de la capa amb $Ti=0.10$, $Di=1.0$ i $Ri=2$. Per aquestes condicions, el tipus d'estructura prevista és un plegament del tipus *pinch-and-swell* amb desenvolupament d'un arranjament dels boudins asimètrics. A nivell qualitatiu, almenys per aquest exemple, la variació del contrast de viscositat no sembla que modifiqui el desenvolupament previst, ni referent al grau d'arranjament asimètric ni tampoc en el tipus d'instabilitats desenvolupades.

No obstant, si que es produeix una variació de la geometria final de l'estructura. A grans trets, la reducció del contrast de viscositat origina un major increment de la deformació distribuïda dins la capa (com engruiximent de la capa o deformació dels boudins) i a una menor amplificació de les instabilitats mecàniques. Això és tradueix en una rotació menor dels boudins (Fig. 47). A nivell d'interboudin i per a una situació amb Di constant, la reducció de m afavoreix el desenvolupament d'instabilitats de plegament al llarg de l'interboudin; això és conseqüència d'un millor ajust de les L/H seleccionades a la longitud d'ona dominant (Ldd). La velocitat d'amplificació de les pertorbacions dels interboudins són el suficientment afavorides per no ser avortades per l'amplificació dels plects de major ordre; aquests darrers es troben associats a la rotació de l'interboudin i al desenvolupament de l'arranjament asimètric. Observar que per a tots els casos la rotació dels boudins és sempre menor que la rotació de l'envolvent dels interboudins.

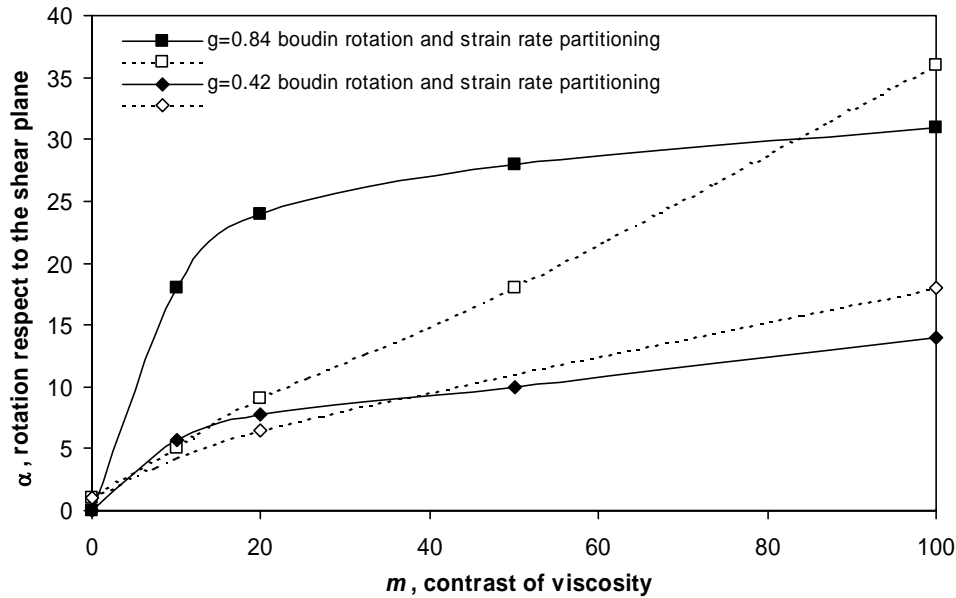


Fig. 7.47 Influència al contrast de viscositat m en el desenvolupament de plects a partir de geometries *pinch-and-swell*. La corba negra representa la variació d'orientació dels boudins per a $\varepsilon=0.42$ i 0.84 . La corba a traç és la partició de la velocitat de deformació entre la matriu i els boudins per a $\varepsilon=0.42$ i 0.84 . Les dades provenen dels resultats mostrats a la Fig. 46. L'increment de m afavoreix a la rotació i partició de la deformació. Per a $m>20$ l'efecte de la viscositat respecte l'orientació final del boudin és petit, mentre per a $m<20$ és produeix una caiguda molt ràpida de la α final. La partició de la deformació incrementa amb la deformació amb el desenvolupament de les inestabilitats i l'afavoriment del procés de *buckling*.

Un gràfic de la variació de la rotació dels boudins (mesurada respecte al pla de cisalla) amb l'increment de la deformació (per a $\varepsilon\sim 0.40$ i 0.80 ; Fig. 47) ens permet observar que hi ha dos comportaments molt diferenciats. Per a contrastos de viscositat elevats ($m>20$), les diferències originades per la viscositat no són importants i es produeix una convergència dels valors de rotació. D'aquesta forma els resultats per a $\varepsilon\sim 0.80$ entre $m=100$ i $m=20$ són menor a 5° , implicant que per a una ratio de la variació de viscositat de 5, la variació de rotació final és de tant sols 1.2° . En canvi per a valors de $m<20$, hi ha una forta caiguda de la capacitat de rotació dels boudins; es troba associada amb l'increment de la deformació homogènia de la capa i visible per la diferència de partició de la velocitat de deformació entre els boudins i la matriu (corbes a traços i símbols amb fons blanc). Observar que l'amplificació d'inestabilitats en general afavoreix l'increment de la partició de la velocitat de deformació, no obstant la paral·lelització de l'eix llarg dels boudins amb la direcció de màxim escurçament finit (per a $\beta=30^\circ$, l'angle d'orientació de $\dot{\varepsilon}_1$ és 30° respecte al pla de cisalla).

Aquestes dades de convergència del comportament dels boudins per a casos de contrast de viscositat moderat, i podrien semblar coherents amb les observacions experimentals

que per a inclusions amb $m > 25$ el seu comportament pot ser considerat com el d'una inclusió rígida (Ghosh and Sengupta, 1973). Però segurament, per casos de compressió d'una capa l'explicació deu ser més complexa que per a partícules aïllades, doncs segurament la relació de les longitud d'ones seleccionades respecte a l'espectre de velocitats de creixement deu influir en l'amplificació i convergència de les solucions. Observar que en general representen longitud d'ones grans, molt més llargues que les L_{dd} .

Per a situacions de referència de la capa similars a les dels models, aquestes observacions deuen ser també vàlides per a condicions més coaxials, i l'increment de m facilita una major amplificació rotació dels boudins. Però, per a situacions pròximes a cisalla simple no són tant clares aquestes tendències. A partir dels resultats observats per a models amb una pertorbació inicial, el màxim de rotació es deu donar per a un rang de m entre 15 i 25 (veure Fig. 5.15 i 5.16). Això era conseqüència de l'increment de la resistència a la flexió de la capa al voltant del boudin amb l'augment de m .

Els resultats exposats fins ara semblen indicar que la variació del contrast de viscositat no afecta de forma substancial el mode de les inestabilitats i les observacions establertes al llarg d'aquest capítol poden ser extrapolades almenys per a situacions de valors de $m > 20$. A priori, els límits entre els diferents camps no haurien de variar essencialment. Però, l'efecte d'engruiximent de la capa per a contrastos baixos pot generar divergència de la solució esperable per a situacions de T_i pròximes als límits entre els modes d'inestabilitat.

7.9.2 Reologia no lineal, n

L'efecte del grau de no linealitat n de la reologia elastoviscosa de la capa s'ha estudiat per a una sèrie de simulacions numèriques. Els valor de la constant preexponencial A s'han escollit per a mantenir el mateix contrast de viscositat efectiu ($m^* = 100$) i així poder comparar els resultats. Per a tot els casos la matriu s'ha considerat lineal. Els valors de les diferents propietats mecàniques són mostrats a la taula 2.

