

Leandru-Gheorghe BUJOREANU

MATERIALE ELECTRO ȘI MAGNETOREOLOGICE

Note de curs

Traduceri selective după:

- Ronald G. Larson. *The Structure and Rheology of Complex Fluids*, Oxford University Press, 1999, New York
- R. Tao, G.D. Roy, (Editors) *Electrorheological Fluids. Mechanisms, Properties, Technology and Applications*, World Scientific, 1994, Singapore
- Rongjia Tao, (Editor), *International Journal of Modern Physics B, Vol.15, Numbers 6 & 7, March 20, 2001, Proceedings of the 7th International Conference on Electro-Rheological Fluids and magneto-Rheological Suspensions*, Honolulu, Hawaii, 9-23 July 1999, World Scientific, Singapore

2011

MATERIALE ELECTRO ȘI MAGNETOREOLOGICE

1.	NOȚIUNI FUNDAMENTALE DESPRE FLUIDELE COMPLEXE	1
1.1	Comparație între fluidele complexe și solidele și fluidele clasice	1
1.2	Exemple de fluide complexe	2
1.3	Proprietăți reologice	5
1.3.1	Curgerea prin forfecare	5
1.3.2	Curgerea prin extensie	9
1.3.3	Curgerea mixtă	10
1.4	Cinematica și dinamica curgerii	11
1.4.1	Tensorul gradientului de viteză	11
1.4.2	Tensorul gradientului de deformație	12
1.4.3	Tensorul tensiunii	14
1.5	Metode de caracterizare a fluidelor complexe	14
1.5.1	Curgerea	14
1.5.2	Alunecarea pe perete	15
1.5.3	Curgerea aparentă	16
1.5.4	Microscopie	17
1.5.5	Dispersie de lumină, raze X și neutroni	17
1.5.6	Polarimetrie	18
1.6	Forțe electromagnetice intermoleculare	18
1.6.1	Interacțiuni de contact (sterice)	18
1.6.2	Interacțiuni Van der Waals	21
2.	PROPRIETĂȚILE FLUIDELOR COMPLEXE	22
2.1	Fluide polimerice	22
2.1.1	Structura fluidelor polimerice	22
2.1.2	Teorii moleculare elementare	24
2.1.3	Reologia fluidelor polimerice ramificate	26
2.2	Fluide vitroase	28
2.2.1	Structura fluidelor vitroase	28
2.2.2	Fenomenologia tranziției vitroase	29
2.2.3	Reologia fluidelor vitroase	30
2.3	Geluri polimerice	31
2.3.1	Structura gelurilor polimerice	31
2.3.2	Reologia gelurilor polimerice	32
3.	FLUIDE ELECTROREOLOGICE	35
3.1	Noțiuni generale despre fluidele electroreologice (ER)	35
3.1.1	Structura fluidelor electroreologice	35
3.1.2	Fenomene electroreologice	36
3.2	Tehnologia fluidelor electroreologice	40
3.2.1	Dependența comportării ER de structura particulelor	40
3.2.2	Fluide ER cu particule de Fe ₂ O ₃	42
3.2.3	Fluide ER cu particule polimerice	44
3.2.4	Fluide ER criogenice	50
3.2.5	Fluide ER de uz comercial	50
3.3	Mecanismul fizic al fenomenului ER	53
3.3.1	Simularea formării structurii solide în fluidele ER	53
3.3.2	Modelul de conducție al efectului ER	57

3.3.3	Rolul structurii suspensiilor în reacția dinamică a fluidelor ER	59
3.3.4	Efectele morfologiei electrozilor asupra reacției ER	62
3.4	Proprietățile fluidelor ER	63
3.4.1	Vâscoelasticitatea fluidelor ER	63
3.4.2	Proprietăți reologice statice ale fluidelor ER	65
3.4.3	Determinarea parametrilor reologici ai fluidelor ER, cu vâscozimetre de rotație	67
3.4.4	Influența mărimii particulelor asupra rezistenței dinamice a fluidelor ER	72
3.5	Aplicațiile fluidelor ER	74
3.5.1	Ambreiaje de mare turație	74
3.5.2	Supape ER	79
3.5.3	Sisteme de suspensie cu amortizoare ER	81
4.	FLUIDE MAGNETOREOLOGICE	88
4.1	Noțiuni generale despre fluidele magnetoreologice (MR)	88
4.1.1	Structura fluidelor magnetoreologice	89
4.1.2	Fenomene magnetoreologice	95
4.2	Aplicațiile fluidelor MR	
4.2.1	Industria automobilelor	
4.2.2	Sistemul de suspensie al trenurilor	
4.2.3	Poduri cu cablu	

1. NOȚIUNI FUNDAMENTALE DESPRE FLUIDELE COMPLEXE

1.1 Comparație între fluidele complexe și solidele și fluidele clasice

O substanță simplă, cum ar fi apa:

- este un solid dur, cristalin, tridimensional *sub punctul de îngheț*
- este un lichid Newtonian, de mică vâscozitate, *deasupra acestuia*.

În stare lichidă, proprietățile mecanice ale unei astfel de substanțe sunt apreciate prin vâscozitatea sa de forfecare, η , care este dependentă de temperatură și de presiune.

De peste un secol se știe că există o serie de fluide complexe, rezultate din fază condensată, care nu sunt nici lichide nici solide cristaline simple, din punct de vedere al definiției clasice. Aceste fluide complexe au proprietăți mecanice intermediare între cele ale solidelor și lichidelor clasice, proprietăți care nu pot fi descrise prin valorile modulului de elasticitate și ale vâscozității.

Diferența esențială dintre solidele și lichidele clasice este capacitatea lichidelor de a lua forma containerului în care sunt plasate.

Solidele cristaline clasice sunt anizotrope (proprietățile lor depind de orientarea deformației aplicate față de axele cristalografice).

Lichidele clasice sunt izotrope. Cristalele lichide curg ca lichidele dar sunt anizotrope.

Spre deosebire de acestea, fluidele complexe sunt capabile, în anumite condiții să-și mențină forma iar în alte condiții pot să curgă. Deoarece pot fi considerate "solide" pentru perioade scurte de timp și "lichide" pentru perioade mai lungi, fluidele complexe au fost denumite *vâscoelastice*. În funcție de tipul fluidului complex, timpul de trecere de la starea "solidă" la cea "lichidă" poate varia de la fracțiuni de secundă la zile sau chiar la ani.

Exemple de fluide complexe:

- lichide amorfizabile (*glass-forming liquids*)
- topituri și soluții polimerice
- soluții micelare (*micellar solutions*)

Alte tipuri de fluide complexe:

- pot evolua de la tipul solid la tipul lichid sau invers, atunci când sunt supuse unor deformații modeste (geluri polimerice sau particulate);
- se pot transforma în solide atunci când sunt plasate în câmp electric sau magnetic (suspensii electroreologice și magnetoreologice);

Spre deosebire de acestea, lichidele clasice nu-și modifică caracterul decât dacă sunt aduse la o temperatură foarte apropiată de transformarea de fază.

Alte fluide complexe reprezintă stări intermediare între lichide și solide, din mai multe puncte de vedere:

- polimerii cristalini lichizi (*liquid crystalline polymers*, LCP) sunt atât lichide cristaline cât și vâscoelastice;
- polimerii bloc, ordonați (*ordered block polymers*) sunt vâscoelastici și anizotropi;
- polimerii vitroși prezintă perioade mari de vâscoelasticitate, datorită naturii lor polimerice și amorse;
- topiturile polimerice saturate (*filled polymeric melts*) au proprietăți de suspensii și de topituri polimerice

În continuare sunt prezentate principalele asemănări și deosebiri între proprietățile reologice (de curgere) ale diferitor fluide complexe, cum ar fi:

- vâscozitatea liniară, determinată prin intermediul modulelor de înmagazinare (stocare), G' și de pierdere, G'' (care reflectă proprietățile materialului în stare de repaus);

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

- curba de curgere, care exprimă relația dintre vâscozitatea de forfecare, η și viteza de forfecare, γ (care arată modul în care se modifică materialul atunci când este supus la deformare continuă).

1.2 Exemple de fluide complexe

A. Mâncărurile, cum ar fi maioneza, înghețata, muștarul, ciocolată sau brânza, sunt foarte bune exemple de fluide complexe. *Maioneza*, **Fig.1.1**, conține ulei vegetal, oțet sau suc de lămâie și gălbenuș de ou. Picăturile de ulei sunt stabilizate în oțet sau suc de lămâie prin lecitină, care este un surfactant natural (substanță superficial activă) din gălbenușul de ou. Maioneza își păstrează forma învingând gravitația dar curge ușor sub efectul unor forțe aplicate mici, având o limită de curgere cu atât mai scăzută cu cât picăturile de ulei sunt mai mici (ideal 10 μm).

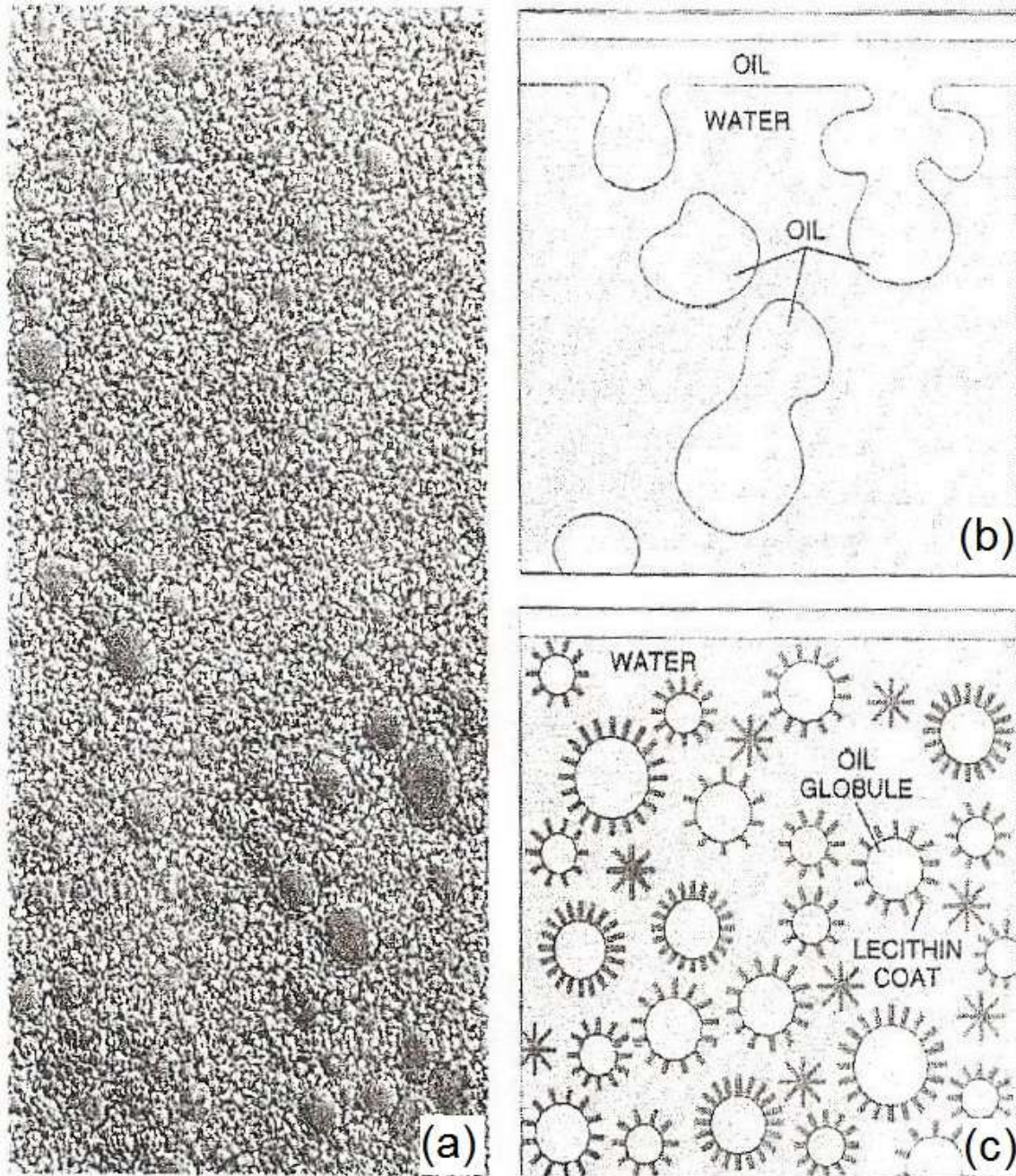


Fig.1.1 Maioneza: (a) aspect general al suspensiei de picături de ulei în apă; (b) tendință generală de separare a uleiului de apă; (c) suprimarea tendinței de separare a uleiului de apă, în maioneză, în urma formării învelișurilor din lecitină

Un alt exemplu de mâncare de tip fluid complex este *înghețata* care este o emulsie parțial congelată de smântână, lapte, zahăr și arome, emulsionată în aer în proporție de 40-50 % din volum. Atât maioneza cât și înghețata au o tensiune de curgere, produsă de picături și de bule de aer care se deformează la apariția curgerii.

Muștarul este tot un produs culinar de tip fluid complex, reprezentat printr-o suspensie sau pastă ce conține particule de cca. 30 μm care se atrag între ele, formând o rețea cu o slabă rezistență la curgere. Muștarul se obține prin măcinarea boabelor de muștar împreună cu oțet, sare, mirodenii și apă până se formează un fel de piure.

Ciocolata este un fluid complex cu proprietăți mecanice remarcabile. În stare solidă poate fi extrudată la rece, proces în urma căruia se transformă dintr-o substanță solidă, fragilă într-una plastică și maleabilă, care poate fi remodelată după dorință. Starea plastică se menține câteva minute după care ciocolata redevine fragilă, probabil din cauza recrystalizării zaharurilor care s-au topit sub efectul tensiunilor de extrudare. Dacă ciocolata solidă este plasticizată în timpul curgerii, ciocolata topită poate solidifica în câmp electric, deoarece picăturile care formează emulsia topită se aliniaază, formând o structură rigidă, la aplicarea câmpului electric.

Brânză este un aliment de tip fluid complex, făcut din lapte care este și el un fluid complex ce conține miclele (mici sfere de 0,04-0,3 μm) ale proteinei numită caseină. Prin adăugarea unui acid slab sau a unei enzime corespunzătoare, miclele sunt distruse iar proteine gelează (agregă) formând o masă solidă de lapte covăsit care se separă de restul lichidului. Micrografiile SEM ale brânzei mozzarella, din **Fig.1.2** arată că alungirea laptelui covăsit orientează fibrele de proteină.

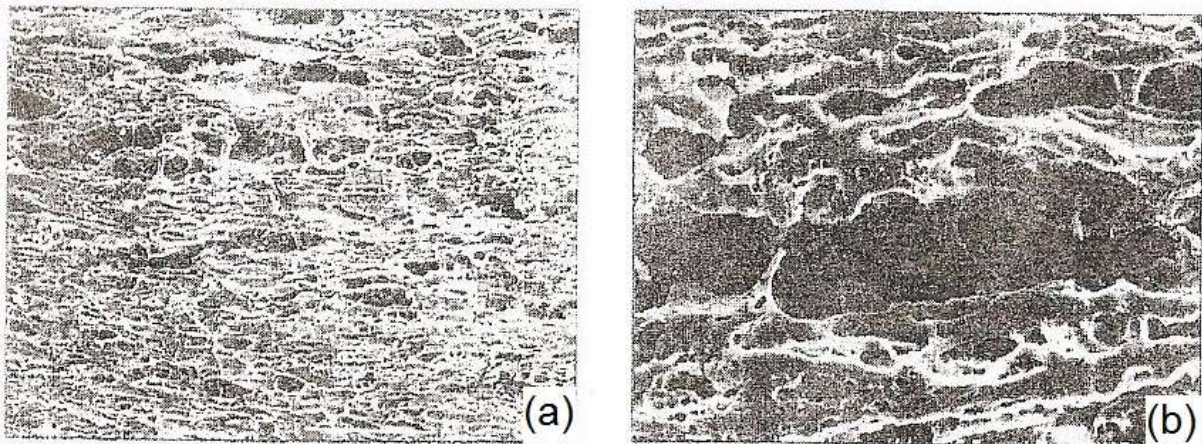


Fig.1.2 Micrografii SEM ale brânzei mozzarella: (a) la mică putere; (b) detaliu la putere mare indicând dispunerea aproximativ paralelă a fibrelor de proteină față de direcția de întindere

B. Biofluidele sunt fluide complexe din structura organismelor animale. *Sângele* este o suspensie care conține cca. 40 % celule roșii (discuri turtite flexibile, cu diametrul de cca. 10 μm) într-un lichid limpede, numit plasmă (care este și el un fluid vâscoelastic ce conține molecule de proteină care interacționează reciproc). Proprietățile vâscoelastice ale sângelui determină sarcina de pompă a inimii. La viteze reduse de forfecare, curgerea și proprietățile de orientare ale celulelor roșii sunt similare cu cele ale unor discuri rigide (**Fig.1.3**) și se pot bloca, aranjându-se ca jetoanele de la poker, când formează așa-numitele fișicuri. La viteze mari de forfecare, curgerea celulelor roșii seamănă cu cea a unor picături de lichid. Vâscozitatea sângelui depinde de mărimea acestor agregate care, la rândul ei, depinde de viteza de forfecare. În corpul uman există și alte biofluide complexe: mucoasa, fluidul sinovial, etc.

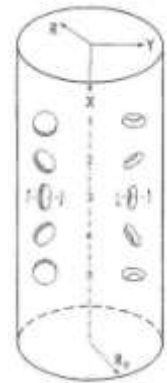


Fig.1.3 Mișcările de rostogolire ale celulelor roșii din sânge atunci când sunt forfecate la viteze reduse (sub 20 s^{-1}) în timpul curgerii printr-un tub (dreapta), sunt similare cu mișcările unor discuri rigide (stânga). Cea mai mică viteză de rostogolire este în poziția 3 (marcată pe axul tubului)

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

Alte animale pot produce fluide complexe mult mai remarcabile. *Păianjenii* pot sintetiza și torce la temperatura ambiantă fire de mătase incredibil de rezistente, cu reziliențe de ordinul a 100 kJ/ kg, superioare față de orice altă substanță sintetică sau naturală. *Viermii de mătase* fac fibre foarte rezistente, prin sinteza unei soluții precursoră, lichid-cristalină, a mătăsii care este extrudată, țesută cu ajutorul unui adeziv solubil în apă care îmbină fibrele. În final, viermii de mătase își folosesc gurile drept filiere pentru a trage fibre ale căror caracteristici nu pot fi reproduse de nivelul actual al tehnologiei.