Les geometries desenvolupades per materials no lineals són semblants a les observades per a materials lineals, però hi ha una major tendència al desenvolupament d'inestabilitats al llarg dels interboudins (Fig. 48). Aquestes presenten amplificacions més grans amb l'increment de l'exponent d'esforços. Això és coherent amb la reducció de la L/H i l'increment de la velocitat de creixement de la longitud d'ona dominant d'un

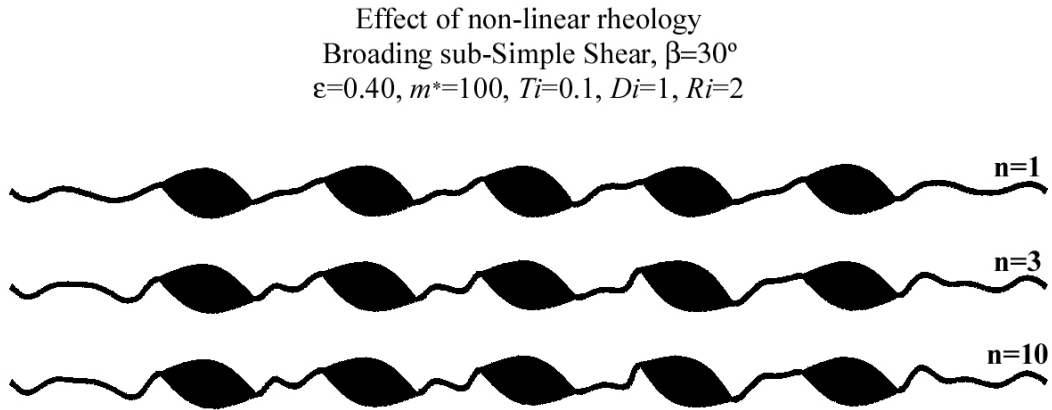


Fig. 7.48 Influència del grau de no linealitat en la geometria final. L'increment de n afavoreix el desenvolupament d'instabilitats de longitud d'ona menor (veure zones d'interboudin). L'efecte sobre el boudin serà complex atenent a les pertorbacions associades a l'interboudin i tendint a un increment de la dispersió de dades. A priori, les observacions per a models amb propietats lineals semblen extensibles per a medis no lineals.

medi viscos no lineal (Fletcher, 1974; Smith, 1977). En general, pels models lineals el desenvolupament d'aquestes instabilitats originava una forta localització de la deformació als interboudins. Aquest efecte a nivell de boudins es traduïa en una reducció de la seva capacitat de rotació. Això en part s'observa en els resultats (per exemple el boudin central dels models), però no és la tendència general doncs la rotació dels boudins depèn de la geometria de les pertorbacions que es desenvolupen i la seva relació amb els boudins. La localització de la zona de xarnera a prop dels colls dels boudins origina rotacions més elevades que en el cas lineal (veure per exemple el segon boudin per la dreta). Segurament l'increment de n origina un increment de la dispersió de l'orientació dels boudins, reflexant la major dependència a la localització de la deformació, però els valors de rotació finita respecte al cas lineal no sembla que siguin substancialment diferents. Sembla coherent suposar que són vàlides i aplicables els conceptes de probabilitat i d'autorganització dels models, però amb valors de rotació finita lleugerament més grans i amplificació més ràpida de les pertorbacions dels interboudins o les del tipus marginal (les associades amb els boudins).

7.9.3 Natura del contacte capa/matriu

La influència de la natura del contacte entre una matriu i un cos competent, sigui una partícula o una capa d'espessor homogeni, és un tema que al llarg dels darrers anys s'ha estudiat amb certa profusió (veure entre altres Mancktelow and Abassi, 1992; Ildefonse

and Mancktelow, 1993; Odonne, 1994). A nivell de plegament, la presència d'una component de lliscament al llarg dels contactes afavoreix a una velocitat major d'amplificació de les pertorbacions. Però, aquest increment és únicament rellevant per a situacions amb contrast de viscositat baix, doncs per a situacions d'elevat contrast de viscositat la solució d'amplificació és semblant (Biot, 1959; Smith, 1975). Recents estudis experimentals amb materials analògics (Manktelow et. al., 2002; Ceriani et al., 2003) han posat de manifest que, almenys per a condicions de cisalla simple, la natura del contacte entre les partícules i la matriu és clau tant en el valor de la velocitat angular com en el sentit de rotació de les partícules. Implícitament la presència de lliscament, ens pot originar una distorsió alhora d'interpretar el sentit de cisalla a partir del sentit de rotació de les partícules. Semblants observacions també s'han efectuat alhora de la interpretació entre la geometria dels plecs "kink" i el sentit de cisalla (Pfaff and Johnson, 1989)

Les propietats mecàniques del contacte matriu/capa, o d'una forma més general per a qualsevol interfase, pot ser definida a partir de la combinació dels criteris de cessió per cisalla (Twiss and Moores, 1992),

$$\tau = C_o + \sigma_n \tan \phi \quad (7.13)$$

i per tensió,

$$\sigma_n = T \quad (7.14)$$

on C_o és la cohesió al llarg de la interfase, ϕ és l'angle de fricció de les superfícies de la interfase i T és la resistència a la tensió de la interfase. La cessió es produeix quan l'esforç de cisalla o l'esforç màxim tensional excedeixen el valor crític dels criteris. Per l'objectiu del present estudi, s'han idealitzat els contactes incoherents (és a dir, aquells contactes sense continuïtat de les components d'esforç i de velocitat a través de l'interfase) a partir de la condició de lliscament lliure i la no possibilitat d'obertura ni penetració dels materials a través del seu contacte. A nivell dels paràmetres dels criteris (7.13) i (7.14), això implica valors de resistència a la tensió elevada ($T \rightarrow \infty$) i condicions sense cohesió i angle de fricció zero ($C_o=0$, $\phi=0$). Això es tradueix a nivell mecànic en una interfase incapaç de suportar esforços de cisalla.

Per avaluar els possibles efectes de la presència de la interfase incoherent, s'han elaborat una sèrie de simulacions numèriques amb orientació de la capa paral·lela al pla de cisalla. Els paràmetres de configuració geomètrica i les propietats dels materials són

per tots els models similars ($Ri=4$, $Ti=1/3$, $Di=1$, $m=20$). Únicament s'ha modificat el número de vorticitat cinemàtica per observar la possible influència de les components de cisalla simple i pura ($\beta=0, 30, 60$ i 90°). Als extrems del model s'ha inhibit la condició de lliscament, representant una superfície incoherent finita sense la possibilitat de propagar el moviment de translació fora dels límits del model.

Els resultats són mostrats a la Fig. 49 per a un deformació natural $\varepsilon \sim 0.70$. Alhora de descriure els resultats ens centrarem principalment en dos conceptes: la relació entre el sentit de rotació dels boudins respecte al de la cisalla i el tipus d'estructura que finalment es desenvolupa. A nivell qualitatiu es pot observar la tendència al desenvolupament d'arranjaments asimètrics amb l'augment de la condició de no coaxilitat amb una disposició dels boudins antitètica amb el sentit de cisalla (veure per exemple Fig. 27 o 32). Això però, no és coherent amb els resultats descrits anteriorment, on per a situacions similars es desenvolupaven arranjaments de boudins amb disposició sintètica respecte al sentit de cisalla. Aquesta distribució asimètrica tampoc pot ser condicionada per una asimetria inicial al llarg de la capa, doncs no s'ha inscrit cap geometria inicial ($\phi=0$), en contra del que succeïa als models de les Fig. 7 i 8.