C. Produsele de îngrijire personală, ca șampoanele, lacurile de unghii, deodorantele și rujurile au reologia modificată în funcție de cerințe. Șampoanele și balsamurile de păr trebuie să curgă ușor, din recipient, să păstreze ”volumul” după aplicare și să nu picure cu ușurință. Pentru aceasta se controlează concentrația de surfactant și se aduagă polimeri de îngroșare, ex.: acidul poliacrilic cu greutate moleculară foarte mare sau hidroxi-etil celuloza (HEC) modificată hidrofobic care produce spume foarte groase (**Fig.1.4**)

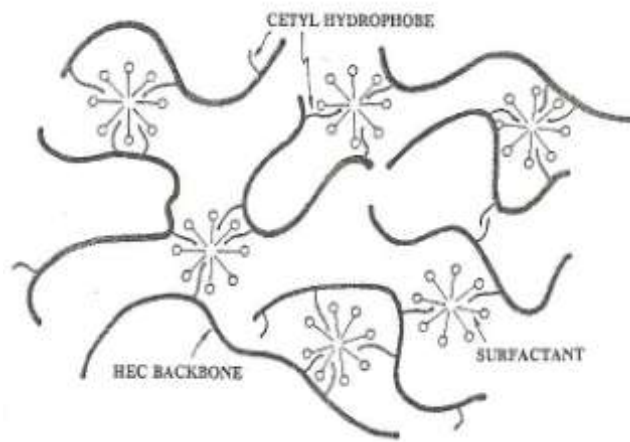


Fig.1.4 Spumă realizată prin intermediul structurii tip rețea formată de o soluție de surfactant apos amestecată cu un copolimer de hidroxietilceluloză (HEC) cu ramificații laterale de cetil

D. Materialele electronice și optice de tip fluide complexe se regăsesc în componența computerelor, sub forma cristalelor lichide ale monitoarelor sau a pastelor de lipit componente pe plăcile respective. *Cristalele lichide* sunt compuse din molecule mici, semirigide, cu formă eliptică sau alungită, care se orientează spontan, formând fluide anizotrope. Ele se pot orienta în funcție de câmpul electric aplicat, modificându-și proprietățile optice. Viteza de reorientare este controlată prin proprietățile vâscoase și elastice ale cristalului lichid, precum și prin susceptibilitatea sa dielectrică. *Pastele de lipit* ale componentelor electronice se depun pe plăcile respective sub forma unor bile de 50 μm diametru, care sunt topite prin încălzire și se transformă într-un ”flux”. Pasta de lipit trebuie să aibă o rezistență la curgere destul de mare, astfel încât să nu curgă, atunci când unește toate punctele de lipit împreună dar nici prea mare, astfel încât să permită modelarea lipiturii după conformația componentului care trebuie lipit.

E. Polimerii de tip fluide complexe includ materiale prelucrate în stare fluidă, cum ar fi: 1- discurile compacte de policarbonat topit prin injecție, 2-învelișurile de cabluri din polietilenă extrudată, 3-fibrele de mare rezistență trase din Kevlar lichid, 4-sticlele din polietilen tereftalat sau 5-amortizoare auto din poliuretan injectat.

În stare topită, acești polimeri sunt fluide vâscoelastice complexe, ale căror proprietăți reologice determină costul prelucrării și proprietățile finale ale produsului.

Alte exemple de fluide complexe includ:

- fluidele care apar pe câmpurile petroliere, ce controlează forajul sau mobilitatea țiteiului brut
- vopselele

- cimentul proaspăt amestecat
- asfaltul

1.3 Proprietăți reologice

În linii mari, proprietățile reologice indică caracterul de tip solid sau lichid al unui material. Deoarece aceste proprietăți depind de intervalul de timp în care se face determinarea, un **reometru** măsoară proprietățile reologice ale unui fluid complex în funcție de viteza sau de frecvența de deformare. În cazul lichidelor, cele mai simple dispozitive reologice presupun:

- ❖ aplicarea unei curgeri de forfecare și măsurarea tensiunilor rezultante.
- ❖ aplicarea unei tensiuni de forfecare și măsurarea vitezei de forfecare rezultantă

1.3.1 Curgerea prin forfecare

Cele mai simple geometrii de impunere a unei curgeri de forfecare sunt sintetizate în Fig.1.5, care ilustrează, în ordine:

1. placa de alunecare;
2. cilindru concentric;
3. con și placa (unghi de $5-10^0$ între con și placă);
4. discuri paralele;
5. capilaritate;
6. curgere despăcată;
7. inel axial.

Principalele configurații de curgere sunt: A- de antrenare și B- de presiune și au toate în comun faptul că sunt vâscometrice (fiecare element de fluid suferă a curgere simplă și stabilă, prin forfecare, cu o viteză constantă).

A Vâscozitatea de forfecare în stare stabilă este definită prin tensiunea (σ) și viteza de forfecare:

$$\eta = \sigma / \dot{\gamma} \quad (1.1)$$

unde viteza de forfecare poate avea formele:

$$\dot{\gamma} = V/h \quad (1.2)$$

în cazul geometriei cu placă de alunecare, în care V este viteza de deplasare a plăcii mobile iar h este distanța (golul dintre plăci) sau

$$\dot{\gamma} = \Omega / t g \alpha \quad (1.3)$$

în cazul geometriei con și placă, în care Ω este viteza unghiulară stabilă iar α este unghiul conului.

În regim staționar, tensiunea de forfecare atinge o valoare stabilă care, dacă este raportată la viteza de forfecare definește, prin intermediul ecuației (1.1) **vâscozitatea de forfecare în stare stabilă**.

B Vâscozitatea de forfecare în stare tranzitorie este cea care intervine la începutul curgerii, începând din starea de repaus și până în momentul instaurării curgerii stabile. Forma acestei vâscozități este dată de:

$$\eta^+(\dot{\gamma}, t) = \sigma(\dot{\gamma}, t) / \dot{\gamma} \quad (1.4)$$

în care semnul + indică faptul că viteza de forfecare a crescut de la valoarea zero, avută în momentul $t = 0$. Măsurătorile lui $\eta^+(\dot{\gamma}, t)$ dau informații despre vitezele de rearanjare

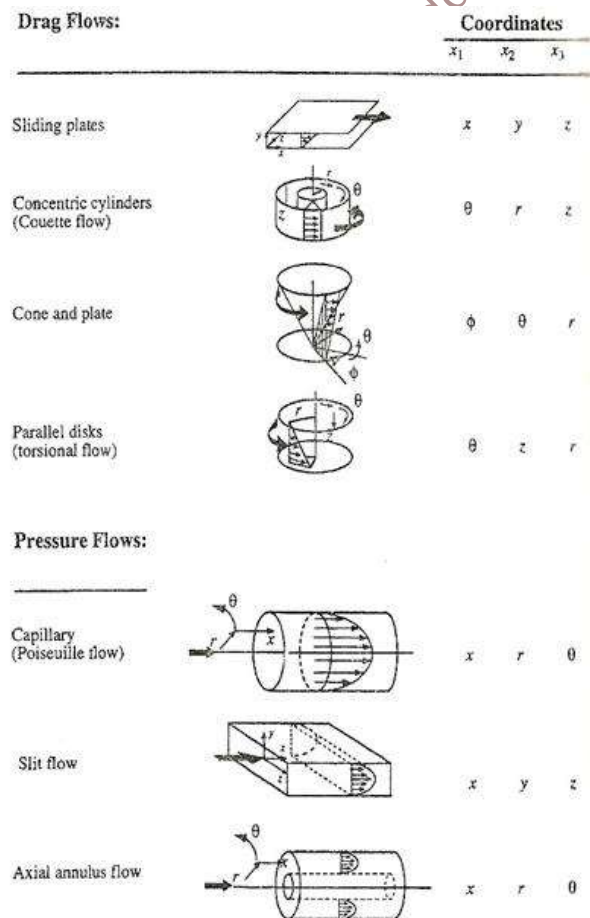


Fig.1.5 Geometrii de producere a curgerilor prin forfecare

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

structurală, în cadrul unui fluid complex care se deformează.

C Modulul de înmagazinare și de pierdere sunt determinate prin intermediul analizorilor mecano-dinamici (DMA), capabili să impună fluidului complex o forfecare oscilatorie de mică amplitudine. O astfel de deformare se poate obține în cadrul geometriei con și placă prin rotația conului în jurul axei sale cu o viteză unghiulară, ω , care variază sinusoidal, de forma $\Omega(t) = \Omega_0 \cos(\omega t)$.

În acest caz și viteza de forfecare devine o funcție sinusoidală de timp, de forma:

$$\dot{\gamma} = (\Omega_0 / \omega t) \sin(\omega t) / \tan \alpha \quad (1.5)$$

iar deformarea de forfecare, γ , devine integrala vitezei de forfecare, în funcție de timp:

$$\gamma = [(\Omega_0 / \omega) \sin \omega t] / \tan \alpha \quad (1.6)$$

Raportul (Ω_0 / ω) este amplitudinea deflecției (deformației) unghiulare a conului iar $y_0 = \Omega_0 / \omega / \tan \alpha$ este amplitudinea deformației care este impusă fluidului.

Dacă amplitudinea deformației y_0 este destul de mică (de obicei $y_0 \ll 1$), astfel încât structura fluidului să nu fie mult disturbată de deformare, atunci tensiunea măsurată în timpul deformațiilor oscilatorii este controlată de vitezele de producere a rearanjamentelor spontane, numite și rearanjări, care sunt prezente în fluid, în stare calmă sau de echilibru. Tensiunea de forfecare $\sigma(t)$ produsă de o deformare de mică amplitudine este proporțională cu amplitudinea deformației aplicate, y_0 și variază și ea sinusoidal în timp. Maximele și minimele semnalului tensiunii care variază sinusoidal nu coincid în mod necesar cu maximele și minimele deformației. În general, tensiunea care variază sinusoidal poate fi reprezentată prin:

$$\sigma(t) = \gamma_0 [G'(\omega) \sin(\omega t) + G''(\omega) \cos(\omega t)] \quad (1.7)$$

Termenul proporțional cu $G'(\omega)$ este în fază cu deformația fiind numit **modul de depozitare** sau **stocare** (storage) iar termenul care conține $G''(\omega)$ este în fază cu viteza de deformare, $\dot{\gamma}$, fiind numit **modul de pierdere**. Modulul de stocare reprezintă înmagazinarea energiei elastice iar modulul de pierdere reprezintă disiparea vâscoasă a acelei energii. Raportul G''/G' este numit frecare internă, **tg δ** și este:

- mare ($\gg 1$) la materialele de tip lichid
- mic ($\ll 1$) la materialele de tip solid.

Modulul complex este definit prin $G^* \equiv G' + iG''$ și are valoarea $|G^*| = \sqrt{(G'^2 + G''^2)}$.

Vâscozitatea complexă este definită prin $G^*(\omega)/i\omega \equiv \eta^* \equiv \eta' - i\eta''$ și are valoarea dată de $|G^*(\omega)|/\omega$. Regimul deformării la amplitudini mici, cu tensiunea definită prin ecuația (1.7), este numit **regim cu vâscozitatea liniară**.

D Tipurile de reacție reologică evidențiază diferențele dintre fluidele complexe de tip solid și cele de tip lichid, sub trei forme: (i) vâscozitatea de forfecare în stare tranzitorie $\eta^+(\dot{\gamma}, t)$; (ii) vâscozitatea de forfecare în stare stabilă $\eta(\dot{\gamma})$ și (iii) modulele vâscoelastice liniare $G'(\omega)$ și $G''(\omega)$. Tensiunile tranzitorii $\sigma = \dot{\gamma}\eta^+(\dot{\gamma}, t)$ ale fluidelor complexe de tip lichid și de tip solid sunt ilustrate în **Fig.1.6**.

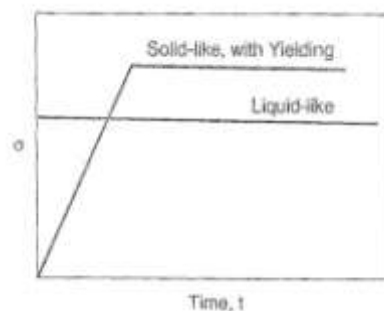


Fig.1.6 Ilustrarea tensiunii tranzitorii de forfecare $\sigma(t)$ pentru materiale „de tip lichid” și „de tip solid”

La fluidul de tip lichid vâscozitatea atinge instantaneu o valoare stabilă, după începerea forfecării. La fluidele de tip solid tensiunea crește liniar odată cu deformarea, până la o valoare critică a forfecării după care se produce curgerea la tensiune constantă.

Fig.1.7 prezintă curbele schematice ale tensiunii de forfecare (σ) și ale vâscozității de forfecare (η) în stare stabilă, pentru fluidele complexe de tip solid și de tip lichid. Se observă că, pentru fluidele complexe de tip solid, tensiunea de forfecare în stare stabilă este independentă de viteza de forfecare iar vâscozitatea de forfecare scade la creșterea vitezei de forfecare, deoarece $\sigma(\dot{\gamma}) \sim \dot{\gamma}$.

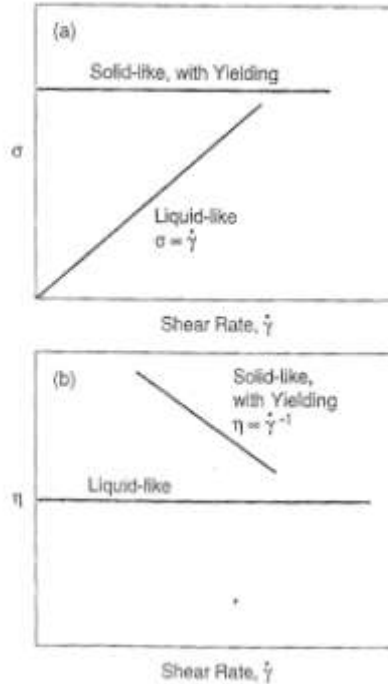


Fig.1.7 Ilustrarea dependenței de viteza de forfecare, $\dot{\gamma}$: (a) a tensiunii de forfecare, $\sigma(t)$ și (b) a vâscozității de forfecare, η , pentru materialele prototip, „de tip lichid” și „de tip solid”

O vâscozitate de forfecare care scade la creșterea vitezei de forfecare este definită drept *subțiere la forfecare*. În cazul fluidelor complexe de tip lichid, vâscozitatea este constantă iar tensiunea de forfecare crește odată cu viteza de forfecare, $\eta(\dot{\gamma}) \sim \dot{\gamma}^{-1}$. Variația schematică a modulelor de stocare și de pierdere, G' și G'' , în funcție de frecvență, pentru fluidele complexe de tip solid și de tip lichid, sunt prezentate în **Fig.1.8**, în coordonate logaritmice.

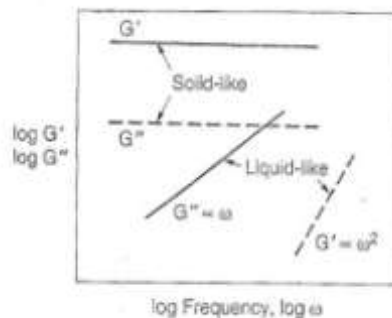


Fig.1.8 Ilustrarea modulelor de elasticitate de depozitare și de pierdere, G' și respectiv G'' , pentru materialele prototip, „de tip lichid” și „de tip solid”

La fluidele de tip lichid, modulul de stocare, G' , este mult mai mic decât modulul de pierdere deoarece $G' \sim \omega^2$, pe când $G'' \sim \omega$. Porțiunea, de frecvență scăzută, din regiunea de tip lichid, în care $G' \sim \omega^2$ și $G'' \sim \omega$, se numește regiune terminală.

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

La fluidele de tip solid $G' \gg G''$ iar G' este aproape independent de frecvență.

Adevăratele fluide complexe prezintă adesea comportamente intermediare între tipul solid și tipul lichid. **Fig.1.9** prezintă vâscozitatea de forfecare în stare stabilă în funcție de viteza de forfecare pentru o topitură de polietilenă.

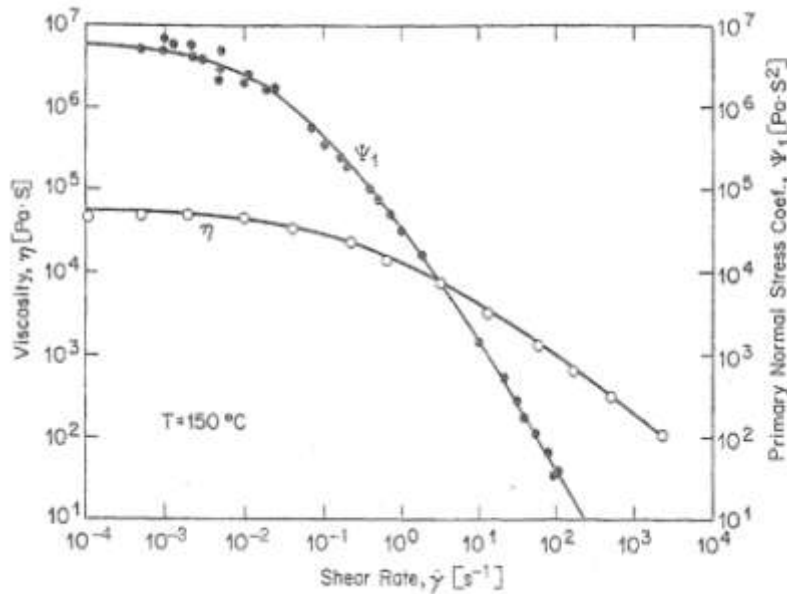


Fig.1.9 Vâscozitate de forfecare în stare stabilă, η și primul coeficient de tensiune normală, Ψ_1 , în funcție de viteza de forfecare, pentru o topitură de polietilenă de mică densitate

La viteză de forfecare redusă $\eta(\dot{\gamma})$ este aproape constantă, ca la fluidele de tip lichid însă la viteze de forfecare ridicate vâscozitatea scade rapid, într-un mod asemănător fluidelor de tip solid dar ceva mai puțin accentuat. Porțiunea cu vâscozitate aproape liniară este numită vâscozitate de forfecare zero η_0 .

Fig.1.10 prezintă variația tensiunii tranzitorii de forfecare, $\sigma(\dot{\gamma}, t)$, pentru aceeași topitură polimerică.

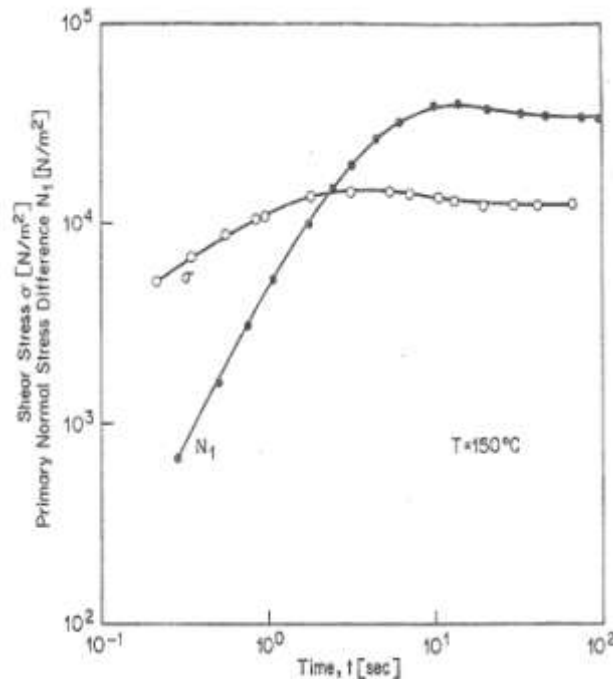


Fig.1.10 Tensiune de forfecare tranzitorie, σ și diferența primei tensiuni normale, N_1 , după declanșarea forfecării stabile, pentru o topitură de polietilenă de mică densitate

Se observă creșterea ”de tip solid” a lui σ , la valori reduse ale intervalului de timp și palierul de la intervale mari.

Fig.1.11 Prezintă variațiile modulelor de stocare și de pierdere, G' și respectiv G'' , pentru aceeași topitură de polietilenă.

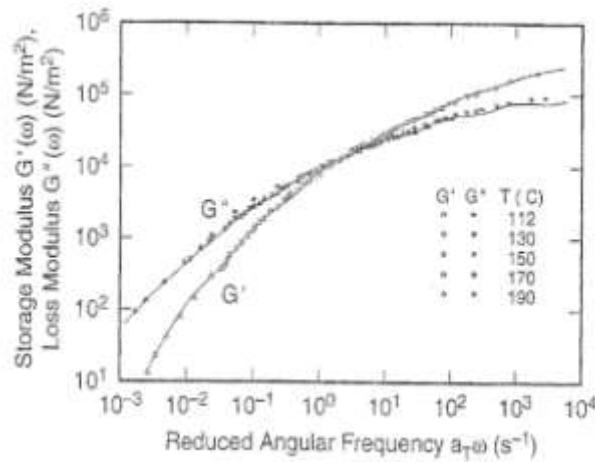


Fig.1.11 Modulele de depozitare și de pierdere ale unei topituri de polietilenă de mică densitate

În Fig.1.11 frecvența este înmulțită cu un factor de deplasare, a_T , care este egal cu 1 la 150°C (și poate fi ignorat). Comportamentul topitiei de polietilenă depinde de frecvență:

- la frecvențe reduse, topitura are un comportament ”de tip lichid”, deoarece $G' \ll G''$
- la frecvențe mari, topitura are un comportament ”de tip solid”, caracterizat prin $G' > G''$. Se observă că, la temperatura de 150°C, tranziția de la comportarea de tip lichid la cea de tip solid se produce la frecvența $\omega_c \approx 1 \text{ s}^{-1}$, care coincide, cu oarecare aproximație, cu intersecția dintre G' și G'' .

1.3.2 Curgerea prin extensie

Într-o curgere prin extensie stabilă a unei topituri polimerice, comportarea unui fluid reologic este cu atât mai diferită de curgerea prin forfecare, cu cât moleculele de polimer sunt mai alungite. Caracteristica curgerii prin extensie este că elementele fluidului sunt alungite fără a fi rotite sau forfecate. Un dispozitiv tipic, de generare a curgerii uniaxiale prin extensie este redat în Fig.1.12.



Fig.1.12 Dispozitive rotative utilizate pentru deformarea la întindere uniaxială a unui filament cilindric de polimer de lungime L_0

Capetele unui cilindru de fluid, care plutește pe o baie de ulei, sunt fixate pe loc, în spațiu, cu caje care și se rotesc cu o viteză constantă, impunând o viteză V la un capăt al cilindrului și o viteză $-V$ la celălalt capăt. În felul acesta, fiecărui element de i se impune un gradient de viteză $= 2V/L_0$, care se numește viteză de curgere prin extensie.

În cazul topiturilor polimerice lipicioase, curgerea prin extensie poate fi obținută prin aducerea unor plăci plate în contact cu partea superioară și cu partea inferioară a cilindrului de fluid. La deplasarea relativă a celor două plăci, se formează un filament de fluid complex în

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

care există un gradient de viteză de deformare, aproximativ constant (cu excepția regiunilor din vecinătatea plăcilor), ca în **Fig.1.13**.

Tensiunea instantanee de extensie este definită prin:

$$\bar{\sigma}(\dot{\epsilon}, t) \equiv F(\dot{\epsilon}, t)/A(\dot{\epsilon}, t) \quad (1.8)$$

în care $F(\dot{\epsilon}, t)$ este forța necesară alungirii filamentului cilindric de fluid iar $A(\dot{\epsilon}, t)$ este secțiunea transversală a acestuia.

Vâscozitatea de extensie, dependentă de timp, are expresia:

$$\bar{\eta}(\dot{\epsilon}, t) = \bar{\sigma}(\dot{\epsilon}, t)/\dot{\epsilon} \quad (1.9)$$

Atunci când vâscozitatea devine independentă de timp, ea se numește vâscozitatea de extensie în stare stabilă, $\bar{\eta}(\dot{\epsilon})$.

Fig.1.14 compară dependențele de timp, după declanșarea curgerii, ale vâscozității curgerii prin extensie și ale vâscozității de forfecare, pentru aceeași topitură polimerică de polietilenă, supusă la mai multe viteze de extensie.

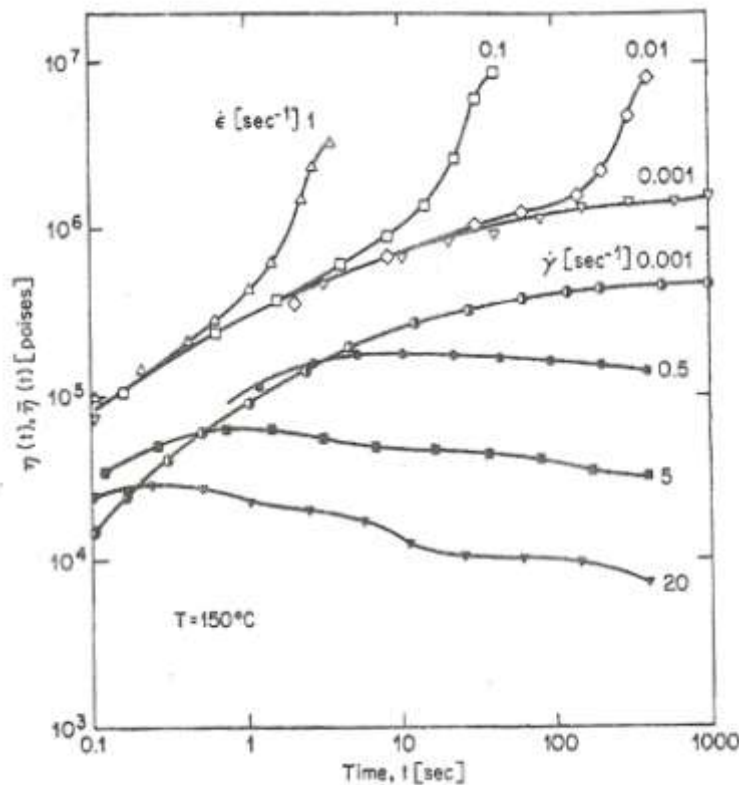


Fig.1.14 Vâscozitate uniaxială la întindere (simboluri goale) și la forfecare (simboluri pline și semi-pline) în funcție de timpul scurs după declanșarea alungirii uniaxiale și a forfecării stabile a topiturii de polietilenă de densitate redusă

Din acest motiv, se poate vorbi despre:

- subțiere prin forfecare, în cazul vâscozității de forfecare;
- îngroșare prin alungire, în cazul vâscozității prin extensie.

1.3.3 Curgerea mixtă

Fluidele complexe pot fi expuse și unor câmpuri intermediare de curgere, între extensie și forfecare, pentru obținerea cărora se utilizează laminorul cu patru roți, care se rotesc într-un container de fluid, după cum arată **Fig.1.15**.

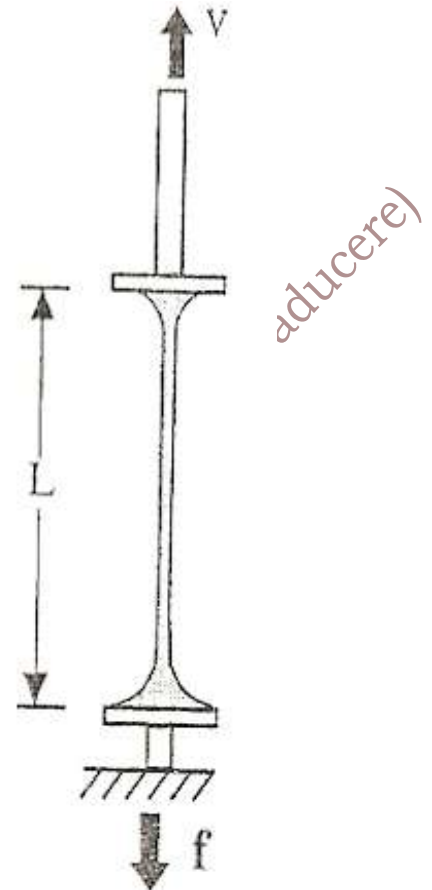


Fig.1.13 Alungirea unui filament cilindric de lichid vâscoelastic, care se lipește de două plăci plate, dintre care una se deplasează iar alta este atașată la un traductor de forță

Se observă că pot exista foarte mari diferențe între vâscozitatea curgerii prin extensie și vâscozitatea de forfecare, deoarece prima crește iar cea de-a doua scade, în același interval de timp, la creșterea vitezei de forfecare, după începerea curgerii.

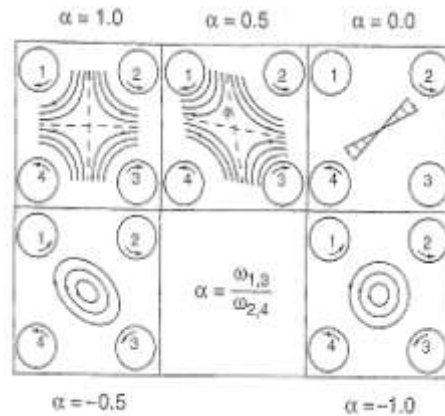


Fig.1.15 Câmpuri de curgere produse de laminorul cu patru roți. $\omega_{1,3}$ este viteza unghiulară a laminoarelor 1 și 3 iar $\omega_{2,4}$ este viteza unghiulară a laminoarelor 2 și 4; α este parametrul tipului de curgere

Prin variația vitezei de rotație a unei perechi de role, față de cealaltă pereche, în vecinătatea punctului de stagnare situat la centru, se pot obține diverse câmpuri de viteză, variind de la extensie pură, până aproape de forfecare pură. Laminorul cu patru roți este util mai ales pentru studiul fluidelor cu vâscozitate modestă din care se pot îndepărta foarte ușor bulele de aer introduse în timpul turnării/ umplerii. Din cauză că modelul dorit de curgere este atins doar într-o singură regiune a dispozitivului, laminorul cu patru roți nu poate fi utilizat pentru măsurări directe de tensiune. Totuși, la unele materiale polimerice, regiunea de fluid din vecinătatea punctului de stagnare poate fi folosită pentru măsurători de birefrință optică. Pentru un fluid complex, tensiunea nu depinde numai de faptul că modul de curgere este prin forfecare, prin extensie sau mixt ci și de întreaga istorie a gradientului de viteză.

Din acest motiv, caracterizarea proprietăților reologice ale unui fluid complex nu poate fi efectuată dacă nu sunt oferite detalii teoretice, astfel încât măsurătorile efectuate asupra unei istorii de curgere să poată fi aplicate celor efectuate într-altă istorie de curgere. Scopul general este de a dezvolta o ecuație constitutivă de curgere, care să permită calcularea tensorului tensiunii pornind de la o anumită istorie de curgere, dată.

1.4 Cinematica și dinamica curgerii

Pentru a descrie gradientii de curgere mai generali decât cei produși în punctul de stagnare al unui laminor cu patru roți (punctul cu viteză de curgere zero, în Fig.1.15), trebuiesc introduse unele noțiuni tensoriale:

- tensorul gradientului de viteză;
- tensorul gradientului de deformare;
- tensorul tensiunii.

1.4.1 Tensorul gradientului de viteză

Se definește vectorul $\mathbf{x} \equiv (x_1, x_2, x_3)$ ca fiind un punct în spațiul tridimensional de coordonate x_1, x_2 și x_3 . Vectorul viteză în punctul \mathbf{x} este $\mathbf{v}(\mathbf{x}) \equiv [v_1(\mathbf{x}), v_2(\mathbf{x}), v_3(\mathbf{x})]$, în care v_1 este componenta vitezei pe direcția 1 (analog pentru v_2 și v_3). Tensorul gradientului de viteză (divergența vitezelor) este:

$$\nabla \mathbf{v} \equiv \begin{pmatrix} \frac{\partial v_1}{\partial x_1} & \frac{\partial v_2}{\partial x_1} & \frac{\partial v_3}{\partial x_1} \\ \frac{\partial v_1}{\partial x_2} & \frac{\partial v_2}{\partial x_2} & \frac{\partial v_3}{\partial x_2} \\ \frac{\partial v_1}{\partial x_3} & \frac{\partial v_2}{\partial x_3} & \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

Gradientul vitezei descrie bruschețea de variație a vitezei, atunci când se efectuează o deplasare dintr-un punct într-altul, în orice direcție a curgerii, la un moment dat.

Dacă într-un punct al curgerii, care se ia drept origine, viteza de curgere este v_0 iar gradientul de viteză este ∇v , atunci în punctul x , aflat în apropiere, viteza de curgere este $v_0 + x \nabla v$. Transformata lui ∇v , obținută prin transformarea liniilor în coloane și vice-versa, este exprimată prin:

$$K \equiv (\nabla v)^T \quad (1.11)$$

Într-o curgere prin forfecare, simplă, cu placă alunecătoare (curgere cu geometrie Couette) există doar un singur component diferit de zero al vitezei de curgere și anume v_1 care variază doar pe direcția 2, care este perpendiculară la plăci. Din acest motiv, tensorul gradientului de viteză devine:

$$\nabla v = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \dot{\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

unde $\dot{\gamma} = \partial v_1 / \partial x_2$. Planul care conține direcțiile 1 și 2 de curgere va fi numit „plan de deformare” iar în literatura referitoare la cristalele lichide este numit „plan de forfecare”.

Curgerea prin extensie este definită, la modul general, printr-un gradient de viteză de forma:

$$\nabla v = \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_1 & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\epsilon}_2 & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\epsilon}_3 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

În relația (1.13) $\dot{\epsilon}_1 \equiv \partial v_i / \partial x_i$ este gradientul vitezei pe direcția i .

Condiția de incompresibilitate impune ca suma elementelor de pe diagonala matricii tensorului gradientului de viteză din relația (1.10) să fie nulă:

$$\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0 \quad (1.14)$$

În cazul unei extensii uniaxiale incompresibile, se consideră că un cilindru de fluid este alungit axisimetric pe direcția 1 cu un gradient de viteză $\dot{\epsilon}_1 \equiv \partial v_1 / \partial x_1$. Atunci gradientii de viteză pe celelalte două direcții sunt $\partial v_2 / \partial x_2 = \partial v_3 / \partial x_3 = -\dot{\epsilon}_1 / 2$.

În aceste condiții, tensorul gradientului de viteză al unei curgeri prin extensie uniaxială cu viteza de alungire $\dot{\epsilon}_1$ va avea expresia:

$$\nabla v = \begin{pmatrix} \dot{\epsilon} & 0 & 0 \\ 0 & -\dot{\epsilon}/2 & 0 \\ 0 & 0 & -\dot{\epsilon}/2 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

În cazul unei **curgeri incompresibile planare prin extensie** pe direcțiile 1 și 2, gradientii de viteză sunt: $\dot{\epsilon}_2 = -\dot{\epsilon}_1$, $\dot{\epsilon}_3 = 0$ iar tensorul vitezei:

$$\nabla v = \begin{pmatrix} \dot{\epsilon} & 0 \\ 0 & -\dot{\epsilon} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

În (1.16) s-au omis rândul și coloana 3 din cauză ca sunt ambele nule.

Când se studiază fenomenele de curgere, acestea pot avea un caracter mixt sau intermediar combinând forfecarea cu extensia. În două dimensiuni, cel mai general gradient de viteză poate fi exprimat sub forma:

$$\nabla v = \frac{1}{2} G \begin{pmatrix} 1 + \alpha & 1 - \alpha \\ -(1 - \alpha) & -(1 + \alpha) \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

unde: α este un parametru al tipului de curgere care este $\alpha = 0$, la forfecarea simplă și $\alpha = 1$ la extensia plană iar $G = \dot{\gamma}$ la curgerea prin forfecare și $G = \dot{\epsilon}_1$ la curgerea prin extensie plană. Cu ajutorul laminarului cu patru roți, din Fig.1.15, se pot genera diverse configurații de curgere.

1.4.2 Tensorul gradientului de deformare

Tensiunea unui fluid complex, de tipul unei topituri polimerice, depinde de gradientul instantaneu de viteză și de perioada de timp în care este impus acest gradient de viteză. Cu

alte cuvinte, tensiunea dintr-un element de fluid depinde de *istoria deformației* acelu element exprimată prin intermediul tensorului \mathbf{E} , definit în mod analog cu tensorul gradientului de viteză. Se consideră un punct de fluid care în timpul trecut t' ocupa poziția x' dar ocupă în prezent poziția x . Fie vectorul $\delta x'$, încorporat într-un element de fluid, vector care are originea în x' și vârful în poziția $\delta x' + x$.

Între momentele t' și t , vectorul este alungit și rotit, împreună cu elementul de fluid în care este încorporat și în momentul t vectorul încorporat este δx . De exemplu, dacă elementul de fluid este alungit pe direcția 1, raportul $\lambda(t', t) \equiv \delta x_1 / \delta x'_1$ se numește raport de alungire pe direcția respectivă și reprezintă raportul dintre lungimea elementului de fluid la momentul t și lungimea elementului la momentul t' . Pentru o deformație tridimensională, generală, tensorul istoriei deformației este:

$$E(t', t) \equiv \frac{\partial x}{\partial x'} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial x'_1} & \frac{\partial x_2}{\partial x'_1} & \frac{\partial x_3}{\partial x'_1} \\ \frac{\partial x_1}{\partial x'_2} & \frac{\partial x_2}{\partial x'_2} & \frac{\partial x_3}{\partial x'_2} \\ \frac{\partial x_1}{\partial x'_3} & \frac{\partial x_2}{\partial x'_3} & \frac{\partial x_3}{\partial x'_3} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Tensorul E conține *informații despre alungirea și rotația elementului de fluid*. Inversa acestui tensor, $F \equiv E^{-1} = \partial x' / \partial x$, se numește tensorul gradientului de deformație.

Fig.1.16 prezintă modul de alcătuire a tensorului deformației, E , pentru forfecare simplă. Se consideră un vector încorporat, orientat în direcția 1, direcția de curgere, vector care este de lungime unitară, în momentul de timp t' și are forma: $x' = (1, 0, 0)$.

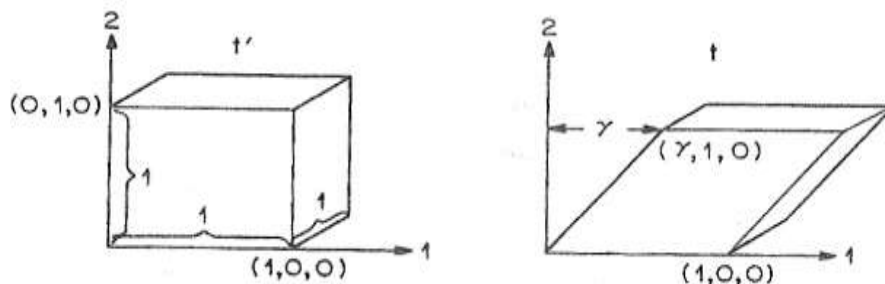


Fig.1.16 Definiția tensorului deformației E , pentru forfecarea prin deformație a unui cub unitar

Atunci E_{11} , E_{12} și E_{13} sunt componentele acestui vector încorporat, după deformare, care devine: $x = (E_{11}, E_{12}, E_{13})$. Cum forfecare nu alungește sau roțește liniile de fluid care se găsesc pe direcția de curgere $(x_1, x_2, x_3) = (E_{11}, E_{12}, E_{13}) = (1, 0, 0)$.