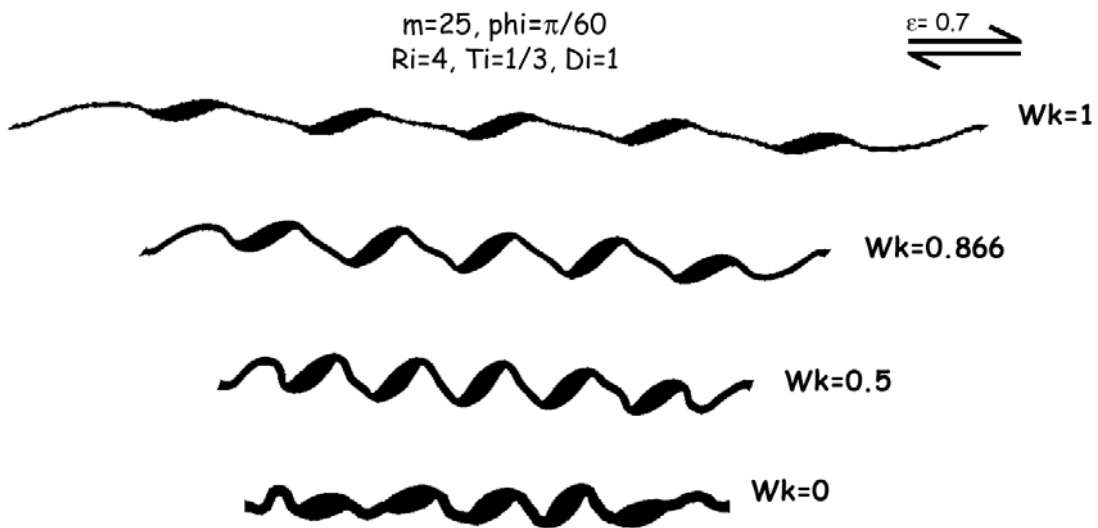


Fig. 7.49 Efecte de lliscament entre el contacte de la capa i la matriu. L'orientació inicial de la capa és paral·lela al pla de cisalla. El criteri de lliscament s'ha definit a partir de les equacions (7.13) i (7.14). Representen condicions de lliscament lliure. Per a condicions de cisalla pura no s'observa cap modificació important. En canvi per a condicions no coaxials hi ha el desenvolupament d'asimetries generals amb sentit de rotació dels boudins antitètic al sentit de cisalla de la condició de contorn. També per a condicions de cisalla simple on per condicions de medi coherent no s'observava rotacions significants.

Per a situacions de cisalla pura ($\beta=90^\circ$, o pròximes a orientacions d'equivalència coaxial β^*), els resultats presenten una tendència similar als models amb interfase coherent. El baix contrast de viscositat entre la capa i la matriu origina que gran part de la deformació s'acomodi a partir d'escurçament paral·lel de la capa i engruiximent d'aquesta (amb reducció de la Ri dels boudins). Observar que es conserva la tendència a una dispersió elevada de les orientacions dels boudins, amb possibilitat de desenvolupar-se tant boudins amb elevades rotacions com amb baixes. Aquests darrers es troben lligats a situacions on no s'ha localitzat les pertorbacions pròximes als colls dels boudins, originant una incapacitat de rotar respecte l'envolvent local de la capa (per exemple veure el boudin de la dreta del model).

Per a condicions de cisalla general, hi ha una tendència consistent a generar arranjaments asimètrics però antitètics amb el sentit de cisalla. El màxim de rotació dels boudins s'observa per a condicions de número de vorticitat intermitja $\beta=60^\circ$, on la presència d'escurçament paral·lel a la capa facilita el procés de *buckling*. El decreixement de la velocitat de deformació paral·lela a la capa origina una reducció dels efectes d'engruiximent. La geometria de la zona de xarnera de les pertorbacions amplificades varien amb l'augment del grau de no coaxilitat. Per a condicions de més coaxilitat, les xarneres presenten una geometria corbada i ben definida, amb clara diferenciació a nivell de curvatura entre l'arc extern i intern. En canvi per a situacions de cisalla simple, les xarneres són més rectes, amb una diferent disposició de la zona de màxima curvatura a l'arc extern i intern (migració i localització diferent al llarg de les interfases limitants de la capa) i una marcada geometria sigmoïdal dels boudins. Mentre per a condicions coaxials el tipus d'inflexions són atribuïbles al mecanisme de plegament per *buckling*, per a condicions de cisalla simple no és evident i segurament els plecs desenvolupats reflexen la divergència de sentit de rotació dels elements, podent representar la inflexió a efectes d'arrossegament o "*drag-fold*".

Si comparem els resultats obtinguts per interfases coherents i incoherents podem observar que la geometria final dels plecs no són similars (Fig. 8 i 49); això és vàlid tant si ho comparem respecte als models amb sentit de rotació dels boudins sintètics com antitètics. Per aquests darrers, l'arranjament dels interboudins sintèticament al sentit de la cisalla originava una major rotació, una major diferenciació entre els flancs i una disposició final dels interboudins com a capa invertida. Però, això no s'observa en els resultats de lliscament, on el grau diferenciació de la rotació final entre el boudin i

L'interboudin és molt semblant (angles de rotació similars). Respecte a condicions coherents i sintètics, la distribució de les diferents raons de la cinemàtica són totalment diferents amb disposició local de l'eix de màxima extensió subparal·lela a l'eix llarg dels boudins i disposició d'aquest darrer subparal·lel a l'orientació de mínim esforç σ_3 . En general, la geometria dels boudins per a condicions incoherents són similars a una disposició del tipus “delta”, exceptuant el cas per a cisalla simple on la geometria final desenvolupada és pot interpretar com a del tipus “sigma”. Per aquest darrer cas, la geometria de les pertorbacions finals recorden a les estructures de camp descrites per Hanmer (1986; Fig. 4) com a *asymmetrical pull-aparts* (del tipus II) o com a boudinage asimètric de capes competents de Swanson (1992; Fig. 8e i 11). Hanmer (1986) va interpretar el desenvolupament d'aquest tipus estructura com a una conseqüència de la natura *pinch-and-swell* de la capa. A partir dels resultats del present estudi no sembla coherent aquesta interpretació, i segurament el condicionant principal al seu desenvolupament ha de ser la presència d'un lliscament al llarg del contacte o per acomodació de lliscament dins el material encaixant (per “layer parallel slip”). Els experiments amb materials analògics de Hanmer (1986) haurien de ser reinterpretats com un exemple de l'efecte de les condicions de contorn i inducció de la rotació de l'envolvent de la capa com a conseqüència de la rigidesa de la premsa experimental.

La variació dels resultats indiquen que la presència d'un contacte incoherent facilita al desenvolupament d'un arranjament dels boudins asimètrics però amb disposició d'aquests antitètics al sentit de cisalla. A partir dels models sembla que hi han suficients elements per no confondre entre estructures amb interfase incoherent i coherent (amb sentit sintètic com antitètic), ja sigui a partir de la diferent disposició relativa dels elements boudins i interboudins, com a partir de la geometria desenvolupada a la zona de xarnera i la distribució dels elements de la deformació al seu voltant. La variació dels valors de l'angle fricció i de cohesió ens han de possibilitar una transició dels resultats entre les condicions extrems de contacte coherent i lliscament lliure.

7.9.4 Velocitat de deformació, $\dot{\epsilon}$

Per a materials amb comportament elastoviscós com els utilitzats a les simulacions numèriques, l'increment de la velocitat de deformació $\dot{\epsilon}$ origina una transició dels models entre resultats dominants per la viscositat a resultats dominants per l'elasticitat. El domini de cadascun d'aquest modes és convencionalment estimat a partir del número

de *Deborah* (De), que és la relació entre el temps de relaxació de l'esforç viscoelàstic respecte el temps característic de la deformació:

$$De = \frac{\eta}{G} \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon} \tau_{maxwell} \quad (7.15)$$

on η i G són respectivament la viscositat i el mòdul de cisalla elàstic de la capa. La seva relació ens determina el temps de relaxació de Maxwell (τ). A partir de l'equació (7.15), per a models amb τ constant, l'increment de la velocitat de deformació origina solucions cada cop més pròximes a les elàstiques, i la geometria final desenvolupada reflexarà aquest domini. Per a condicions amb $De < 10^{-4}$, el comportament esperable és pot considerar pròxim al d'un medi viscos ideal mentre que per a situacions amb $De > 10^{-1}$ representen comportaments pròxims al d'un medi elàstic ideal (Poliakov et al., 1993).

La possible influència de la viscoelasticitat en la geometria i arranjament dels models realitzats s'ha estudiat a partir d'una sèrie de simulacions numèriques. Els models presenten configuracions geomètriques i mecàniques inicials similars. Les condicions de contorn són de cisalla pura, amb velocitat de deformació entre valors de 10^{-14} a 10^{-10} s^{-1} . Recordar que el mètode numèric utilitzat per a les simulacions dels models el temps és una variable explícita; per aquest motiu el pas de temps de solució per a les simulacions numèriques és diferent atenent la velocitat de deformació. Aquest paràmetre s'ha ajustat amb la raó d'imposar un mateix número de cicles de solució per a produir en els models la mateixa deformació finita. D'aquesta forma és descarten possibles diferències originades pel distint grau de refinament de la solució numèrica dels models.

Les geometries finals desenvolupades a les capes són mostrades a la Fig. 50 per a $\epsilon \sim 0.50$. Els número de *Deborah* s'ha estimat per cadascun dels models i representat al costat de la geometria final de la capa. Els resultats obtinguts per a condicions de De baixos són molt similars, indicant una convergència de les seves solucions. Aquestes solucions no ha de ser gaire diferents del cas d'un medi viscos ideal on $De=0$. Els resultats són semblants als obtinguts al llarg de les simulacions numèriques. Per aquesta configuració inicial, el mode de localització de les inestabilitats és a partir d'un plegament condicionat per la geometria *pinch-and-swell* inicial. L'increment de la velocitat de deformació origina un increment de la localització de la deformació a les zones d'interboudin. Així es produeix una major amplificació d'aquests plecs amb una rotació dels boudins cada cop molt més menor. El número d'inestabilitats

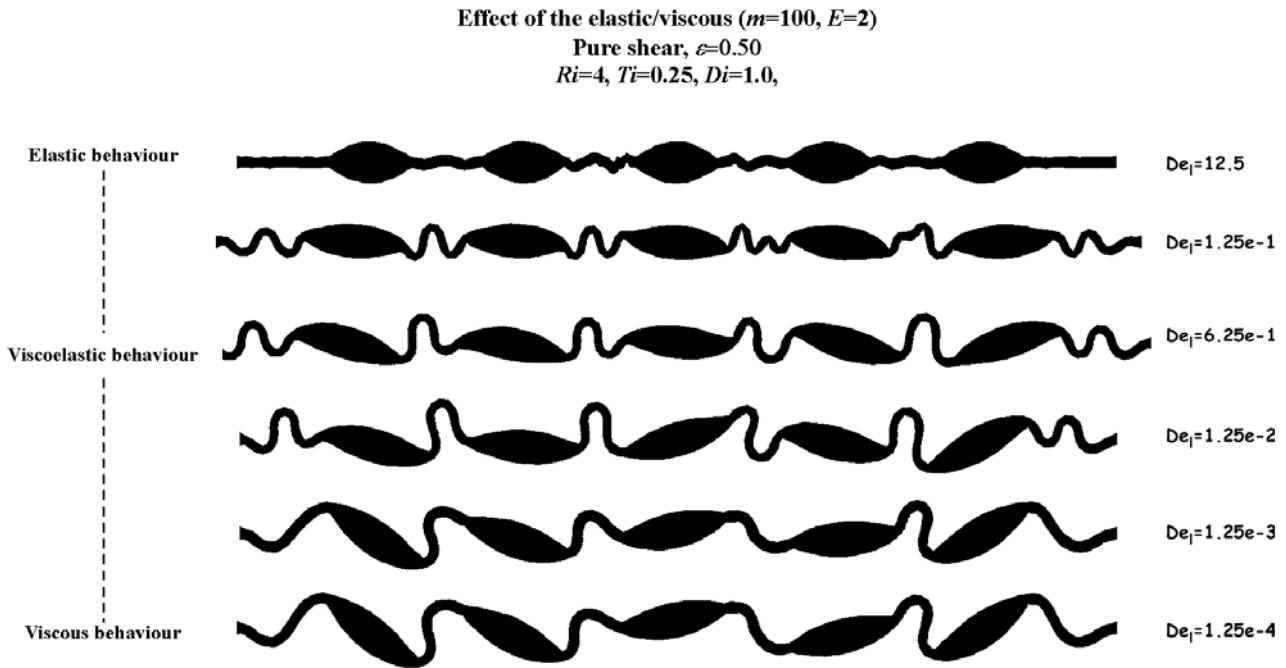


Fig. 7.50 Influència de la velocitat de deformació en la geometria desenvolupada en un medi elastoviscós. Aquesta relació s'ha expressat mitjançant el número de Deborah (De). L'increment de De origina una transició entre respostes dominants per la viscositat a dominades per les components elàstiques. Per a un valor de $De=0.0152$ els efectes de medi elastoviscós són visibles mitjançant el desenvolupament d'instabilitats de gran amplitud als interboudins. Origina una localització progressiva de la deformació als interboudins. Relacionat amb la disminució de la longitud d'ona dominant per a medis elastoviscós. Notar que el contrast de les propietats de viscositat i elasticitat entre la capa i la matriu no és similar. Per a situacions de domini elàstic la Ldd és troba relacionada amb el contrast baix elàstic ($E'=2$).

desenvolupades sembla que progressivament s'incrementa (veure diferències entre models amb $De \sim 10^{-4}$ i 10^{-1}), indicant una longitud d'ona de selecció cada cop més petita (i per tant longitud d'ona dominant de plegament menors). Per a valors elevats de $De > 1$, gran part de la deformació és acomodada per engruiximent de la capa i reducció de la relació axial dels boudins. Les instabilitats desenvolupades presenten molt poca amplificació i localitzades únicament en els interboudins. Aquest resultat es troba relacionat amb el baix contrast de les propietats elàstiques entre la capa i la matriu ($E=2$) dels models. Per tant, aquest resultat pot ser interpretat com l'equivalent elàstic. La variació dels resultats clarament ens indiquen una influència de la viscoelasticitat en el mode de localització de les instabilitats, tendint a potenciar solucions amb elevat partició de la deformació i reducció de les longitud d'ona dels plecs. Això darrer és coherent amb la tendència general a reduir les longitud d'ona dominant d'un sistema viscoelàstic (Schmalholz and Podladchikov, 1999). La possible influència per a

condicions no coaxials no ha estat explorada encara que hauria de ser semblant la mateixa tendència.

Si comparem als resultats obtinguts amb d'altres estudis de plegament de materials viscoelàstics és poden observar diferències importants (Zhang et al., 1996; Zhang et al, 2000). Pels models numèrics d'aquests treballs, l'augment de la velocitat de deformació tendeix a generar una amplificació molt major, al contrari que l'observat a partir de les dades. Aquesta diferència és lligada al diferent contrast d'elasticitat entre la capa i la matriu utilitzat en les simulacions numèriques. En el present treball $E=2$, un valor dins el rang que s'ha observat a les roques de la natura ($E<10$; Turcotte and Schubert, 1982), mentre que en Zhang et al (2000) el valor de contrast elàstic i viscos entre la capa i la matriu és similar ($E=m$) però lluny de les propietats reals dels medis geològics.

L'increment dels efectes elàstics genera un problema greu dins l'aplicació dels resultats de models viscoelàstics per l'estudi de les estructures de camp. L'augment del comportament elàstic genera un increment de l'esforç paral·lel a la capa fins a valors de l'ordre de GPa (models amb $De>0.01$). Aquest valor és totalment irreal per a una medi natural doncs és previsible que abans d'atènyer aquests valors es produirà la cessió fràgil o plàstica, doncs les roques són incapaces de suportar aquests esforços tant elevats (Mancktelow, 1999). És per això que es considera que els possibles efectes per a condicions d'alta velocitat no han de ser realístics i per tant la seva significació ha de ser despreciables per a condicions de deformació com les estudiades al camp.

7.9.5 Deformacions no estacionaries

Durant els darrers anys, estudis teòrics han posat de manifest el caràcter inherent de la deformació natural com heterogènia i no estacionaria (Jiang, 1994); és a dir, variable a l'espai però també variable amb el temps. Fins ara, en totes les simulacions numèriques les condicions de contorn imposades han representat deformacions homogènies i condicions de flux estacionari. Les direccions principals de la deformació, com els *ISA* o els eigenvectors, romanen constant tan a l'espai com en el temps. A partir dels resultats per aquestes situacions s'ha posat de manifest la relació complexa entre l'estructura que es desenvolupa a la capa i les condicions de vorticitat de la deformació. Però, pot condicionar un caràcter variable del grau de no coaxilitat del flux en el desenvolupament de les geometries dels models? La influència del caràcter no

estacionari del flux s'ha explorat a partir de la variació del número de vorticitat cinemàtica del flux.