În mod analog, se poate considera că E_{21} , E_{22} , E_{23} sunt coordonatele unui vector încorporat care este egal cu unitatea, în momentul t' și este orientat pe direcția 2. Acest vector este rotit și alungit de forfecare astfel încât $(E_{21}, E_{22}, E_{23}) = (\gamma, 1, 0)$. În fine, $(E_{31}, E_{32}, E_{33}) = (0, 0, 1)$. Așadar, tensorul deformației devine:

$$E = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \gamma & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

Tensorul unei deformații generale prin extensie se determină ca în **Fig.1.17**.

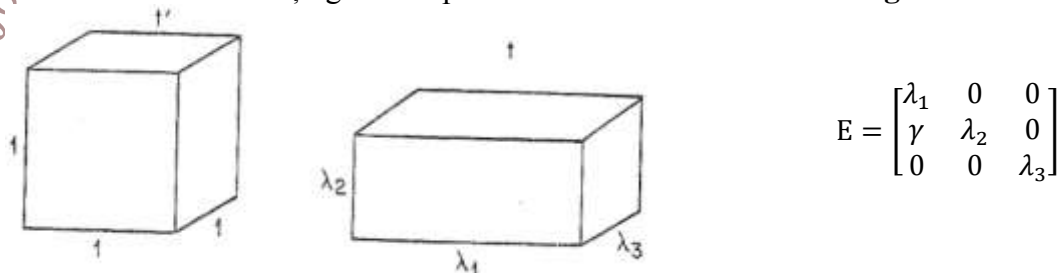


Fig.1.17 Definiția tensorului deformației E pentru o deformație generală prin extensie a unui cub unitar

$$E = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ \gamma & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{bmatrix}$$

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

În cazul deformațiilor fără variație de volum $\det(E) = 1$.

În cazul **deformației uniaxiale prin extensie**, incompresibilitatea implică $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_1^{-1/2}$, unde λ_1 este raportul de întindere pe direcția alungirii.

Tensorul E poate fi exprimat în funcție de tensorul gradientului de viteză ∇v :

$$\frac{\partial}{\partial x} E = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x'} = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x'} \cdot \frac{\partial x'}{\partial x} = E \cdot \frac{\partial v}{\partial x} = E \cdot \nabla v \quad (1.20)$$

1.4.3 Tensorul tensiunii

Componentele după o anumită axă ale tensorului tensiunii, T, sunt forțele unitare pe care materialul, de la exteriorul cubului unitar, le exercită asupra suprafeței perpendiculare pe axa respectivă, ca în Fig.1.18.

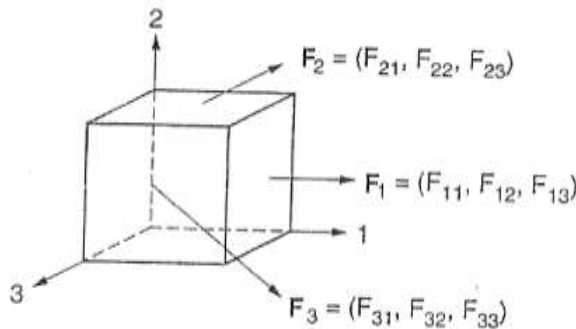


Fig.1.18 Definiția tensorului tensiunii în funcție de componentele care acționează pe fețele cubului unitar

$$T = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} \\ F_{21} & F_{22} & F_{23} \\ F_{31} & F_{32} & F_{33} \end{bmatrix}$$

Cea mai simplă stare de tensiune este cea în care elementul de fluid din cubul elementar este supus doar la presiunea hidrostatică. Atunci tensorul tensiunii devine $T = -p\delta$, unde δ este tensorul unitar:

$$\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Prin convenție, o presiune negativă este echivalentă cu o tensiune pozitivă. Tensiunile suplimentare, față de presiunea hidrostatică, sunt exprimate prin tensorul tensiunii suplimentare, σ și tensorul tensiunii devine $T = \sigma - p\delta$. Tensorii proporționali cu δ se numesc tensori izotropi. La materialele izotrope (ale căror proprietăți de repaos sunt independente de direcție) tensiunea este simetrică, $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$. Anizotropiile apar numai din cauza deformării. Multe lichide cu grad mare de dezordonare sunt considerate materiale izotrope: 1-lichidele simple, 2-topituri și soluții ale moleculelor polimerice flexibile ordinare, 3-sticlele, 4-suspensiile de particule rotunde dezordonate, 5-gelurile coloidale și polimerice. Lichidele anizotrope au anumit grad de ordine orientatională sau pozițională, la mare distanță, în stare de repaos: 1-cristalele lichide, 2-polimerii lichid-cristalini, 3-copolimerii bloc ordonați.

La o curgere prin forfecare, Fig.1.16, a unui lichid izotrop incompresibil, tensorul tensiunii conține, drept componente nenule:

- cel puțin două, $\sigma_{12} = \sigma_{21}$, precum și un termen al presiunii izotrope, dacă fluidul este Newtonian ($\sigma = \eta_0 \dot{\gamma}$);
- σ_{12} , σ_{21} , p și tensiunile normale σ_{11} , σ_{22} și σ_{33} .

Din cauză că tensorul tensiunii poate fi determinat numai cu ajutorul unui tensor izotrop suplimentar, pot fi măsurate doar diferențele de tensiune normală: $N_1 \equiv \sigma_{11} - \sigma_{22}$ și $N_2 \equiv \sigma_{22} - \sigma_{33}$. De obicei N_1 este pozitiv iar N_2 negativ și cu peste trei ordine de mărime mai mic.

1.5 Metode de caracterizare a fluidelor complexe

În continuare sunt prezentate principalele metode de caracterizare cantitativă a curgerii, a alunecării de perete și a fenomenului de curgere aparentă. La acestea, se adaugă metode calitative: microscopia, difracția radiațiilor și polarimetria.

1.5.1 Curgerea

Curgerea vâscoasă a lichidelor simple este exprimată prin vâscozitatea η_0 . În absența curgerii

macroscopice, moleculele pulsează în mod individual datorită mișcării Browniene. Sub efectul unei tensiuni aplicate, viteza pulsațiilor în același sens cu tensiunea devine mai mare decât în sens contrar → se produce o deplasare în timp.

Considerând Ω_0 drept viteza de pulsație și ΔH valoarea barierei entalpiei de activare pe care trebuie să o învingă o moleculă pentru a sări într-o nouă poziție, atunci viteza de pulsație în absența tensiunii aplicate este $\Omega_0 e^{-(\Delta H/k_B T)} = \Omega_0 \exp[-(\Delta H/k_B T)]$. Viteza tipică de coliziune moleculară este $\Omega_0 \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Sub efectul unei tensiuni de forfecare aplicate, σ , bariera de activare a pulsațiilor directe (în sensul tensiunii aplicate) este coborâtă la $\Delta H - v^* \sigma$, unde v^* este volumul de activare, care exprimă locul din materialul lichid implicat în pulsație, care în cazul moleculelor mici poate fi aproximat prin volumul molecular. În mod analog, bariera de activare a pulsațiilor inverse este ridicată la $\Delta H + v^* \sigma$. Din diferența celor două viteze de pulsație exprimă viteza de forfecare sub forma:

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{2} \Omega_0 \left\{ \exp \left[\frac{-\Delta H + v^* \sigma}{k_B T} \right] - \exp \left[\frac{-\Delta H - v^* \sigma}{k_B T} \right] \right\} \quad (1.21)$$

factorul $1/2$ ține cont de faptul că jumătate dintre pulsații sunt directe și jumătate inverse. Dacă tensiunea aplicată, σ , este mică, atunci $v^* \sigma \ll \Delta H$ și vâscozitatea de forfecare $\eta_0 \equiv \sigma / \dot{\gamma}$ devine:

$$\eta_0 = \frac{k_B}{v^*} \tau_0 \exp \left(\frac{\Delta H}{k_B T} \right) \quad (1.22)$$

unde $\tau_0 \equiv 1/\Omega_0 \approx 10^{-13} \text{ s}$.

Expresia vâscozității din (1.22) poate fi scrisă sub forma $\eta = G\tau$, în care:

$G = k_B T v$ – este modulul de elasticitate, cu $v = 1/v^*$ iar

$\tau = \tau_0 \exp(\Delta H/k_B T)$ – este timpul de relaxare.

Măsurarea curgerii se face cu reometrele care sunt proiectate să impună:

- deformația unor fluide complexe, prin deplasarea diferitor suprafețe marginale;
- scăderi de presiune pe suprafețe opuse ale fluidului,

urmărindu-se deformația continuă și eventual omogenă a fluidului.

La viteze mari de curgere pot apărea instabilități hidrodinamice ale fluidelor simple care duc la curgeri secundare, datorate efectelor inerțiale sau elastice.

1.5.2 Alunecarea de perete

La curgerea fluidelor simple există limite solide, reprezentate prin suprafețele marginale, față de care fluidul trebuie să curgă, fără să adere. Pe de altă parte, dacă un bloc solid este plasat între două plăci, dintre care una este în mișcare, se va produce o alunecare a materialului față de cel puțin una dintre plăci.

Un fluid complex se poate comporta ca un lichid, la viteze de forfecare mici sau ca un solid, la viteze mari. Din acest motiv, atunci când prezintă o comportare de tip solid, fluidele complexe pot **aluneca față de pereții solizi**. Comportarea de tip solid apare atunci când modulul de înmagazinare, G' este mult mai mare decât modulul de pierdere, G'' . Un exemplu de alunecare de perete îl poate oferi o spumă apoasă care este forfecată între două suprafețe netede. Apa din spumă poate forma un strat lubrifiant, la perete, ceea ce face ca masa principală de spumă să fie forfecată într-o mai mică măsură.

Metode de măsurare a alunecării de perete:

- măsurarea vitezei aparente de forfecare V/h , dependentă de mărimea golului dintre plăci (h);
- efectul tratamentului de suprafață al plăcilor;
- utilizarea particulelor de marcare
- undele evanescente (care dispar) – sunt măsurate prin spectroscopie
- velocimetrie laser-dopler – măsoară viteza unor particule de marcare cu $\Phi 150 \text{ nm}$.

reometrie prin rezonanță magnetică nucleară (rheo-NMR)

Pentru măsurarea alunecării de perete se utilizează lungimea de extrapolare, care definește

I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

distanța, față de interfața solid-lichid, la care viteza de alunecare a lichidului, V_s scade la zero. Conform Fig.1.19.

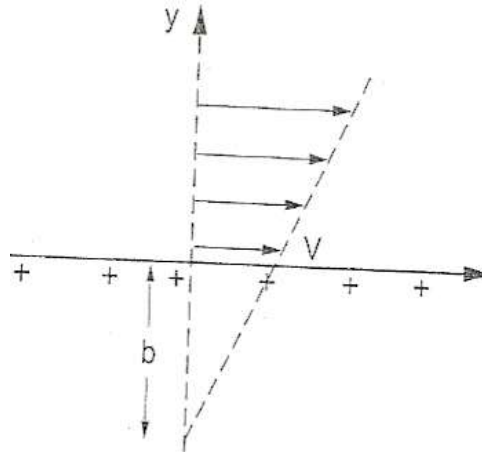


Fig.1.19 Lungimea b , de extrapolare a alunecării, este distanța de sub suprafață la care viteza profilului se extrapolează la zero

Expresia lungimii extrapolate este:

$$b = \frac{V_s}{\dot{\gamma}} \quad (1.23)$$

Se estimează că lungimea de extrapolare este de ordinul a câtorva zeci de diametre moleculare și anume:

- 1-100 nm, în cazul moleculelor mici
- de la câțiva μm la fracțiuni de mm, în cazul macromoleculelor.

1.5.3 Curgerea aparentă

Curgerea aparentă sau deformația plastică este caracteristică lichidelor vâscoase. Ea se declanșează după depășirea tensiunii de curgere, σ_y , care depinde de viteza de deformare și de temperatură. Exemple tipice de fluide complexe care suportă fenomenul de curgere aparentă sunt polimerii sticloși, ale căror curbe caracteristice, tensiune-deformație, sunt prezentate în Fig.1.20.

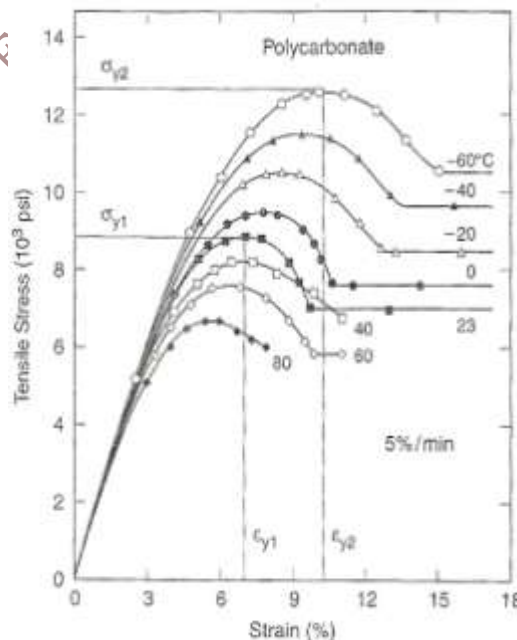


Fig.1.20 Curbe tensiune-deformație la tracțiune ale polycarbonatului testat la diverse temperaturi, cu o viteză de $0,05 \text{ min}^{-1}$

Deși Fig.1.20 s-a obținut pentru tracțiune, curbe similare de curgere s-au obținut și la forfecare.

Un mecanism simplu de curgere aparentă a solidelor cristaline este ilustrat în Fig.1.21.

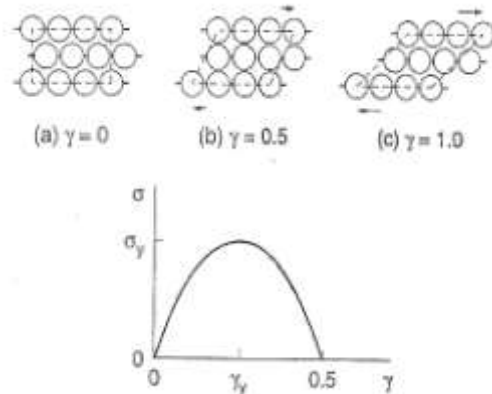


Fig.1.21 Ilustrarea mecanismului idealizat al cugerii aparente. (a) poziții inițiale de echilibru ale atomilor; (b) jumătatea distanței de forfecare a rândurilor atomice de jos și de sus; (c) poziție de echilibru după forfecarea rândurilor atomice de jos și de sus cu câte un parametru de rețea.

Energia este maximă în Fig.1.21(b) iar tensiunea este nulă în Fig.1.21(a), (b) și (c). Din Fig.1.21 se observă că energia de deformare este o funcție periodică de deformare, care oscilează între zero și o valoare maximă. Tensiunea este nulă pentru valori ale lui γ din 0,5 în 0,5 și atinge valoarea maximă la $\gamma=0,25$.

1.5.4 Microscopia

Microscopia este una dintre cele mai directe moduri de a obține informații despre structura fluidelor complexe.

Microscopia optică poate analiza imagini cu rezoluția de $0,5 \mu\text{m}$. La acest nivel pot fi analizate structurile și texturile supermoleculare, generatoare de tensiuni, care sunt prezente în emulsii, amestecuri, cristale lichide și suspensii de particole mari. Pentru analizarea curgerii sau deformării, se montează celule de curgere pe microscopul optic. Unele macromolecule biologice (ex.: AND) pot fi observate direct, la microscopul cu fluorescență. Microscopia optică poate fi combinată cu micromanipularea, în scopul măsurării proprietăților mecanice ale fluidelor complexe. În acest scop se folosesc **capcane optice** numite și pensete optice (optical tweezers) care constau dintr-un fascicul focalizat de raze laser care captează mici particule din fluid, exercitând forțe de $\sim 10\text{pN}$.

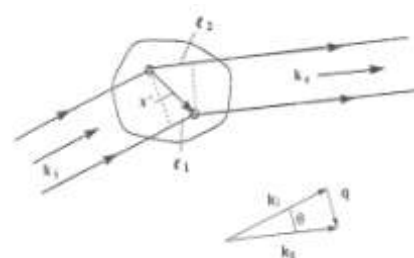
Microscopia electronică poate atinge rezoluții de: (i) 15 \AA la baleiaj, SEM; (ii) $0,5 \text{ \AA}$ la transmisie, TEM. Din cauza condițiilor de vid, microscopia electronică nu se poate utiliza la studiul curgerii fluidelor complexe. SEM s-a folosit pentru studiul in situ al deformării și ruperii polimerilor, folosind *markere de deplasare*, trasate cu fasciculul de electroni sau ioni din dotarea microscopului.

1.5.5 Dispersia de radiații

Dispersia luminii, a razelor X și a neutronilor, conform principiului ilustrat în Fig.1.22, oferă una dintre cele mai eficiente metode de studiu al fluidelor complexe. Rezoluțiile metodelor de dispersie sunt:

- ❖ $2000 \text{ \AA} - 100 \mu\text{m}$, pentru lumină;
- ❖ $10-1000 \text{ \AA}$, pentru raze X;
- ❖ $10-200 \text{ \AA}$, pentru neutroni

Fig.1.22 Principiul dispersiei radiațiilor se bazează pe devierea cu unghiul θ a unui fascicul incident de radiație cu vector de undă k_i care, după dispersie capătă vectorul de undă k_s



I. Noțiuni fundamentale despre fluidele complexe

Devierea radiației se produce sub efectul neo mogenității din mediul de dispersie. Numărul de undă este definit drept $k=2\pi n/\lambda$, unde n este ordinul de refracție al mediului iar λ/n este lungimea de undă în mediul de dispersie.

Vectorul de undă, atât cel incident cât și cel dispersat, se exprimă sub forma produsului dintre $2\pi n/\lambda$ și un vector unitar, pe direcția de propagare. Considerând două puncte ale mediului de dispersie distanțate la intervalul x' . În Fig.1.22, diferența de drum între două fascicule paralele care lovesc cele două particule este l_2-l_1 .

Vectorul de dispersie se definește prin $q = k_s - k_i$ și are valoarea:

$$|q| = \frac{4\pi n}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.24)$$

Deoarece q este un vector cantitativ, dispersia este un mod foarte bun pentru a determina lungimile particulelor componente și orientările fluidelor complexe.

Dispersia razelor X sau dispersia de neutronilor sunt utile pentru studiul structurilor moleculare. Opțiunea între cele două tipuri de radiații dispersate se face în funcție de:

- contrastul dorit al imaginilor;
- adâncimea de penetrație;
- disponibilități.

1.5.6 Polarimetria

Multe dintre fluidele complexe conțin microstructuri, particule și molecule orientabile care se rotesc în timpul curgerii sau sub efectul **câmpurilor electrice sau magnetice** aplicate. Dacă aceste molecule au polarizabilități anizotrope, atunci indicele lor de refracție va fi dependent de orientare. În acest caz materialul respectiv este **birefringent**. În general, partea anizotropă a indicelui de refracție este un tensor n care este dependent de polarizabilitatea probei, α . Polarizarea, P este tendința probei de a deveni polarizată atunci când i se aplică un câmp electric, E . Rezultă $P = \alpha E$. Atunci când partea anizotropă a indicelui de refracție este mult mai mică decât partea izotropă tensorul indicelui de refracție (tensorul birefringenței) n poate fi exprimat în funcție de polarizabilitate prin formula:

$$n = \frac{(n^2+2)^2}{6n} \frac{4\pi}{3} \alpha \quad (1.25)$$

în care n este partea izotropă a indicelui de refracție.

La lichidele polimerice simple, tensorul birefringenței este proporțional cu tensorul tensiunii: $n = C \sigma$, în care C este un coeficient optic de tensiune.

1.6 Forțe electromagnetice intermoleculare

Structura materiei, la o scară mai mare decât cea atomică, este guvernată de forțele electromagnetice. Tendința spre electroneutralitate, combinată cu agitațiile termice și cu substructura discretă sau cuantică a materiei dau naștere unei uluitoare diversități de aranjamente atomice. Dacă se consideră moleculele drept indivizibile singurele forțe electromagnetice care trebuie luate în considerație sunt cele dintre molecule. Forța F dintre două molecule sferice aflate la distanța r , se exprimă prin intermediul unei funcții potențial $W(r)$ sub forma: $F = - (dW)/ dr$. Forțele care crează acest potențial pot fi: 1-sterice (de contact); 2-de tip van der Waals; 3-electrostatice; 4-de tip legături de hidrogen și 5-hidrofobice.

1.6.1 Interacțiuni de contact (sterice)

Atunci când moleculele sau atomii sunt aduse în contact, norii lor electronici ajung să se suprapună, producând forțe de respingere care la distanțe mici devin predominante față de toate celelalte forțe. Din cauza acestei forțe de respingere, la mică distanță, fiecare moleculă posedă un anumit interval de distanță în care moleculele vecine nu pot pătrunde. Această forță a volumului exclus determină structura la mică distanță a lichidelor sau ordinea cristalografică

a solidelor compuse din particule coloidale împachetate compact.

Natura interacțiunii de volum exclus depinde de forma și flexibilitatea moleculelor sau particulelor care interacționează. În continuare sunt analizate forțele volumului exclus pentru: a-particule sferice rigide, b-molecule sau particule nonsferice rigide, c-macromolecule flexibile și d-macromolecule semiflexibile.

A. Interacțiunile de contact între sferile rigide pot fi analizate cu ajutorul diagramei de echilibru din **Fig. 1.23** care clasifică dispersia de particule, în stare de echilibru, în funcție de fracțiunea de volum, Φ :

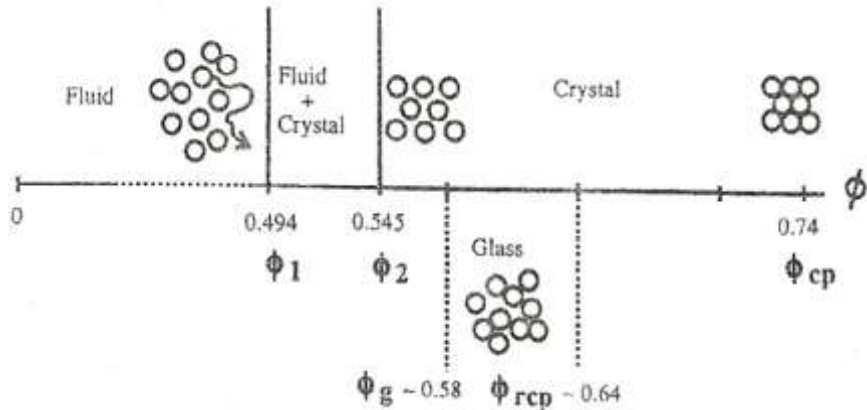


Fig.1.23 Diagrama de fază a sferelor rigide. Pentru fracțiuni de volum $\Phi < \Phi_1 = 0,494$ dispersia este un fluid dezordonat. Între $\Phi_1 = 0,494$ și $\Phi_2 = 0,545$ fluidul dezordonat coexistă cu faza cristalină coloidală cu ordonare cfc sau hc. Faza cristalină coloidală este în stare de echilibru între $\Phi_2 = 0,545$ și $\Phi_{cp} = 0,74$. Între $\Phi_g = 0,58$ și limita de împachetare compactă întâmplătoare, $\Phi_{rcp} = 0,64$ poate apare comportarea vitroasă coloidală în afară de echilibru

- $\Phi < \Phi_1 = 0,49$ – sfere dezordonate;
- $\Phi = 0,49$ – sferile încep să se ordoneze într-o structură macrocristalină cu împachetare compactă care poate fi un amestec de cfc (ABC) și hc (AB);
- $0,49 < \Phi < 0,545$ – faza dezordonată coexistă cu cea coloidală.
- $0,545 < \Phi < 0,74$ (gradul de compactitate al celulei elementare compacte, cfc sau hc) – existența teoretică a fazei coloidale cristaline

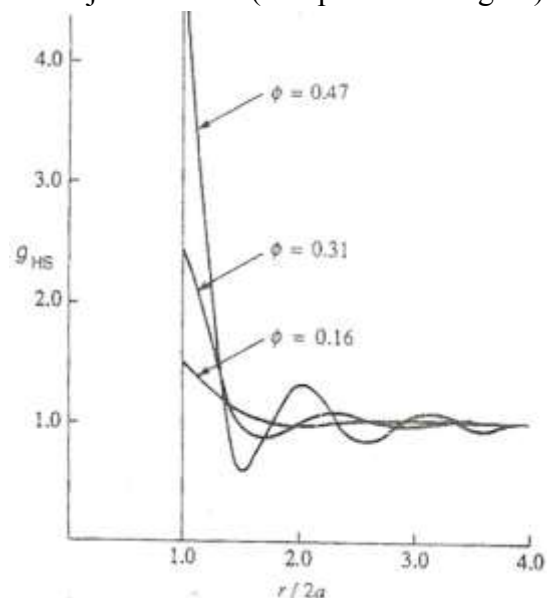
În condiții aflate afară de echilibru, pentru $0,56 < \Phi < 0,64$, se poate forma o fază metastabilă, vitroasă și dezordonată, din cauza suprimării mișcării Browniene prin „efectul de cușcă” al sferelor învecinate care împiedică formarea centrelor de cristalizare. În general starea vitroasă coloidală apare dacă densitatea sferelor rigide poate fi majorată brusc (ex.: prin centrifugare) depășindu-se valorile critice ale fracțiunii de volum la care se produce cristalizarea.

Valoare de 0,64 a fracțiunii de volum se numește limită de împachetare întâmplătoare și reprezintă cca. 86 % din gradul maxim de compactitate.

Corelațiile poziționale, între perechile de molecule învecinate sunt descrise prin funcția de distribuție radială, $g(r)$ – probabilitatea de a găsi centrul de masă al unei a doua molecule la distanța r față de centrul de masă al unei molecule date. $g(r) = 1$ pentru moleculele fără corelare pozițională.

Fig.1.24 arată un maxim la $r/2a = 1$.

Fig.1.24 Funcția de distribuție radială, $g_{HS}(r)$ pentru suspensiile dezordonate de sfere rigide, la diverse fracțiuni de volum, Φ



B. Interacțiuni de contact și tranziții de ordonare dintre moleculele rigide nonsferice sunt mult mai complexe. Fig.1.25 analizează împachetarea unor molecule dure, nonsferice, cu forma de tije cilindrice. Cea mai compactă împachetare a tijelor cilindrice apare atunci când acestea sunt paralele și împachetate hexagonal, în planul perpendicular la axe. În acest caz, $\Phi=0,9069$. La scăderea densității tijelor ordonate lungi, apare o topire, în urma căreia se pierde ordinea hexagonală dar se păstrează parțial ordinea orientatională a axelor. Această stare parțial ordonată se numește nematică. Gradul de orientare al unei soluții nematice este descris prin S – parametrul ordinii orientazionale, care cuantifică măsura în care orientările moleculare sunt paralele cu o axă nematică comună. $S = 1 \rightarrow$ orientare paralelă perfectă; $S = 0 \rightarrow$ orientare complet întâmplătoare (stare izotropă).

La echilibru, S se determină cu: $S=3/2\cos 2\theta-1/2$, în care θ este unghiul dintre axa unei tije date și axa nematică, generală.

C. Interacțiunile de contact între macromolecule flexibile, apar în cazul lanțurilor moleculare lungi, care conțin până la zeci de mii de monomeri. După cum arată Fig.1.26, materialele confecționate din macromolecule flexibile sunt omniprezente în viața cotidiană, incluzând ambalajele alimentare, conductele din PVC, recipientele din polistiren, pneurile din cauciuc poliizoprenic, fibrele de nailon, etc.

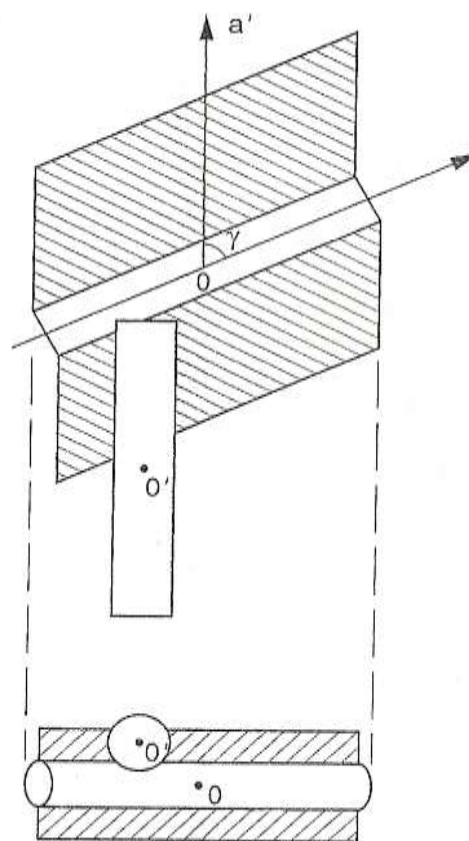


Fig.1.25 Împachetarea unor molecule cu formă de tijă. Pentru a evita intersecția, tija 0 exclude din regiunea hașurată centrul de masă al oricărei alte tije, cum ar fi 0'. Volumul acestei regiuni, din jurul tijeii 0, este proporțional cu unghiul γ dintre axele celor două tije.










Polymer	Monomer(s)	Structural Unit
Polyethylene	$\text{CH}_2=\text{CH}_2$	$-\text{CH}_2-$
Polyvinylchloride	$\text{CH}_2=\text{CHCl}$	$-\text{CH}_2-\text{CHCl}-$
Polystyrene	$\text{CH}_2=\text{CH}$ 	$-\text{CH}_2-\text{CH}-$ 
Polyacrylamide	$\text{CH}_2=\text{CH}$ 	$-\text{CH}_2-\text{CH}-$ 
Polyisobutylene	$\text{CH}_2=\text{C}$ 	$-\text{CH}_2-\text{C}-$ 
Polyisoprene (natural rubber)	$\text{CH}_2=\text{C}-\text{CH}=\text{CH}_2$	$-\text{CH}_2-\text{C}=\text{CH}-\text{CH}_2-$
Polydimethylsiloxane	$\text{HO}-\text{Si}-\text{OH}$ 	$-\text{Si}-\text{O}-$ 
Polyethyleneoxide (Polyox)		$-\text{O}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$
Polyhexamethylene adipamide (Nylon 6)	$\text{NH}_2-(\text{CH}_2)_6-\text{NH}_2$ and $\text{HO}-\text{C}(=\text{O})-\text{CH}_2-\text{C}(=\text{O})-\text{OH}$	$-\text{NH}-(\text{CH}_2)_6-\text{NH}-\text{C}(=\text{O})-(\text{CH}_2)_4-\text{C}(=\text{O})-$
Polyethylene terephthalate (polyester)	$\text{HO}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{OH}$ and $\text{HO}-\text{C}(=\text{O})-\text{C}_6\text{H}_4-\text{C}(=\text{O})-\text{OH}$	$-\text{O}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O}-\text{C}(=\text{O})-\text{C}_6\text{H}_4-\text{C}(=\text{O})-$

Fig.1.26 O serie de polimeri comuni, monomerii din care sunt sintetizați și blocul structural care este reprodus în lanțul polimeric

Moleculele flexibile permit mișcări de rotație ale unei legături în raport cu alta, ceea ce poate da naștere unui număr considerabil de configurații posibile. La nivelul macromoleculelor formate din zeci sau sute de astfel de monomeri, se obține o configurație echi-valentă cu un mers întâmplător, ca în Fig.1.27.



Fig.1.27 Mers întâmplător, format dintr-o mie de legături

Din cauza flexibilității ridicate a acestor molecule, ele rămân neorientate, chiar și în stare împachetată compact.

D. Interacțiunile de contact între macromoleculele semiflexibile depind de modul de distribuire a flexibilității, la nivelul scheletului polimeric: 1-distribuție uniformă și 2-distribuție neuniformă.

Macromoleculele cu flexibilitate uniform distribuită sunt de tip grindă flexibilă sau „lanț sub formă de vierme”, care are o rigiditate finită, la încovoiere, care este uniform distribuită de-a lungul lanțului.

Macromoleculele cu flexibilitate neuniformă sunt constituite din fragmente rigide intercalate cu segmenete flexibile.

1.6.2 Interacțiuni van der Waals

Acest tip de interacțiuni caracterizează tranzițiile lichid-vapor sau lichid-lichid și provin din forțele de atracție dintre dipolii electrici sau dintre particulele independente.

Interacțiunile dipolare sunt prezente în acele substanțe moleculare unde există separație între cele două sarcini electrice, de exemplu moleculele organice care conțin oxigen (atomii de O atrag electronii din atomii de C din vecinătate).

Dacă cele două sarcini electrice, q și $-q$ se găsesc la distanța r , atunci momentul magnetic dipolar este $u = rq$. Câmpul electric creat de un dipol poate să atragă sau să respingă dipolii învecinați. Într-un lichid, unde pot să se rotească liber, dipolii tind să se reorienteze reciproc astfel încât să maximizeze interacțiunile de atracție și să le minimizeze pe cele de respingere. Chiar și în cazul unui lichid izotrop, deși nu există orientări moleculare permanente, este prezentă o forță netă de atracție între molecule, care le ține împreună, în cadrul ansamblului.

Interacțiunile dintre particulele independente sunt prezente în fluidele complexe multifazice. Considerând două particule sferice de rază a ale căror centre se află la distanța r . Golul dintre ele va fi $D = r - 2a$. Dacă se consideră $x = D/2a$, potențialul de interacțiune van der Waals este:

$$W_{vdw}(sferic) = -\frac{A_H}{12} \left\{ \frac{1}{(x+1)^2-1} + \frac{1}{(1+x)^2} + 2 \ln \left[1 - \frac{1}{(1+x)^2} \right] \right\} \quad (1.26)$$

unde semnul și valoarea constantei Hamaker, A_H , sunt controlate de forțele van der Waals. Dacă $D \ll a$ ($x \ll 1$) atunci:

$$W_{vdw}(sferic) \approx -\frac{A_H a}{12D} \quad (1.27)$$

Pentru suprafețe paralele, plate, aflate la distanța D potențialul pe unitatea de suprafață este:

$$W_{vdw}(placi\ plate) = -\frac{A_H}{12\pi D^2} \quad (1.28)$$

Valoarea constantei lui Hamaker are expresia:

$$A_H = \frac{3}{4} k_B T \left(\frac{\epsilon_A - \epsilon_B}{\epsilon_A + \epsilon_B} \right)^2 + \frac{3h\nu_e}{16\sqrt{2}} \frac{(n_A^2 - n_B^2)^2}{(n_A^2 + n_B^2)^{3/2}} \quad (1.29)$$

unde $\epsilon_{A, B}$ sunt constantele dielectrice statice ale materialului particulelor (A) sau mediului (B) iar $n_{A, B}$ indicii de refracție ale materialelor respective. ν_e este frecvența principală de absorbție în ultraviolet.

Fig.1.28 prezintă variația forței van der Waals în funcție de distanță pentru două suprafețe cilindrice de mică separare prin soluții de electrolit apos. Se constată că legea de variație a forței, $F = \partial W / \partial D = -A_H R / 6D^2$, aplicabilă pentru această geometrie, este valabilă pentru distanțe D de până la 10 nm. Peste această valoare forța de atracție este redusă din cauza unor efecte de întârziere.

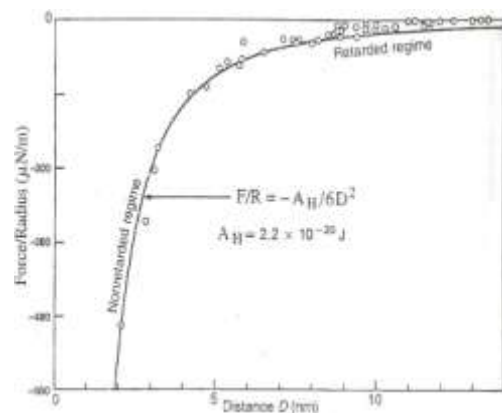


Fig.1.28 Forța van der Waals între 2 suprafețe curbate de mica dispuse în soluții apoase de electrolit. Linia este forța van der Waals aproximată considerând o constantă Hamaker $a_H = 2,2 \times 10^{-20} \text{ J}$

2. Proprietățile fluidelor complexe

2. PROPRIETĂȚILE FLUIDELOR COMPLEXE

2.1 Fluide polimerice

Fluidele polimerice sunt cele mai studiate fluide complexe datorită comportării lor reologice extrem de bogate. În continuare sunt prezentați doar polimerii flexibili, monocompenți.

2.1.1 Structura fluidelor polimerice

Din cauza moleculelor lor lungi, care se pot distorsiona chiar și la viteze de curgere reduse, fluidele polimerice pot prezenta efecte vâscoelastice puternice cum ar fi: subțierea; îngroșarea la întindere; tensiunile vâscoelastice normale și reologia dependentă de timp. **Fig. 2.1** prezintă o moleculă de ADN cu un capăt fixat de o „pensetă optică” care se alungește sub efectul curgerii lente a unui solvent. Se observă că, la o viteză de curgere a solventului de 50 $\mu\text{m/s}$, molecula s-a alungit de mai multe ori, față de starea de repaus.

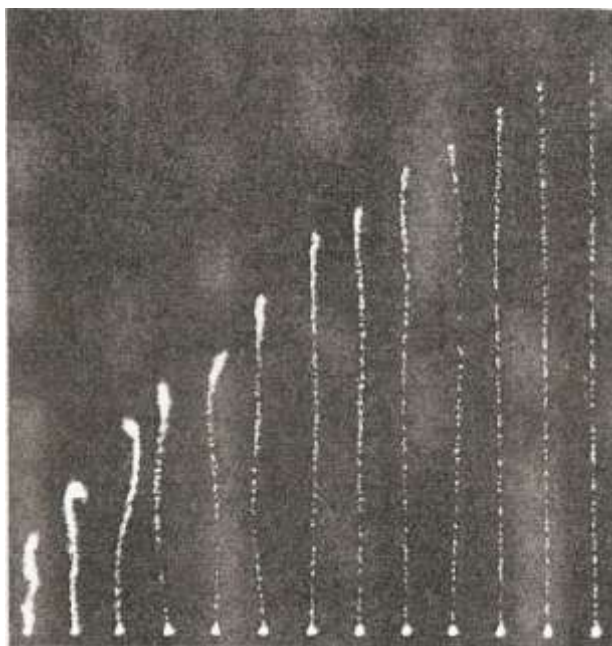


Fig.2.1 Imagini fluorescente ale moleculelor de ADN având un capăt fixat prin intermediul unei „pensete optice”, cu o rază laser și antrenate de curgerea unui solvent cu vitezele: 1; 2; 3; 4; 5; 7; 10; 12; 15; 20; 30; 40 și 50 $\mu\text{m/s}$

Există o greutate moleculară, M_c , peste care vâscozitatea de forfecare crește brusc.