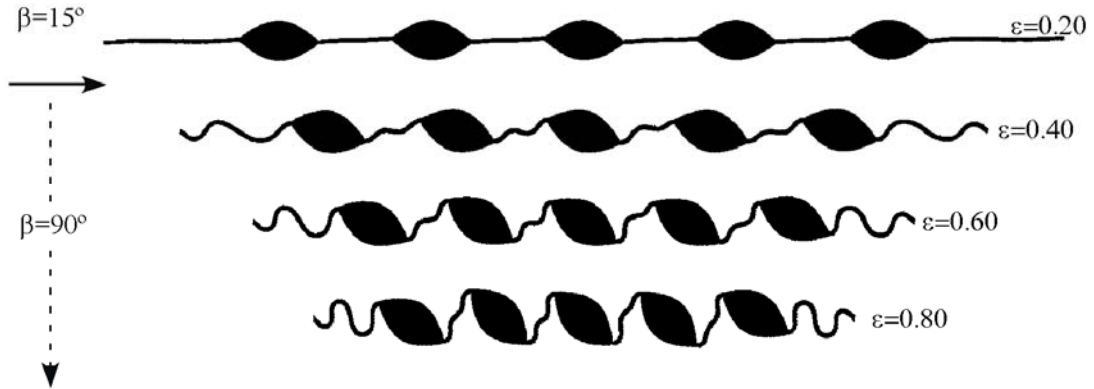
Aquest s'ha fet d'una forma molt simplista, separant dos estadis de deformació al llarg de la simulació numèrica amb diferent Wk . La velocitat de deformació volumètrica s'ha mantingut constant. El canvi de la Wk s'ha realitzat de forma brusca i sense una transició entre cadascun dels estadis. Per tant per cada estadi, la deformació instantània és pot considerar homogènia i estacionaria. Només dos casos d'estudi s'han realitzat. Aquests representen situacions amb decreixement o increment del grau de no coaxilitat amb el progrés de la deformació. Conceptualment aquests casos intenten reproduir dominis amb deslocalització o localització de la vorticitat en el medi.

Donats els objectius de l'estudi i les condicions inferides al camp, els dos casos d'estudi s'han escollir perquè impliquin condicions d'història monòtona. El darrer és en referència a un progrés continu de l'escurçament paral·lela a la capa però variable en la seva velocitat de deformació. És a dir, la variació de flux únicament implica un canvi de l'orientació de l'eigenvector extensional, mentre l'eigenvector d'escurçament roman paral·lela al pla de cisalla. Els resultats de les simulacions són mostrats a la Fig. 51, amb increment del grau de coaxilitat pel cas (a), mentre el cas (b) implica un increment del grau de no coaxilitat. Les condicions de configuració i propietats mecàniques són les mateixes ($Ri=2$, $Ti=0.10$, $Di=1.0$ i $m=100$) i el moment de transició entre els dos estadis s'ha realitzat per a la mateixa condició de baixa deformació ($\varepsilon=0.2$).

La geometria desenvolupada pel model amb domini coaxial és altament asimètrica amb imbricació consistent dels boudin i elevada rotació d'aquests. En canvi per a condicions de domini no coaxial la geometria resultant és irregular, amb rotació oposada dels boudins i tendència a localitzar la deformació per plegament dels interboudins. Per a tots dos casos aquests resultats són sorprenents si els comparem amb els resultats obtinguts a partir de condicions de flux estacionari de l'estadi de Wk dominant (Fig. 32). Els resultats són totalment oposats als esperables i poden semblar contradictoris amb gran part de les dades i interpretacions efectuades fins ara. Pot semblar estrany que encara representar el segon estadi de deformació entre un 75-80 % de la deformació finita total, aquest és incapaç de redreçar i fer convergir la geometria de les capes cap a la solució esperable per a condicions de flux estacionari. Això es produeix no obstant que en el moment de la transició les pertorbacions generades es troben molt poc

Variable degree of flow non-coaxility
 $m=100, Ri=2, Ti=0.10, Di=1$

(A) From non-coaxial to coaxial flow



(B) From coaxial to non-coaxial flow

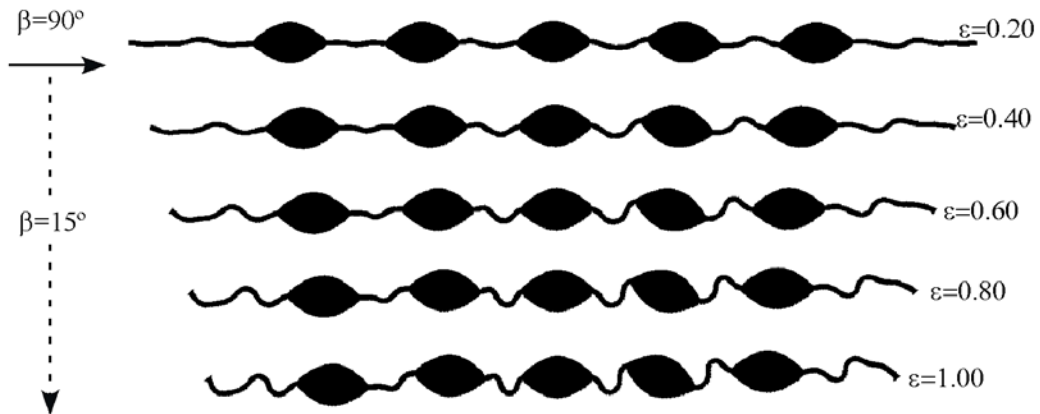


Fig. 7.51 Influència del caràcter no estacionari de la deformació en la geometria final dels plecs. (a) La cinemàtica inicial no coaxial ($\beta=15^\circ$) és modificada a $\epsilon=0.20$ per a condicions de cisalla pura ($\beta=90^\circ$). La geometria final és altament asimètrica. Encara que aparentment no s'observa cap conjunt de pertorbacions finites en el moment de modificació del flux, aquestes són suficients per a condicionar el desenvolupament amb el progrés de la deformació. (b) Similar al cas anterior però transició de condicions de cisalla pura a no coaxials. També per a $\epsilon=0.20$. No obstant un 80% de la deformació del model succeeix per a condicions no coaxials, la geometria final reflecteix les condicions de la cinemàtica en el moment de selecció de les inestabilitats. Els plecs representen estructures poc sensibles a mesurar variacions de les condicions de contorn i la possibilitat de retreballament "constructiu" de les pertorbacions preexistents. No possibilitat de retreballar i nuclear les pertorbacions esperables a la cinemàtica.

evolucionades, però el suficientment per a condicionar tant la geometria com el desenvolupament de les pertorbacions i generar una bifurcació important en el tipus de resultats. Per tant semblen indicar que almenys per estructures de plegament, la seva geometria és en part no només condicionada per possibles pertorbacions inicials sinó que també és troba totalment condicionada a les condicions de la cinemàtica durant els

primers estadis de la deformació. A nivell d'aquests models numèrics únicament per a situacions amb $\varepsilon < 0.15-0.10$ no es produeix una influència dels primers estadis en la posterior geometria desenvolupada i aquesta és pròxima al cas de flux estacionari. El moment crític que ens condiciona aquest darrer fet es troba relacionat amb l'instant de generació del conjunt principal d'inestabilitats. Per a condicions de transició de la Wk durant l'estadi d'acomodació de la deformació per escurçament paral·lel i engruiximent de la capa, i per tant encara no tenim un conjunt de pertorbacions finites, la cinemàtica inicial no condiciona les pertorbacions que posteriorment es desenvolupen. Per a situacions on l'amplificació dinàmica supera a la cinemàtica i es convergeix a un conjunt de pertorbacions finites, la geometria dels plecs dels models numèrics es troben condicionats per la cinemàtica inicial.

La diferenciació dels models numèrics amb condicions estacionaries o no estacionaries no és senzilla, almenys a partir de la geometria i disposició dels diferents elements de la capa. A nivell de distribució tant la deformació a la matriu com al voltant de la capa és prou diferenciada com per a distingir entre tots dos casos. Però, la seva traducció i aplicació a situacions de camp és difícil, doncs és prioritari recollir el màxim d'informació a partir d'elements de la *fabric* o indicadors cinemàtics que siguin sensibles a la deformació instantània.