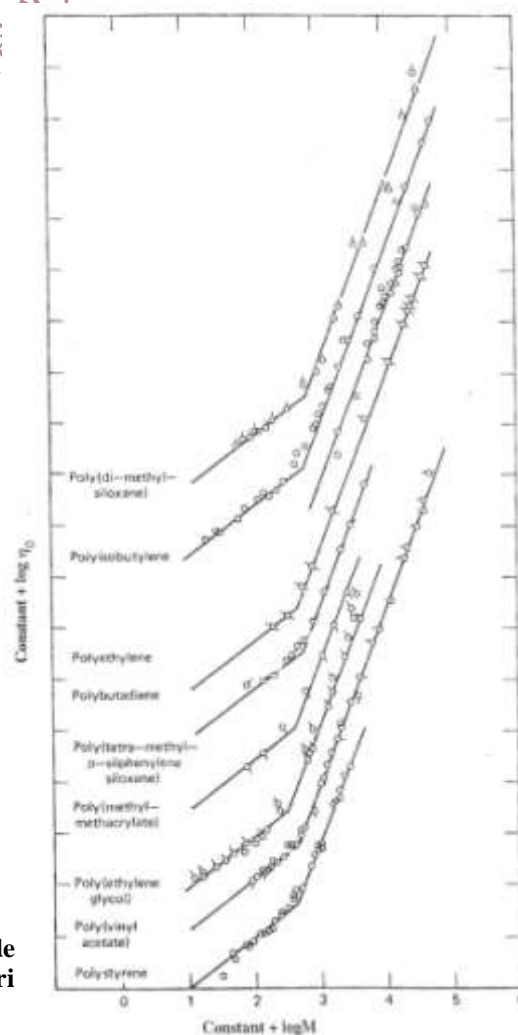
$M < M_c \rightarrow \eta_0$ crește liniar cu M ($\eta_0 \sim M$)

$M > M_c \rightarrow \eta_0$ crește exponențial ($\eta_0 \sim M^p$, unde $p \approx 3,4$).

Creșterea bruscă a vâscozității odată cu creșterea masei moleculare peste M_c se datorează ramificărilor (încâlcărilor) care sunt restricții topologice în calea mișcării moleculare, deoarece lanțurile nu pot trece unul printr-altul.

Fig.2.2 Dependența vâscozității la forfecare nulă (η_0) de greutatea moleculară, M , pentru mai multe topituri polimerice, aproape monodisperse

Un fluid polimeric cu astfel de molecule care se pot alungi, poate avea un comportament foarte elastic. Însă, odată cu creșterea concentrației, fluidele polimerice care conțin molecule lungi, pot deveni extrem de vâscoase. **Fig.2.2** prezintă creșteri spectaculoase ale vâscozității la forfecare nulă, η_0 , odată cu creșterea greutății molare, M .



Din cauza ramificațiilor, o moleculă lungă înconjurată de altele asemănătoare nu se poate mișca prea mult pe direcții perpendiculare pe propriul său contur molecular. Din acest motiv, difuzia sau relaxarea moleculară este limitată la o mișcare șerpuitoare a moleculei în jurul propriului contur. Această lentă mișcare șerpuitoare se numește **reptație** (*lat.*=târâre).

Fig.2.3 prezintă o singură moleculă fluorescentă de ADN alungită pe un traseu contorsionat, moleculă care este ramificată cu alte molecule de AND invizibile pe figură.

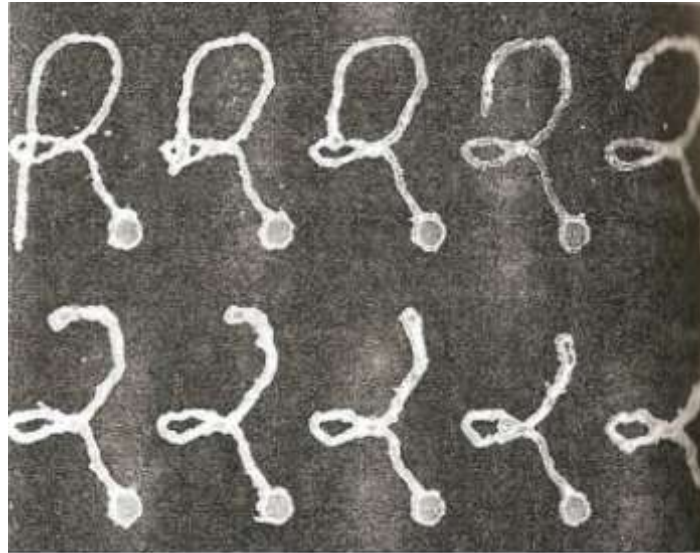


Fig.2.3 Secvență de imagini în timp prezentând retragerea unei molecule de ADN lungă de 60 μm , în lumină fluorescentă, având o mică sferă fixată la un capăt, care a fost trasă prin solvent cu ajutorul unei pensete optice, astfel încât să formeze litera R

Molecula vizibilă este fixată la un capăt prin intermediul unei „pensete optice”, cu rază laser. În timpul relaxării, capătul liber se retrage pe un traseu contorsionat definit de propriul său contur. În felul acesta, mișcarea moleculelor ramificate este limitată la o regiune tubulară. La greutatea moleculară mare, mișcarea se limitează la reptație într-un tub astfel încât relaxarea este lentă iar vâscozitatea topiturii polimerice ridicată.

Moleculele polimerice flexibile sunt modelate frecvent prin intermediul unor lanțuri cu resorturi și bile, ca în exemplul din **Fig.2.4**.

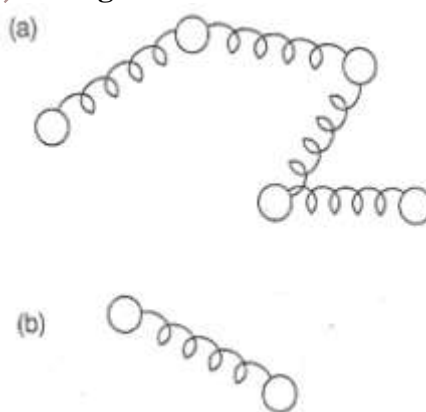


Fig.2.4 Modelarea poli-merilor prin lanțuri cu resorturi și bile: (a) modele de lanțuri cu resorturi și bile; (b) sonerie elastică cu un resort și două bile

Atunci când moleculele sunt alungite, resorturile imită forțele elastice din moleculele flexibile în timp ce bilele produc frânarea hidrodinamică. Cel mai simplu model cu resorturi și bile este *soneria elastică*, din Fig.2.4(b) care conține doar două bile legate printr-un resort. Modelul soneriei elastice reproduce cele mai simple aspecte ale comportamentului de curgere a

2. Proprietățile fluidelor complexe

topiturilor polimerice și poate fi ușor generalizat la nivel de lanțuri cu resorturi și bile multiple.

2.1.2 Teorii moleculare elementare

Distribuția configurațiilor unei fluid polimeric aflat în stare de echilibru este exprimată prin configurația unui lanț de bile cu legăturile libere. Considerând că un capăt al unui astfel de lanț molecular, care conține N_K legături, fiecare de lungime b_K , se află în origine, atunci probabilitatea $\Psi_0 dR^3$, ca celălalt capăt să se găsească într-o poziție între R și $R+dR$ este:

$$\Psi_0(R) = \left(\frac{\beta}{\sqrt{\pi}}\right)^3 \exp(-\beta^2 R^2) \quad (2.1)$$

unde $\beta^2 \equiv 3/(2N_K b_K^2)$ iar R este vectorul de-la-cap-la-cap al lanțului polimeric.

Din configurația funcției de distribuție din (2.1) poate fi anticipată elasticitatea moleculelor flexibile. Se presupune că capetele lanțului polimeric sunt fixe, astfel încât vectorul de-la-cap-la-cap este R . Numărul configurațiilor interne, Ω , care satisfac această condiție este $\Omega = c\Psi_0(R)$, unde c -constantă. Considerând expresia (2.1) pentru Ψ_0 , entropia de configurație se determină cu:

$$S = k_B \ln(\Omega) = k_B \ln(c\Psi_0) = k_B [\ln c + 3\ln(\beta/\sqrt{\pi}) - \beta^2 R^2] \quad (2.2)$$

Dacă entalpia lanțului nu depinde de configurație, atunci energia liberă de configurație, W , este $-TS$. Dacă acum se trage de lanțul polimeric, pentru a-l alungi, distanța R crește iar forța necesară este:

$$F^S = \frac{\partial W}{\partial R} = -\frac{\partial S}{\partial R} = 2k_B T \beta^2 R \quad (2.3)$$

Se observă că creșterea distanței de separație, R , reduce numărul configurațiilor permise și din acest motiv molecula rezistă la alungire cu o forță proporțională cu $R \rightarrow$ lanțul molecular acționează ca un resort. Cea mai simplă teorie care explică acest comportament este teoria elasticității, care se aplică la cauciucuri ramificate ca în **Fig.2.5**.

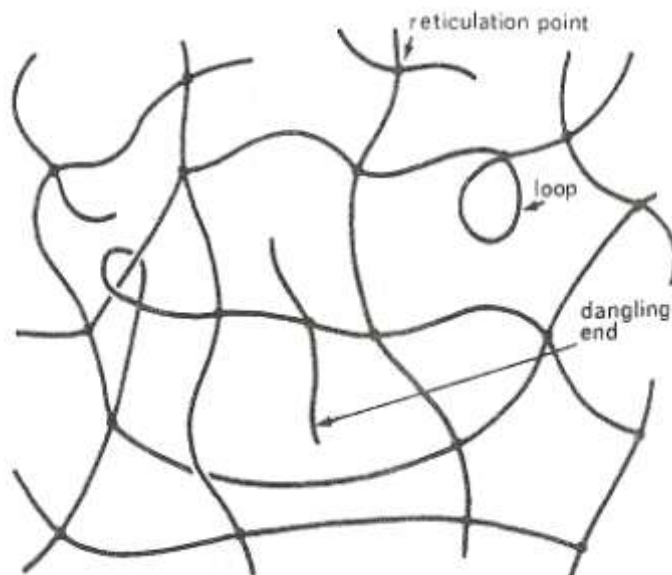


Fig.2.5 Schema unei rețele polimerice ramificate

Se consideră alungirea unei rețele de cauciuc incompresibile, la care axele de alungire sunt orientate de-a lungul axelor de coordonate și unde rapoartele de alungire λ_1 , λ_2 și λ_3 sunt pe direcțiile 1, 2 și respectiv 3. În exemplul din **Fig.2.6** deformarea este o alungire uniaxială care mărește lungimea cilindrului cu raportul λ_1 din lungimea inițială. Datorită legii volumului constant, raza cilindrului trebuie să se reducă la $\lambda^{-1/2}$.

Dacă punctele de ramificație sunt conectate cu deformația macroscopică, atunci se poate considera că, la nivel global, volumul de material se transformă dintr-o sferă într-un elipsoid, având axele egale cu raza sferei înmulțită cu λ_1 , λ_2 și λ_3

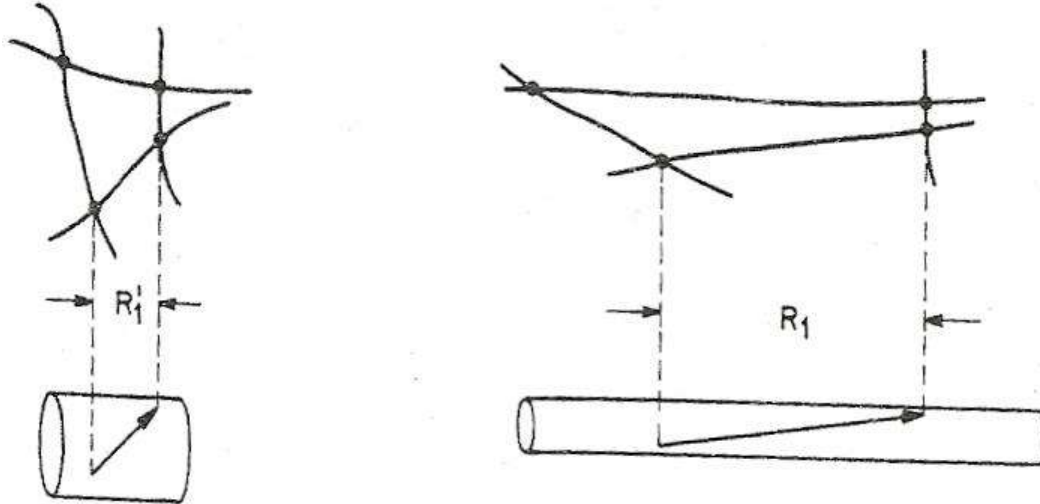


Fig.2.6 Rețeaua cauciucului ramificat înainte (stânga) și după (dreapta) alungire uniaxială

Ținând cont de legea volumului constant, $\lambda_1\lambda_2\lambda_3 = 1$ și atunci componentele tensorului tensiunii devin:

$$\sigma_{ii} = \nu k_B T \lambda_i^2 \quad (2.4)$$

unde ν este concentrația medie de puncte de joncțiune fizică pe unitatea de volum. Sub formă tensorială, relația devine:

$$\sigma = \nu k_B T \begin{pmatrix} \lambda_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3^2 \end{pmatrix} = GB \quad (2.5)$$

unde G este modulul de elasticitate iar B tensorul Finger al deformației generale prin întindere.

Modelul rețelei polimerice temporale consideră că o topitură polimerică este formată din joncțiuni temporare care se formează și se rup în mod spontan. Cu toate acestea, concentrația medie de puncte de joncțiune fizică, ν , este considerată constantă, ceea ce înseamnă că legăturile se formează și se rup cu aceeași viteză.

Expresiile generale ale modulelor de elasticitate, de pierdere și de stocare sunt:

$$G'(\omega) = \sum_i G_i \frac{\omega^2 \tau_i^2}{1 + \omega^2 \tau_i^2}; \quad G''(\omega) = \sum_i G_i \frac{\omega \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}$$

unde $1/\tau$ este probabilitatea ca un punct de joncțiune să se rupă pe unitatea de timp.

Fig.2.7 prezentate modulele de pierdere și de stocare pentru opt moduri de relaxare, descrise în Tab.2.1.

Tab.2.1 Spectrul modurilor de relaxare

Număr mod, i	τ_i, s	G_i, Pa	Număr mod, i	τ_i, s	G_i, Pa
1	10^3	$1,00 \times 10^0$	5	10^{-1}	$2,67 \times 10^4$
2	10^2	$1,80 \times 10^2$	6	10^{-2}	$5,86 \times 10^4$
3	10^1	$1,89 \times 10^3$	7	10^{-3}	$9,48 \times 10^4$
4	10^0	$9,80 \times 10^3$	8	10^{-4}	$1,29 \times 10^5$

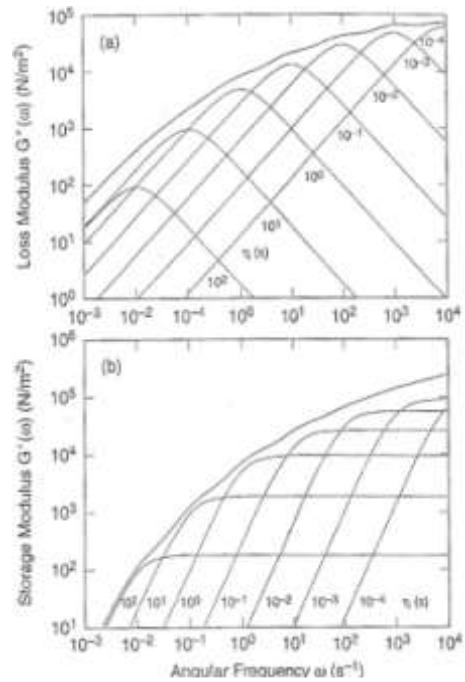


Fig.2.7 Dependența de frecvență: (a) a modulului de pierdere, G'' și (b) a modulului de înmagazinare, G' , calculate pentru opt moduri de relaxare

2. Proprietățile fluidelor complexe

Se observă că, prin cumularea contribuțiilor a opt moduri de relaxare, se poate obține „fitarea” modulelor de elasticitate pe un interval de frecvențe care acoperă 7 ordine de mărime.

2.1.3 Reologia fluidelor polimerice ramificate

În topiturile polimerice, lanțurile moleculare se întrepătrund și din acest motiv mișcările moleculare sunt mult îngreunate de efectele de interferență ale celorlalte lanțuri. Aceste interferențe sunt atribuite ramificațiilor intermoleculare.

În cazul polistirenului topit, s-a constatat apariția unor paliere ale variației modulului de înmagazinare, G' , în funcție de frecvență. Palierele devin cu atât mai lungi cu cât masa moleculară a topiturii este mai mare. Concomitent, s-a observat că și timpul de relaxare a acestor topituri crește odată cu masa moleculară. În intervalul de existență a palierei, topitura acționează ca un cauciuc ramificat, deoarece G' este aproape constant. O explicație pentru creșterea perioadei de relaxare odată cu creșterea masei moleculare se obține dacă se analizează mișcarea unui lanț molecular lung, care se deplasează într-o masă formată dintr-alte lanțuri moleculare, cu care este încălțit, **Fig.2.8**.

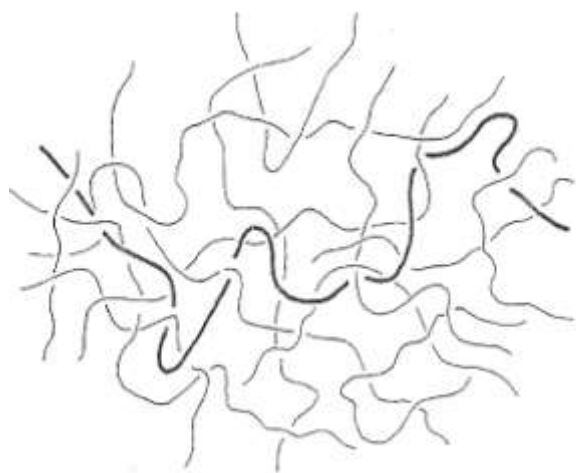


Fig.2.8 Moleculă de polimer încălțită în încurcătura altor lanțuri polimerice

Deoarece nu se poate deplasa în lateral, lanțul polimeric principal trebuie să se relaxeze prin alunecarea de-a lungul propriului său contur.

Această mișcare de târâre seamănă cu cea a unui șarpe și din acest motiv a fost numită reptăție. Rezultatul constrângerilor exercitate de ansamblul de lanțuri moleculare adiacente este crearea unei regiuni tubulare, ilustrată în **Fig.2.9**.

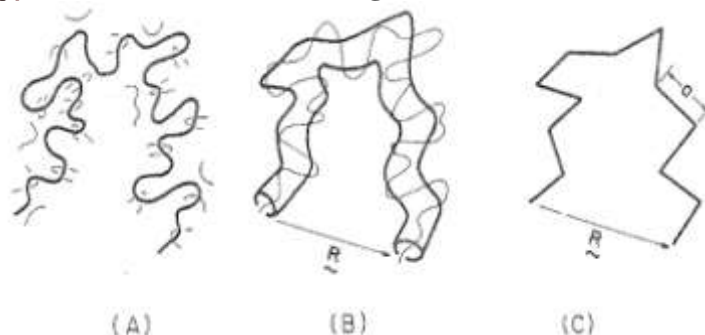


Fig.2.9 (a) Molecula de polimer este încălțită cu moleculele vecine ceea ce (B) limitează mișcarea lanțului dat la o regiune tubulară. (C) Conturul tubului este cu aproximație un mers întâmplător având mărimea pasului egală cu diametrul tubului, a . Acest mers întâmplător se numește calea primitivă; conturul său fiind mult mai scurt decât lungimea pe contur a lanțului polimeric, în sine

Se consideră că un lanț molecular, care interacționează cu moleculele vecine, cu care este încălțit, poate să lungească înainte și înapoi de-a lungul regiunii tubulare.