7.9.6 Plegament de capes boudinades o discontinues

En tots els models numèrics i experimentals s'han preestablert pels boudins geometries sinusoidals o el·líptiques i la connexió entre ells a través d'un segment de capa d'espessor més fi (l'interboudin). Com s'ha explicat repetidament, la geometria estudiada és la d'una capa competent amb una geometria ideal inicial del tipus *pinch-and-swell* (Ramsay, 1967; Penge, 1976). Per finalitzar l'estudi d'altres factors, s'ha considerat explorar el cas clàssic de plegament d'una capa boudinada en el seu sentit més estricte (Ramberg, 1952; Sengupta 1983). S'ha considerat l'anàlisi numèric de l'evolució d'una capa competent formada a partir d'un conjunt de boudins rectangulars (*torn boudins* de Goscombe et al., 2004) sense connexió entre ells, per a unes condicions d'escurçament paral·lel a la capa. La configuració inicial d'aquests models són similars als models experimentals amb materials analògics de Sengupta (1983).

A partir de les simulacions numèriques, únicament s'ha explorat la influència de la Ri dels boudins per a situacions de Di petit i contrast de viscositat elevat $m=100$. Per a tots

els casos el contacte entre boudin i matriu és coherent i per a les condicions de cisalla pura i orientació de la capa paral·lela a l'eigenvector d'escurçament.

Els resultats són mostrats a la Fig. 52. Podem observar que hi ha una tendència al plegament harmònic i solidari de la capa. Inicialment es produeix un estatge de convergència dels boudins amb reducció de l'interboudin i certa deformació homogènia dels boudins. Es produeix una forta localització de la deformació i extrusió del material incompetent dels espais entre boudins. Al mateix temps s'observa una modificació de la forma rectangular dels boudins que canvien a una forma trapezoïdal cap als seus extrems. Això és conseqüència de la concentració dels esforços i condicionada per la geometria rectangular dels boudins. Donat el comportament viscos lineal de la matriu, quan es produeix la convergència de l'esforç compressiu al llarg de la capa boudinada és quan produeix el desenvolupament dels plecs. La presència de l'interboudin condiciona en general la situació de la zona de xarnera dels plecs, encara que també s'observen disposicions de l'interboudin en regions de flancs. Aquestes situacions es troben afavorides per la reducció de la longitud del boudin ($Ri=8$) i la seva evolució és la de lliscar per originar un arranjament d'imbricació. La reducció de la Ri origina una transició entre boudins desenvolupant longituds d'ona de plecs senceres ($Ri=21$; Fig. 52a) i independents de la disposició dels interboudins, cap a condicions amb el desenvolupament de boudins amb formes de mitja longitud d'ona i amb disposicions en *échelon* ($Ri=8$; Fig. 52c). També el grau d'interacció entre els elements i la complexitat de l'estructura resultant és funció d'aquest paràmetre, incrementant-se amb la seva reducció.

Aquests són semblants als observats per Sengupta (1983) a partir de models analògics i confirmen la validesa dels seus resultats. La no presència d'arranjaments molt imbricats en els models numèrics rau en la no possibilitat de lliscament entre la matriu i els boudins condicionada per la restricció de medi continu. El no desenvolupament d'arranjaments asimètrics és condicionat per l'orientació inicial de la capa paral·lela a la direcció de màxima compressió. Per a situacions de capa obliqua s'ha d'esperar una potenciació major d'aquests arranjaments.

Aquests resultats semblen indicar que hi ha certa semblança de l'ordenació dels elements entre aquests resultats i els observats per a capes sinusoïdals. Per a situacions extremes en el paràmetre Di hi ha un domini del mode d'inestabilitat per plegament de trens de boudins, amb la disposició dels boudins amb geometries zig-zags o en *échelon*.

Segurament per a situacions amb longitud d'interboudin més gran s'han de produir resultats amb domini del comportament com a partícules rígides (Treagus and Lan 2000; 2003).

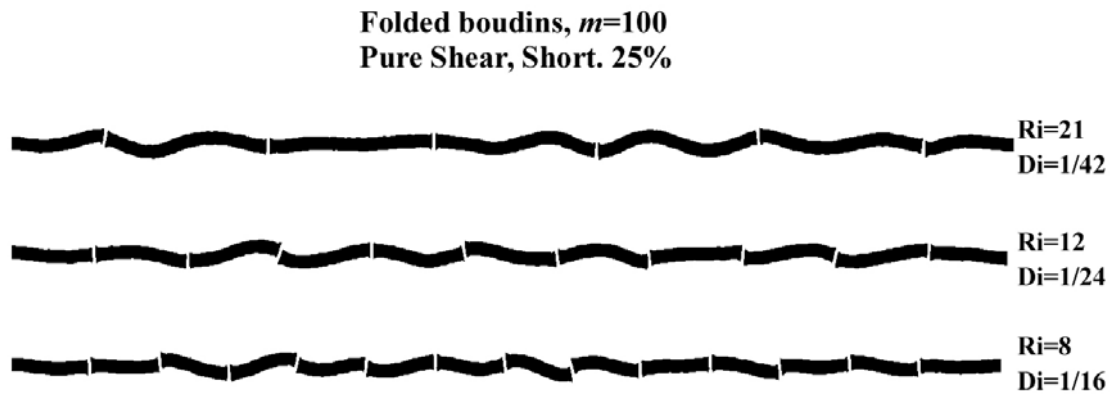


Fig. 7.52 Plegament en condicions de cisalla pura de capes discontinues. Els resultats són semblants als obtinguts per Sengupta (1983). Veure text per més detalls.

7.10 Discussió

No obstant que al llarg dels apartats de tractament de dades i de síntesi d'aquest capítol ja s'ha establert una discussió profunda dels aspectes principals dels resultats dels models numèrics, hi ha certs aspectes més generals dels resultats obtinguts que foren interessant d'aprofundir-ne. Un d'aquests és sobre el desenvolupament i significat de l'asimetria de les estructures. Un del objectius principals d'aquesta investigació és justament intentar comprendre quin és el significat de les asimetries dels sigmoïdal *quartz-rods* i a partir d'aquesta informació intentar una major comprensió de la dinàmica de la fase deformativa D2 del camp. La generalització dels models numèrics per a condicions de geometria, orientació de la capa com cinemàtica de la deformació ens han permès establir una sèrie d'aspectes com la presència d'orientacions d'equivalència geomètrica, la divisió de l'espectre de configuració en una sèrie de modes principals d'instabilitats, la caracterització de la variació de les velocitats dels boudins o la variació de la probabilitat d'arranjament asimètrics dels models. Dins d'aquest darrer aspecte, els models numèrics mostren un resultat que pot considerar-se sorprenent: la baixa probabilitat en el desenvolupament de plecs asimètrics. L'increment del paràmetre T_i , i convergència amb la condició de capa homogènia $T_i=1$, es troba

associada a una progressiva disminució del grau d'asimetria dels arranjaments, però també de les pertorbacions individuals (veure Fig. 21, 22 i 23). Els resultats semblen consistents i coherents amb les tendències generals que s'observen a nivell dels models numèrics. Però, aquesta evidència clarament és contradictòria amb l'observació dins el camp de la geologia estructural de plects amb geometries asimètriques (Ramsay, 1967; Twiss and Moores, 1992). A part s'accepta un correlació entre aquesta asimetria i el sentit de cisalla paral·lel a la capa o, fins i tot, amb el propi sentit de transport de la deformació. Així per a plects, la geometria asimètrica és condicionada per la presència de components de cisalla simples superposades a les components d'escurçament paral·leles a la capa. Segons les condicions de la cinemàtica de la deformació i orientació, hi haurà un desenvolupament asimètric en forma de "S" o "Z". Aquesta acceptació generalitzada de l'asimetria dels plects és en gran part basada en l'acumulació d'anys d'observació i interpretacions de camp. És innegable que existeixen, però potser no és tan evident a que responen. Aquesta divergència dels resultats d'aquests models numèrics no és en part una novetat, doncs una gran part dels resultats teòrics, experimentals i numèrics que s'han plantejat l'estudi del desenvolupament de plects asimètrics en un sistema de capa competent aïllada mostren resultats similars. El desenvolupament d'asimetries, enteses com a canvis de longitud d'ona, d'espessor o inclinació dels flancs respecte l'envolvent de la capa són molt dèbils. Resultats més moderns han interpretat l'asimetria com un efecte cinemàtic (o passiu) produït en els darrers estadis del desenvolupament dels plects (Schmid, 2002). Però, cal suposar deformacions angulars elevades per a un bon desenvolupament de les asimetries ($\gamma \gg 2$), cosa que no concorda amb gran part de les observacions de camp on ja s'observen per a taxes de deformacions baixes i no es desenvolupa en els estadis tardans del desenvolupament dels plects.

Aquesta manca de resultats "coherents" entre l'asimetria esperada en un sistema de capa aïllada, contrasta amb l'observació experimental i numèrica del desenvolupament de plects asimètrics per a medis multicapes o anisòtrops (Johnson, 1977; Pfaff and Johnson, 1989; Schmid, 2002). Però, la relació entre asimetria i sentit de cisalla no és simple doncs depenent del valor absolut de l'estat d'esforços o de la velocitat de deformació és poden donar resultats oposats. Elevades velocitats de cisalla angular origina el desenvolupament de *kink-bands* amb asimetria oposada al sentit de cisalla paral·lel a la capa. També efectes com lliscament entre capes són capaces d'originar el mateix efecte.

Per a sistema de capa aïllada, els resultats numèrics si que mostren la possibilitat d'orientacions per a orientacions molt obliqües de la capa al pla de cisalla el desenvolupament de geometries asimètriques. Molt cops es troben afavorides per a condicions infinitesimals d'extensió al llarg de la capa, encara que el factor essencial hauria de ser la diferència de velocitat angular entre l'envolvent i l'associada als respectius flancs dels plecs. Per aquestes condicions el sentit d'asimetria és oposat al de rotació o el de cisalla de contorn, però coherent amb l'efecte de reversibilitat del sentit de cisalla instantani per a orientacions que creuen l'orientació de la ISA d'escurçament (Means, 1994). Observar que corresponen als plecs clàssics de forma "Z". Per a les altres orientacions, com sobretot per aquelles pròximes al pla de cisalla, els resultats dels models numèrics no mostren un desenvolupament de plecs. No obstant representar el rang d'orientacions esperable per als plecs sintètics de forma "S". Les geometries són aproximadament simètriques o amb forma de "M" (veure Fig. 22). Però, la distribució de les raons d'esforç o de la deformació al seu voltant si que són indubtablement asimètriques, tal com és pot observar en els experiments analògics (apartat 6.4.3) o en la disposició i refracció del pla XY de deformació finita al voltant de les capes.

Acord amb els models numèrics, el desenvolupament d'arranjaments asimètrics de plecs per a un sistema de capa aïllada competent, respon a situacions on la distribució de l'espessor de la capa no és homogeni. És més, són necessaris valors de $Ti \ll 0.3$, perquè s'originin estructures sistemàticament asimètriques (veure diagrama Fig. 42). El joc dels paràmetres Di i Ri també és molt important, però són secundaris respecte al paràmetre principal que és Ti . Dins aquest context, i com a una de les conclusions principals del capítol, la probabilitat de desenvolupament de plecs asimètrics en una capa competent d'espessor homogeni immersa en una matriu dúctil i isòtropa és molt baixa. Segurament això pot ser fins a certa forma coherent si ens atenem als conceptes de la mecànica de plegament de capes (veure apartat 2.3 de la memòria). L'amplificació d'una pertorbació és proporcional a la reologia del medi, el contrast de propietats entre la capa i la matriu i la relació de longitud d'ona/espessor. La velocitat d'amplificació (q , *growth rate*) és un factor que podem utilitzar per a comparar els efectes lligats a la mecànica del medi i els efectes lligats a la cinemàtica. Exactament, el factor q ens expressa el número de vegades que l'amplificació mecànica és superior a l'amplificació cinemàtica. Per exemple, per un medi viscos amb contrast de viscositat de 100, el factor de *growth rate*

màxim pot ser calculat a partir de l'equació (2.111). D'aquesta forma s'obté un valor de $q=26$ per a la longitud d'ona dominant ($L_{dd}=16$). És a dir, l'amplificació d'una pertorbació infinitesimal és a nivell mecànic 26 vegades superior a l'amplificació cinemàtica! És difícil d'assumir que els petits efectes lligats a la variació de les velocitats de deformació angular dels dos flancs siguin el suficientment grans com per a modificar el *growth rate* associat a la pertorbació. Recordar, que la velocitat de rotació d'un flanc és proporcional a la seva velocitat d'amplificació. Per tant interpretacions cinemàtiques on l'asimetria és directament relacionada amb la variació de la velocitat de cisalla angular dels dos flancs (De Paor and Simpson, 1993; Weijermars, XXX) són no acceptables a nivell mecànic. Almenys per a condicions d'elevat contrast de competència entre la matriu i la capa, tal com s'han definit els models numèrics.

Dins la descripció de camp ja s'havia observat certa tendència similar a aquesta situació. Aquelles venes de quars que mostren un domini d'arranjaments asimètrics són aquelles que presenten valors d'espessor de l'interboudin baix ($T_i < 0.4$). Per a situacions on s'han inferit pròximes a sistemes de capa aïllada i espessor homogeni s'observen plecs eminentment simètrics (per exemples els lligats amb les venes Q_2 de camp i mostrats a l'apartat 3.3). Per a condicions de sigmoïdal *quartz-rods*, i en general venes Q_1 , l'asimetria és en gran part un reflex de la inhomogeneïtat de l'espessor de la capa. Però, en el camp si que és possible observar plecs asimètrics, com els lligats amb l'encaixant metasedimentari o els observables per a venes de quars paral·lels a la $S_0/1$. Representen una observació contradictòria amb les tendències inferides a partir dels models numèrics? Al meu parer em sembla que no. Indiquen condicions diferents als del models numèrics, siguin per un menor contrast de viscositat i per una menor capacitat independent de les capes. Donada la natura metasedimentari de l'encaixant, ens implica que aquest no pot ser considerat com a isòtrop, i que possiblement les geometries asimètriques de les venes de quars són originades per la influència de les pertorbacions lligades a l'encaixant. És el medi incompetent qui origina i condiciona el desenvolupament dels plecs amb asimetria, i no és aquesta directament la conseqüència de l'esforça de cisalla que actua sobre el nivell competent.

Dins d'aquesta problemàtica sobre el desenvolupament de plecs asimètrics, s'ha d'afegir intentar entendre quin és el sentit d'aquestes. Quina informació ens aporta com a indicador cinemàtic? Mitjançant els models numèrics s'ha demostrat que no existeix un criteri unívoc, i que una gran quantitat de factors com la cinemàtica, contrast de