Însă unele porțiuni ale moleculei scapă pe la capetele tubului unde devin libere și pot căpăta orientări întâmplătoare. Deplasându-se înainte și înapoi, față de tubul inițial, aceste fragmente de lanț „uită” configurația tubului și ia naștere o nouă configurație care este transmisă treptat, întregului lanț molecular. În final, configurația inițială a tubului este complet pierdută, ca în **Fig.2.10**.

Din cauză că este un proces difuzional, timpul necesar lanțului să evacueze complet tubul inițial este proporțional cu pătratul conturului lungimii, L_t , a tubului împărțită la coeficientul de difuzie a mișcării de șerpuire. Tubul însuși este rezultatul unui traseu întâmplător, numit calea primitivă a lanțului polimeric. La polimerii cu masa moleculară mare lungimea conturului tubului este mai mică decât cea a lanțului, ca în **Fig.2.9**.

Teoria reptăției este controversată din cauză că intervin și alte procese de relaxare, în afara mișcării de șerpuire, mai ales în cazuri extreme, cum ar fi fluidele complexe cu greutatea moleculare mari, cu polidispersie scăzută și viteză de curgere redusă. Cele mai importante procese nonreptative sunt:

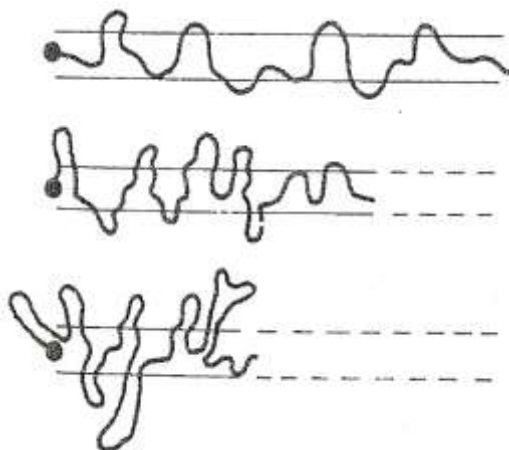


Fig.2.11 O fluctuație a lungimii căii primitive are loc atunci când un lanț își trage în mod întâmplător capetele, în afara capătului tubului. Probabilitatea unei astfel de fluctuații scade exponențial cu mărimea fluctuației

mecanism de relaxare nonreptativă, ilustrat în **Fig.2.12**. Considerând un lanț polimeric dat, A, dacă un capăt al unuia dintre lanțurile care-l limitează mișcarea, de ex.: C, se deplasează, astfel încât să elibereze lanțul dat, acesta devine liber și se poate reorienta.

Fig.2.12 Ilustrarea mecanismului de relaxare prin „eliberarea constrângerii”. In (a) constrângerea topologică, impusă lanțului A de către lanțul C este eliberată și lanțul C iese de sub lanțul A. Chiar dacă lanțul C se re-încâlcește cu lanțul A, acesta din urmă are o șansă să se reorienteze, după cum arată schema bidimensională din (b)

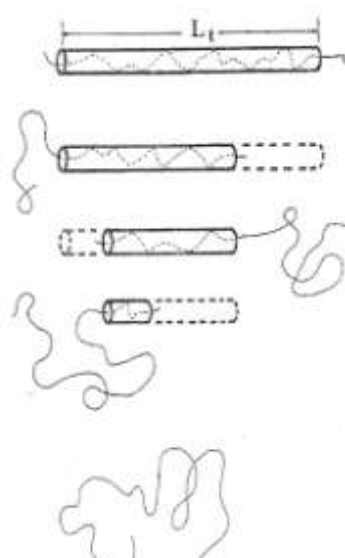
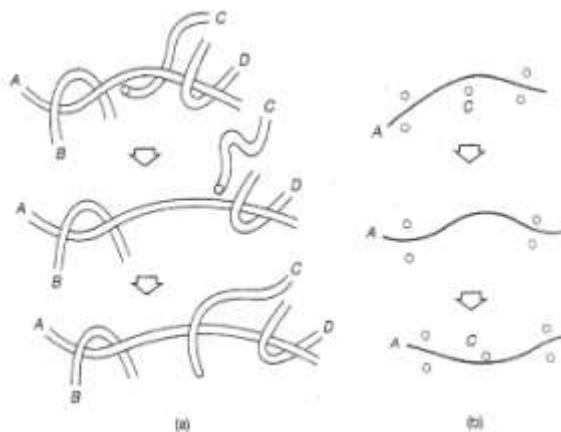


Fig.2.10 Reptația (târârea) unei molecule de polimer în afara tubului său unde, pentru a ușura vizualizarea, tubul din **Fig.2.9** a fost „îndreptat”

a-fluctuațiile căii primitive și b-eliberarea constrângerii.

A. Fluctuațiile căii primitive se pot observa în cazul unui polimer ramificat care are un capăt fixat care nu se poate deplasa înainte și înapoi, deci nu poate efectua reptăția. În acest caz, relaxarea se produce prin fluctuații ale căii primitive, după cum ilustrează **Fig.2.11**.

Se observă retragerea inițială a capătului liber al lanțului molecular față de capătul tubului. Atunci când molecula se extinde din nou, porțiunea de capăt a tubului este „uitată” și tensiunea asociată cu această porțiune se pierde. Dacă capătul liber al tubului difuzează până aproape de capătul fix și apoi se extinde din nou, se produce **relaxarea totală a lanțului polimeric**.

B. Eliberarea constrângerii este cel de-al doilea

2. Proprietățile fluidelor complexe

În Fig.2.12(b) s-a considerat că, după eliberare, lanțul principal A își modifică complet curbura. Mecanismul de eliberare a contrângerii devine efectiv mai ales la lanțurile polimerice lungi care sunt încălcite cu lanțuri înconjurătoare mai scurte. Lanțurile scurte pot elibera constrângerile mult mai ușor decât pot lanțurile lungi să execute mișcarea de reptăție.

2.2 Fluide vitroase

Când un lichid este răcit, moleculele care îl compun se strâng mai aproape pentru a maximiza interacțiunile de atracție. Dacă formele moleculelor sunt compatibile cu o anumită împachetare regulată, atunci este de așteptat ca lichidul să cristalizeze, formând un solid ordonat, în momentul atingerii punctului de îngheț. Însă dacă moleculele sunt grosolane și au forme neregulate, ca în Fig.2.13, sau dacă lichidul este răcit prea brusc pentru ca structura cristalină să se formeze, atunci el se vitrifiiază formând o fază rigidă care menține aranjamentele moleculare dezordonate tipice lichidului. Acest material rigid dezordonat se numește *sticlă (fluid vitros)*.

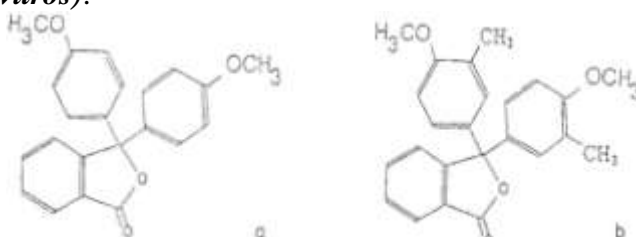


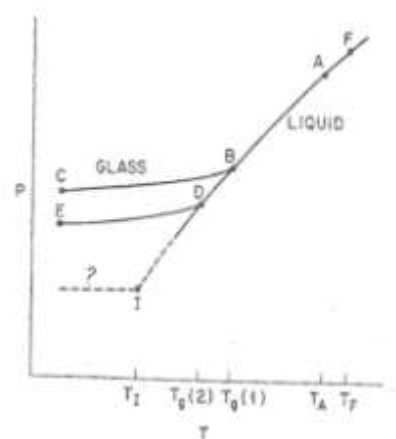
Fig.2.13 Structuri chimice ale generatorilor de fluide vitroase, cu molecule mici: (a) dimetileter-fenoltaleină ($T_g=294\text{K}$) și (b) dimetileter-kresoltaleină ($T_g=311\text{K}$)

2.2.1 Structura fluidelor vitroase

Sticlele sunt lichide cu moleculele împachetate atât de compact încât nu se pot relaxa, ca să revină la echilibru, nici chiar în perioade îndelungate de timp (ani). Aranjamentul moleculelor unei sticle se aseamănă cu mobila de formă neregulată împachetată atât strâns, într-o dubă aflată în mișcare, încât nu se deplasează în timpul mersului. Exemplele cele mai comune de sticle includ sticlele silicioase de la geamuri, polistirenul vitros din ceștile de unică folosință și policarbonatul vitros din CD-uri. Sticle utile combină adesea proprietățile optice ale unui simplu lichid (ex.: izotropia și transparența) cu rigiditatea corpurilor solide.

Din cauză că tranziția vitroasă nu este bruscă, temperatura la care aceasta se produce nu este clar definită. Deși nu este o transformare termodinamică bruscă, tranziția vitroasă poate fi recunoscută prin schimbarea pantei de variație, la încălzire, a unei proprietăți termodinamice, cum ar fi de exemplu cantitatea de căldură acceptată/ cedată. Fig.2.14 prezintă variația unei proprietăți generice P , la răcirea cu viteză constantă. La temperatura înaltă a punctului A, materialul este lichid. La răcire, lichidul rămâne la început în echilibru, AB însă pe măsură ce se densifică, variația proprietății P se abate de la echilibru în punctul B, la viteze de răcire mari sau în D, la viteze mici. După abaterea de la echilibru, variația proprietății P cu temperatura are o curbă vizibil diferită, ceea ce reflectă în special grade vibraționale de libertate diferite, precum și relaxările structurale localizate, care nu au fost „înghețate” în punctele B sau D.

Fig.2.14 Dependența generică a proprietății P de temperatură, în timpul suprarăcirii în stare vitroasă. Temperatura T_F este temperatura de cristalizare la echilibru iar T_I este o temperatură ipotetică ideală de tranziția vitroasă, obținută prin extrapolarea liniei lichidului la un punct de entropie de configurație zero. Cele două curbe vitroase BC și DE se obțin la viteze mari și respectiv mici de răcire



Din acest motiv, sticla aflată în starea caracterizată prin punctul E este mai densă și are o valoare diferită a proprietății P, față de materialul aflat în punctul C, deși inițial, ambele stări își au originea în starea A. Din acest motiv, temperatura tranziției vitroase aparente este $T_g(1)$ pentru viteză de răcire mare și $T_g(2)$ pentru viteză mică. Pentru a defini mai bine T_g , se recomandă viteze de răcire reduse, de ordinul a 1-100 K/h. La DSC se folosesc viteze de răcire de ordinul a 10K/min. Cu fiecare variație de câte 10 K/min a vitezei de răcire temperatura tranziției vitroase aparente variază cu cca. 2-3 grd. Din acest motiv, precizia de determinare a temperaturii tranziției vitroase este de ordinul a 5^0C .

Tranziții vitroase au fost identificate la materiale dintre cele mai diverse, de la polimeri, aliaje metalice, sticle silicioase și săruri compuse. Se consideră că până și argonul lichid poate avea o tranziție vitroasă cu condiția atingerii unei viteze foarte mari de răcire. Pe de altă parte, s-a arătat că suspensiile de particule coloidale sferice formează a stare vitroasă dacă ating o densitate de împachetare destul de mare.

2.2.2 Fenomenologia tranziției vitroase

Procese de relaxare vitroasă sunt asociate cu un spectru larg de perioade de relaxare. Una dintre metodele de determinare a perioadei de relaxare a materialelor dielectrice este funcția Cole-Davidson:

$$\varepsilon^* - \varepsilon_\infty = \frac{\Delta\varepsilon}{(1+i\omega\tau)^\beta} \quad (2.6)$$

în care ε^* - constanta dielectrică complexă; ω - frecvența de excitație a câmpului electric; ε_∞ - dielectrică de înaltă frecvență; $\Delta\varepsilon$ - rezistența de relaxare; τ - timpul de relaxare.

Fig.2.15 prezintă spectrul pierderilor dielectrice, la diverse temperaturi, pentru dimetileter fenolftaleină (PDE), o moleculă organică amorfizabilă simplă, ilustrată în Fig.2.13.

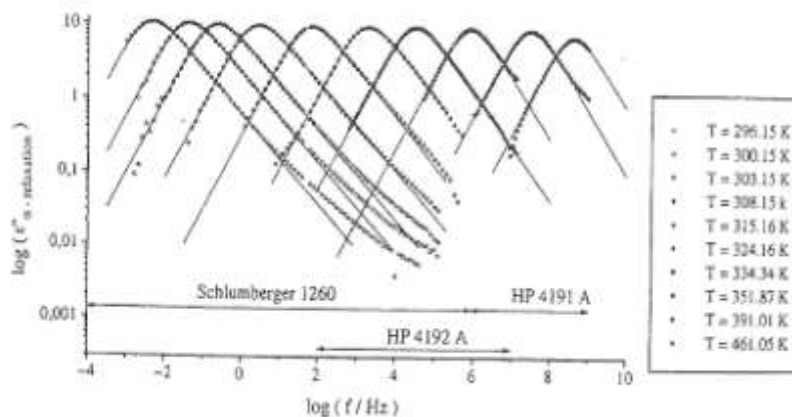


Fig.2.15 Dependența de frecvență a părții imaginare (de pierdere) a funcției de relaxare dielectrică a dimetileter-fenolftaleinei. Liniile sunt aproximări ale funcției Cole-Davidson, cu $\omega=2\pi f$ și cu exponentul de temperatură dat de Fig.2.16

Se observă că variațiile pot fi approximate printr-un spectru Cole-Davidson, la temperaturi situate între 296 K și 461 K, excepție făcând frecvențele ridicate.

S-a constatat că, pe măsură ce temperatura T scade, maximul frecvenței, ω_p , se deplasează spre frecvențe mai mici iar spectrul se lărgeste, astfel încât coeficientul Cole-Davidson β_{CD} scade de la 0,9 la 0,6, ca în **Fig.2.16**.

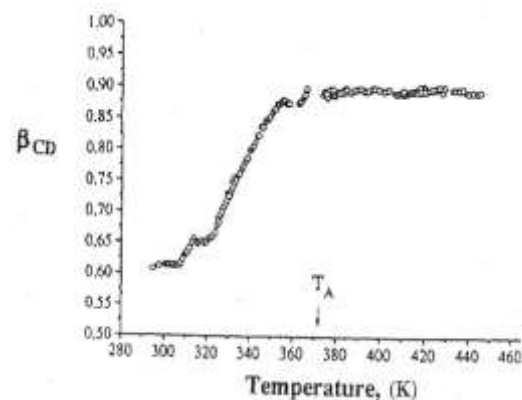


Fig.2.16 Dependența de temperatură a exponentului Cole-Davidson β_{CD} , pentru dimetileter-fenolftaleină

2. Proprietățile fluidelor complexe

Pentru unele lichide simple cu moleculă mică, cum este cazul PDE, valoarea lui β se apropie de unitate, la temperaturi situate cu mult peste T_g .

Dependența de temperatură a perioadei medii de relaxare, τ , variază în funcție de sistemul material analizat. Deoarece modulul de la frecvență ridicată, G_∞ , al majorității sticlelor este aproape independent de temperatură, dependența de temperatură a vâscozității, $\eta \approx G_\infty \tau$ este similară cu cea timpului de relaxare. **Fig.2.17** prezintă variația vâscozității, în coordonate logaritmice, în funcție de temperatura reciprocă redusă, T_g/T , pentru mai multe sticle.

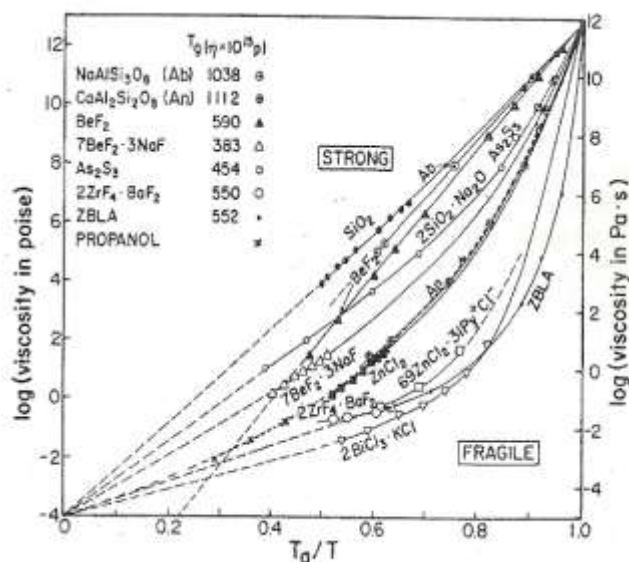


Fig.2.17 Variația vâscozității cu inversa temperaturii pentru lichidele vitroase, prezentând o comportare clasificată drept „puternică” ilustrată prin rețele tetraedrice goale, până la „fragilă”, tipică lichidelor moleculare și ionice. Aici T_g este definită prin criteriul conform căruia $\eta(T_g) = 10^{13}$ P. Pentru majoritatea lichidelor, vâscozitățile par să se extrapoleze la o valoare comună în jur de 10^{-4} P, la temperaturi înalte, corespunzătoare unei frecvențe de vibrație moleculară fundamentală de cca. 10^{13} s $^{-1}$

asemănătoare lichidelor polimerice. Componenta normală a tensiunii variază cu pătratul tensiunii (regim quadratic), la tensiuni de forfecare scăzute, conform $N_1 = \left(\frac{2}{\nu k_B T}\right) \sigma^2$ și liniar cu tensiunea, la tensiuni ridicate, conform: $N_1 = 1,26\sigma$, după cum ilustrează **Fig.2.18**.

Fig.2.18 Variația lui N_1-N_2 în funcție de tensiunea de forfecare σ , a polifenil-eterului (5P4E) și a unei soluții de 20 % de polibuten, în ulei mineral, cu greutatea moleculară medie de 25.000 (LF5346) la 20°C și la presiune ridicată (> 90 MPa), unde vâscozitățile se încadrează între 10^2-10^5 Pa s. Pentru 5P4E, s-au observat benzi de forfecare la $\sigma=20$ MPa; pe baza orientării lor, teoria Mohr-Coulomb sugerează că $N_1=1,26\sigma$. Liniile solide sunt simulările modelului Maxwell, cu un singur mod, cu $N_2=0$

Lichide de tipul SiO_2 , care formează rețele, prezintă o variație aproape liniară:

$$\frac{\eta}{G_\infty} \sim \tau = \tau_\infty \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right) \quad (2.7)$$

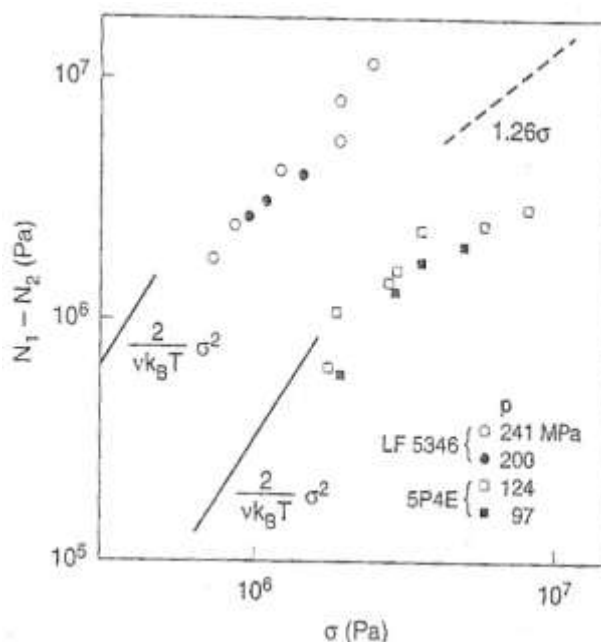
Acestea sunt lichide amorfizabile „puternice”.