viscositat, grau de no linealitat dels materials, lliscament, etc. poden arribar a condicionar la relació entre asimetria i sentit de cisalla. A més s'ha observat que existeix la possibilitat de desenvolupar geometries semblants, per a condicions d'orientació de la capa i Wk' diferents. Aquestes equivalències ens definien les *EVT* i quedava representat mitjançant l'espai de distribució de resultats (per exemple Fig. 34). D'aquesta forma, la geometria que observem d'un dels models no pot ser relacionat de forma directa amb la Wk' . Segurament les asimetries s'han d'interpretar (o relacionar) com la diferència entre la rotació de la capa envolvent i els boudins a nivell individual (Ghosh and Ramberg, 1976; Ishii, 1992). Atenent ha aquesta diferència hi ha el desenvolupament del camp de boudins amb sentit sintètics o antitètics de la Fig. 34. Un aspecte que confirma la complexitat del desenvolupament d'aquestes estructures pot ser observada si comparem els resultats entre els models numèrics i els experimentals amb materials analògics. Per a condicions de cisalla pura, els models numèrics per a capes inclinades respecte la direcció d'escurçament (α_0) mostren que els boudins es disposen amb una asimetria antitètica al sentit de rotació de l'envolvent de la capa (veure per exemple Fig.31a). Els boudins representen cossos amb velocitat de rotació molt menor que l'envolvent. En canvi si observem els resultats obtinguts mitjançant models analògics (veure Fig. 6.15) es pot observar que l'asimetria observada és la contrària. Els boudin representen cossos amb velocitat de rotació major que l'envolvent de la capa. L'asimetria en aquest cas és oposada al cas anterior, amb asimetria dels boudins indicant rotació sintètica respecte l'envolvent. No obstant la similitud de la configuració geomètrica inicial, per a tots dos mètodes els resultats són diferents. No obstant la simplicitat de la definició dels models. Aquesta variació és un bon exemple que l'asimetria i la seva interpretació no és simple i trivial, i que requereix una major comprensió dels processos associats. Com explicar la diferència entre ambdós mètodes? No crec que sigui condicionat a un error greu d'execució o definició tant dels models numèrics o experimentals. Però la seva interpretació és aparentment simple. Mentre en els models numèrics, la rotació de l'envolvent de la capa és fixada per la velocitat de la cinemàtica, en els models analògics aquesta és lliure. Pel cas mostrat, aquesta és molt menor a l'esperable, doncs quasi no gira per l'elevada fricció amb l'aparell experimental. Això origina una modificació de la relació de velocitats entre els boudins i l'envolvent de capa pels dos casos, amb resolució de la relació d'asimetria totalment diferent. Finalment situacions de lliscament local entre la capa i matriu han d'originar

un sobre increment de la velocitat de rotació dels boudins. Aquesta condició no ha de puntual pel cas estudiat, sinó que ha de ser generalitzable per a totes aquelles estructures on el sentit d'asimetria sigui el resultat de la competència entre dos elements diferents (porfiroclastes, boudins asimètrics, *flanking-folds*, etc.).

Per finalitzar aquesta discussió, fer referència als aspectes lligats amb els resultats dels models amb condicions de deformació no estacionaries (Fig. 51). Per als models numèrics d'estudi, la selecció de la geometria de les pertorbacions és produïda en els estatges inicials. Una variació de la Wk' de la deformació després del procés de selecció és, en general, incapaç de modificar la selecció preestablerta. És produïda un efecte interessant, doncs continua l'amplificació de les inestabilitats preexistents i no es tendeix a resoldre o modificar la deformació mitjançant pertorbacions acords amb les noves condicions de la cinemàtica de la deformació. És a dir, es produïx un retreballament positiu o constructiu (*positive reworking*) de les pertorbacions. El sistema aprofita el que hi ha perquè les pertorbacions són compatibles i funcionals per acomodar la deformació, encara que no representen les pertorbacions més ideals per aquestes condicions de contorn. Aquest fet permet donar resposta a la paradoxa entre la complexitat de la deformació dels medis a nivell teòric i la similitud de les estructures de camp que s'observen (per exemple en una banda de cisalla). No obstant el caràcter no estacionari de la deformació tant a l'espai com en el temps la resposta a nivell geomètric de les estructures pot ser molt semblant; doncs en gran part aquesta resposta és altament influïda per l'herència de la geometria inicial o dels processos de selecció i nucleació de les inestabilitats a amplificar. Això origina que el plegament de capes no homogènies (i en general per a qualsevol configuració) és una estructura insensible a la modificació de la deformació. És a dir, a nivell de geometria final té una capacitat molt limitada per a enregistrar la variació de la cinemàtica durant el seu procés.

Però no sempre la resolució de les noves condicions s'han de produir mitjançant un retreballament positiu de les pertorbacions existents. Exemples en poden ser canvis entre escurçament i extensió paral·lela a la capa o processos d'elevada localització de la deformació que poden originar la possibilitat de divergir cap a noves inestabilitats més favorables i/o condicionar la destrucció de les inestabilitats preexistents (retreballament destructiu o negatiu; *negative reworking*).

7.11 Conclusions

Aquest extens capítol sobre la modelització numèrica de sistemes de capes no homogènies amb múltiples inestabilitats en han permet realitzar una avanç substancial en la comprensió d'aquest tipus d'estructures. El planteig funcional del model numèric ens ha permès abordar l'estudi del procés de nucleació, selecció, amplificació i cessament de les inestabilitats sense necessitat de predefinir la pertorbació inicial com era el cas del capítol 5. Ens ha permès reafirmar la viabilitat mecànica de la transició entre el plegament de capes d'espessor homogeni i partícules aïllades. També progressar a un nivell superior de complexitat de la interpretació, al afegir els efectes d'interacció entre diferents pertorbacions. De la mateixa forma, la generalització dels models numèrics tant de les seves configuracions geomètriques inicials com de les raons de cinemàtica i d'orientació, ens han permès d'entendre millor la complexitat associada al seu desenvolupament. A nivell de conclusions principals aquestes es poden resumir en els següents aspectes:

- (1) L'espai de configuracions geomètriques inicials (R_i , D_i i T_i) és pot dividir en quatre modes d'inestabilitats principals (comportament de partícules aïllades, plegament *pinch-and-swell*, tren de boudins plegat i capa plegada). La configuració inicial no sempre ens determina la geometria final de les pertorbacions desenvolupades, doncs depèn de essencialment del paràmetre T_i .
- (2) Es pot establir un espai d'organització similar dels models respecte les variables de l'angle d'orientació de la capa (α) i l'angle entre els eigenvectors del flux (β). Aquesta relació ens permet definir trajectòries d'equivalències geomètriques (EVT) que uneixen resultats amb geometries similars però amb condicions de cinemàtica i orientació diferents. Dins aquest espai, l'orientació de capa paral·lela al pla de cisalla és una disposició essencial, doncs ens permet visualitzar gran part de l'espai de solucions possibles. Però, només aquelles solucions sintètiques amb el sentit de cisalla de la deformació.
- (3) El desenvolupament sistemàtics d'arranjaments asimètrics no és inherent a una geometria inicial *pinch-and-swell*, sinó que és altament dependent del paràmetre T_i . També de la cinemàtica i de l'orientació de la capa. La transició entre els dos extrems de configuracions implica una variació del grau d'asimetria de les estructures que es desenvolupen. L'asimetria no és el reflex de condicions de

deformació no coaxials sinó la conseqüència de diferències en la velocitat de rotació entre l'envolvent de la capa i els boudins.

- (4) La probabilitat d'una organització asimètrica de l'estructura s'incrementa amb l'augment del grau de no coaxialitat de la deformació i la paral·lelització al pla de cisalla.
- (5) Els efectes de grau de no linealitat (n) del material o el contrast de viscositat (m) són secundaris per a situacions de capa altament competent ($m \gg 25$). En canvi, la presència de lliscament al llarg de la interfase entre la capa i la matriu pot originar també el desenvolupament d'arranjaments asimètrics, però el sentit de rotació dels boudins és oposat als de la situació de contacte coherent.
- (6) Donada la no presència d'una pertorbació inicial predefinida dins d'aquests models, la geometria final dels plects desenvolupats són conseqüència de la cinemàtica imposada durant el procés de selecció i amplificació de les pertorbacions. Això és produït durant els estadis inicials de la deformació (fins a $\varepsilon \sim 0.10-0.15$) i origina que per condicions no estacionàries l'estructura final no reflecteixi gran part de la cinemàtica. És a dir i en general, el plegament de capes amb geometries *pinch-and-swell* no és sensible a modificacions del caràcter no coaxial de la deformació. És incapaç de reflexar aquestes modificacions desenvolupant les geometries previstes a partir de models amb condicions estacionàries.

I amb aquestes darreres conclusions finalitza l'estudi de modelització numèrica i experimental del plegament de capes amb configuracions inicials del tipus "pinch-and-swell" o de forma més generalitzada d'espessor no homogeni. Observar que no obstant la simplicitat dels models, tant a nivell de geometria com de propietats mecàniques o de les condicions de contorn, els resultats ja indiquen que ens trobem davant un procés complex i no unívoc. Però, la seva modelització mecànica rigorosa ens ha posat en evidència que hi ha tendències que ens poden permetre proposar eines per a la interpretació qualitativa i quantitativa de les estructures de camp.

Capítol 7