Cele pentru care variația din Fig.2.17 este puternic curbată se numesc lichide amorfizabile „fragile”, vâscozitatea variind după:

$$\frac{\eta}{G_\infty} \sim \tau = \tau_\infty \exp\left(\frac{A}{T-T_0}\right) \quad (2.8)$$

2.2.3 Reologia fluidelor vitroase

La tensiuni de forfecare reduse vâscozitatea de forfecare în stare stabilă a unui fluid vitros se reduce la vâscozitatea dinamică la frecvență scăzută $\eta'(\omega \rightarrow 0)$. La tensiuni de forfecare ridicate la presiunea ambiantă, se produc fenomene de curgere aparentă și rupere. Aceste fenomene sunt suprimate prin aplicarea unor presiuni înalte (până la 300 MPa). În aceste condiții se observă subțierea la forfecare, caracterizată prin curbe vâscozitate-viteză de forfecare



La presiuni scăzute, lichidele vitroase curg la tensiuni mari, nu doar prin forfecare, ci și prin alte moduri de deformare. Curgerea aparentă, denumită și deformare plastică, este un fenomen foarte complex. Se consideră că deformarea plastică a fluidelor vitroase presupune localizarea deformației și evoluția până la formarea benzilor de forfecare. **Fig.2.19** prezintă structura regiunilor de forfecare locală în timpul fluajului simulat prin modelarea deformării plastice.

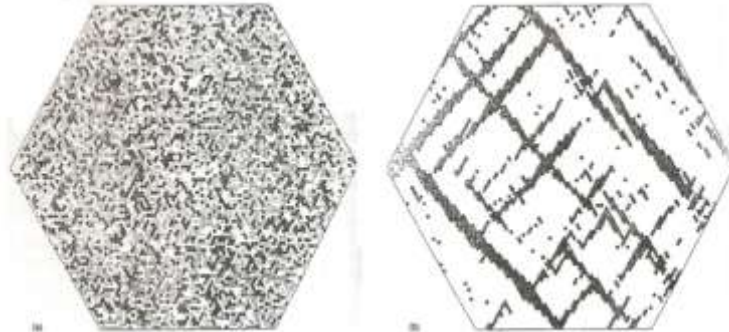


Fig.2.19 Regiuni de deformare plastică (întunecate) descrise prin modelul de fluaj al unui lichid (a) la o temperatură ridicată, peste T_g și (b) la o temperatură scăzută, în stare vitroasă. La temperaturi scăzute, regiunile de deformare puternică se acumulează în benzi de deformare

La temperatură ridicată regiunile puternic deformate nu sunt corelate spațial, Fig.2.19(a). La temperaturi scăzute regiunile puternic forfecate se acumulează în benzi.

2.3 Geluri polimerice

Gelația reprezintă transformarea unui lichid precursor (sol) într-un solid dezordonat (gel), prin formarea unei rețele de legături fizice sau chimice între moleculele sau particulele care compun lichidul. Exemple de geluri sunt: rășinile epoxidice (adeziv), jeleurile, bezelele, cremele, etc.

2.3.1 Structura gelurilor polimerice

Structura tipică a unui gel polimeric, prezentată în Fig.2.5, se bazează pe ramificare sau multifuncționalitate, asigurată de punctele de reticulare. Funcționalitatea f a unei molecule este numărul maxim de legături pe care le poate forma cu alte molecule, într-un punct de reticulare. În Fig.2.5 se consideră $f=4$. Pentru producerea acestor ramificații chimice se pot folosi:

- ❖ reacții de condensare, prin care o moleculă, cu trei sau mai multe grupuri reactive, (ex.: radicalul hidroxil, OH) reacționează cu un agent de ramificare;
- ❖ polimerizarea de adiție, la care se deschide o legătură dublă, printr-o reacție cu radical liber \rightarrow legături libere care leagă monomerii și prelungesc lanțul molecular;
- ❖ ramificarea spațială a precursorilor polimerici

Gelația fizică apare ca rezultat al asocierii intermoleculare, prin care ia naștere o rețea, ca în **Fig.2.20**.

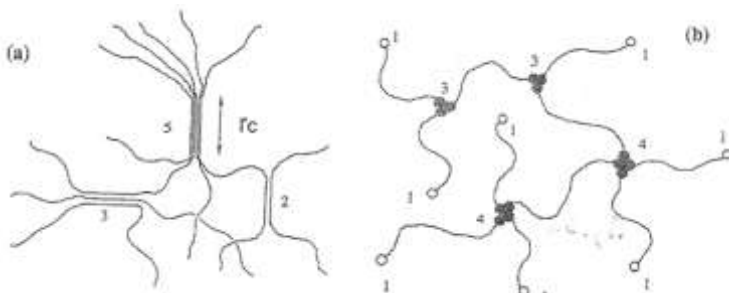


Fig.2.20 Ilustrații ale gelurilor fizice, cu formarea joncțiunilor prin intermediul: (a) microcristalitelor; (b) grupurilor de capăt ale polimerilor telechelici. Funcționalitățile diferitelor puncte de ramificație sunt indicate prin numerele de lângă joncțiunile respective

2. Proprietățile fluidelor complexe

Spre deosebire de legăturile chimice, care sunt de tip covalent și disociază la creșterea temperaturii în intervale normale, asocierile intermoleculare sunt *slabe, reversibile*, putând fi cauzate de forțe van der Waals, atracții electrostatice sau legături de hidrogen.

Pentru a nu fi predispuși la disociere, asocierile intermoleculare trebuie să nu fie prea mari. Aceste asocieri pot fi: 1-structuri locale elicoidale (o moleculă răsucită în jurul alteia); 2-microcristalite și 3-domenii nodulare (asocieri produse în locuri preferențiale de-a lungul lanțului eterogen).

2.3.2 Reologia gelurilor polimerice

Gelația prin formarea structurilor elicoidale este un rezultat al formării unor substanțe complexe de tip solvent-polimer, fiind tipică pentru moleculele cu o anumită rigiditate. Polimerii care formează domenii nodulare conțin grupuri specifice, numite „aderenți” (stickers) care realizează legarea fizică cu lanțurile vecine, ceea ce duce la formarea rețelei. O clasă de astfel de polimeri sunt solubili în apă dar conțin grupuri hidrofobe care se acumulează împreună, reușind să se ecraneze față de mediul apos înconjurător. Acești polimeri formează cu ușurință rețele de tip gel care favorizează creșterea vâscozității la concentrații de sub 5 % în soluție.

Agregarea lanțurilor polimerice se poate realiza și prin intermediul legăturilor de hidrogen (ca în Fig.2.21) care, deși nu sunt permanente, pot da naștere la geluri, atunci când sunt în număr mare.

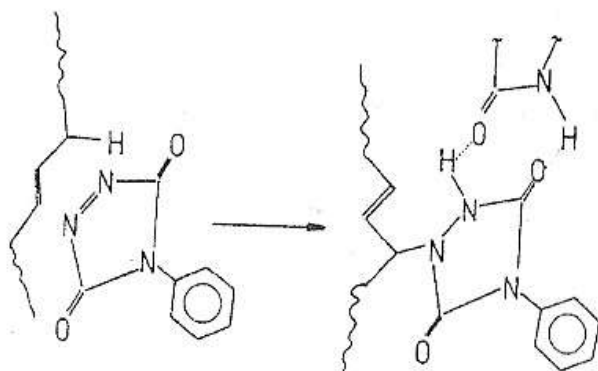


Fig.2.21 Reacția unui lanț de polibutadienă cu un grup de 4-fenil, 1,2,4-triazolin, 3,5-dionă. După atașarea la lanțul de butadienă, acest grup are câte un atom de oxigen și de hidrogen care pot forma legături de hidrogen (prezentate cu linii punctate) cu aceleași grupuri dintr-un lanț vecin

Se observă că gelația apare atât în regiunea monofazică cât și regiunea bifazică a diagramei de fază.

Între gelație și separarea de fază există o relație subtilă datorită capacității de aderare a grupurilor de tip stickers.

O categorie aparte de geluri polimerice sunt polimerii telechelici. Aceștia sunt lanțuri liniare ce conțin grupuri asociative de tip sticker, la capete. În timpul curgerii staționare, prin forfecare, soluțiile de polimeri telechelici prezintă o creștere de vâscozitate odată cu creșterea inițială a vitezei de forfecare (îngroșare la forfecare) urmată de o scădere de vâscozitate (subțiere la forfecare) la viteze mai mari.

Deoarece interacțiunile de atracție dintre polimeri pot produce atât gelația cât și separarea de fază, s-a considerat că ambele fenomene se produc în condiții similare.

Fig. 2.22 ilustrează apariția separării de fază și a gelației polistirenului atactic în disulfură de carbon.

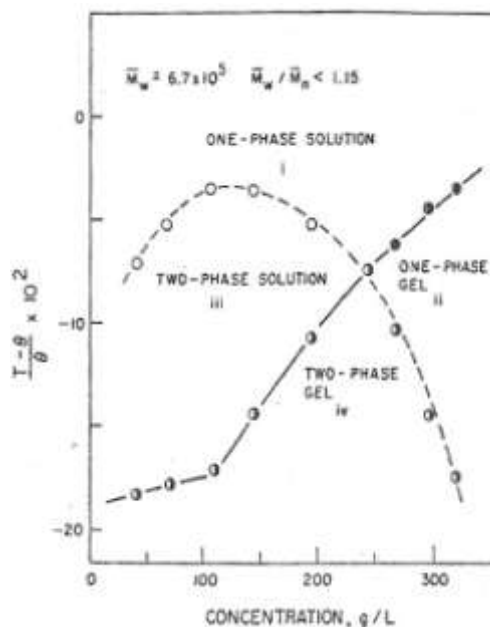


Fig.2.22 Diagramă de fază a polistirenului atactic în nitropropan. Temperatura teta este $\Theta = 200$ K

Exemple de polimeri telechelici includ uretanii etoxilați modificați hidrofobic (**hydrophobically modified ethoxylated urethanes = HEUR**) care au capete hidrofobice, constând din alcooli alifatici, alchilfenoli sau fluorocarboni, cu structura tipică ilustrată în **Fig.2.23**

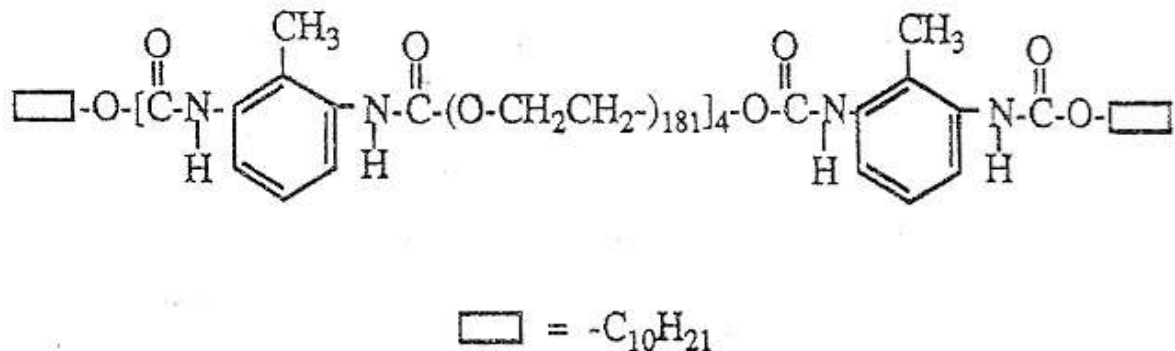


Fig.2.23 Structura unui polimer HEUR

Grupurile de capăt care conțin alcani se strâng împreună, formând „mi-cele” nodulare. Acestea conțin mai multe grupuri de capăt, în soluție apoasă, ceea ce mărește în mod substanțial vâscozitatea soluției. Creșterea ulterioară a vâscozității, chiar și la concentrații mici de HEUR, se realizează prin adăugarea unui surfactant. Vopselele produse după această formulă împoacă mai puțin atunci când sunt aplicate. Deoarece polimerii telechelici conțin două cozi, reprezentate prin grupurile de stickers, separate printr-un lanț hidrofil lung, este de așteptat ca micellele să conțină „bucle”, ca în **Fig.2.24**.

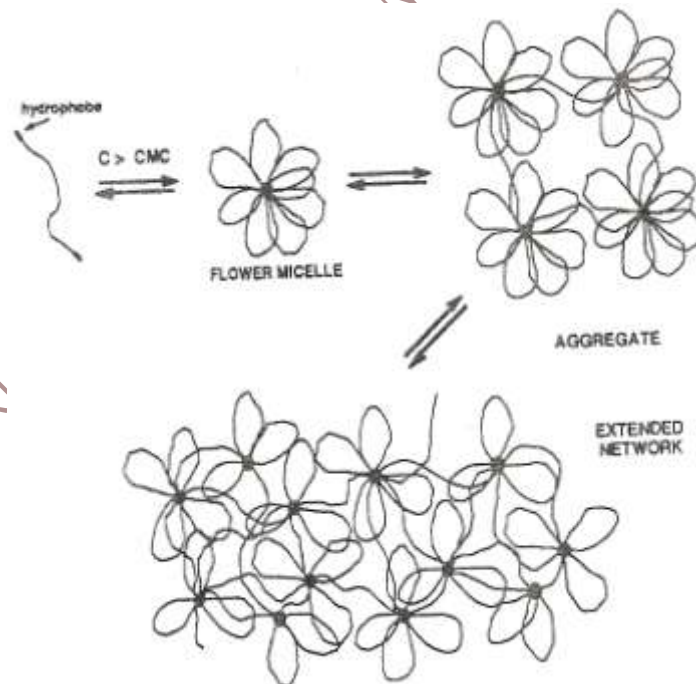


Fig.2.24 Model de asociere a polimerilor telechelici, odată cu creșterea concentrației. La asocieri puternice, se formează micelle izolate, de tip „floare”, chiar deasupra concentrației critice a micellei (CMC) care este în general în jur de 2-10 ppm. La concentrații mai mari, florile devin conectate prin „punți”

Se consideră că bucele sunt predominante la concentrații care sunt prea scăzute pentru ca lanțurile hidrofile să se poată uni între micellele adiacente. Aceste micelle izolate, dominate de către bucle, sunt numite „flori”. S-a stabilit că există un interval de concentrație unde se produce separația între faza densă în micelle de tip floare și faza săracă în acestea. La

2. Proprietățile fluidelor complexe

concentrații foarte ridicate (peste 20 %) prin împrăștierea razelor X-ray s-a observat formarea unor sisteme cubice ordonate de micle legate.

Diversele moduri de asociere ale unei singure molecule telechelice sunt ilustrate în **Fig.2.25(a)**. La concentrații ridicate, este de așteptat să se formeze rețele, ca în **Fig.2.25(b)**.

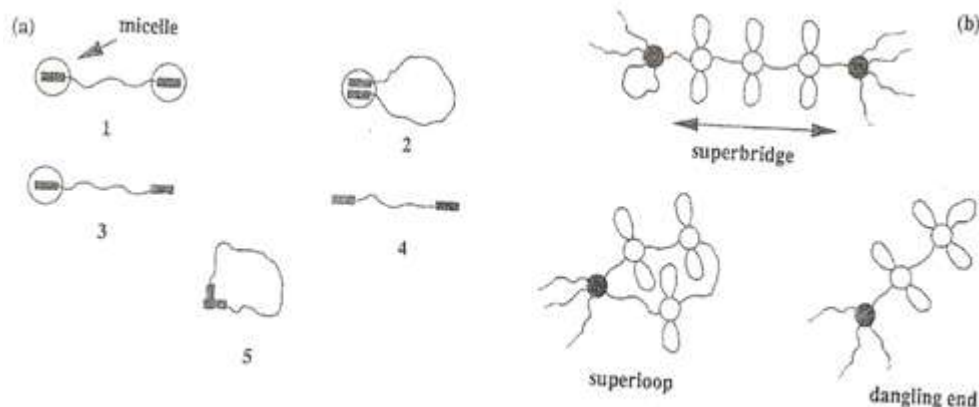


Fig.2.25 (a) Ilustrarea tipurilor de asocieri de lanțuri la polimerii telechelici; (b) arhitecturi de lanțuri care se pot forma în soluții; miclele care au o funcționalitate în rețea mai mare de doi sunt înegrite

Dacă greutatea moleculară a polimerului telechelic este suficient de scăzută sau dacă concentrația soluției este destul de ridicată astfel încât lanțurile să nu se încălzească, atunci se produce ușor relaxarea unei jonțiuni a rețelei, ori de câte ori un grup de stickers reușește să se desprindă dintr-una dintre micle. Proprietățile reologice ale unei astfel de rețele polimerice sunt, prin urmare, destul de simple. În cazul particular al polimerilor telechelici, relaxarea structurală a rețelei este descrisă prin momentul relaxării unice (single-relaxation-time).

3. FLUIDE ELECTROREOLOGICE

3.1 Noțiuni generale despre fluidele electroreologice

3.1.1 Structura fluidelor electroreologice

Fluidele electroreologice (ER) sunt suspensii de particule sensibile la câmpurile electrice aplicate. Aceste fluide complexe „solidifică” sau devin foarte vâscoase atunci când sunt plasate în câmp electric. Particulele din aceste fluide au dimensiuni tipice de 1 până la 100 μm și pot fi făcute din: 1-amidon de porumb; 2-silice; 3-titanat de calciu sau alți semiconductori și ocupă o fracțiune de volum de 5 până la 50 % din fluidul hidrofobic purtător care poate fi un ulei mineral sau de porumb. La aplicarea unui câmp electric $E=50-5000 \text{ V/mm}$, particulele se aliniază și formează lanțuri care se întind pe tot intervalul dintre electrozi, ca în **Fig.3.1**.

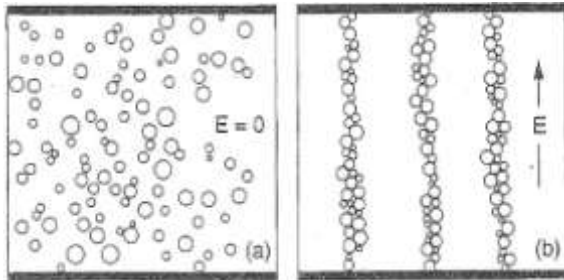


Fig.3.1 Ilustrarea efectului de formare a lanțurilor de particule la aplicarea unui câmp electric E , într-o suspensie ER: (a) starea inițială; (b) formarea lanțului

temperaturile ridicate dezvoltate de încălzirea produsă de curgerea vâscoasă. Fluidele ER moderne sunt uscate sau polimerizează în urma formării suspensiilor de particule (rezultând un „mușchi artificial”) care se transformă într-un cauciuc. Cel mai simplu mecanism electroreologic (ER) constă din înlanțuirea particulelor aduse în starea de polarizare prin aplicarea unui câmp electric (observat de Winslow în 1949). Astfel de dispuneri apar ori de câte ori există nepotriviri între constanta dielectrică a particulelor, ϵ_p și cea a mediului de suspensie, de ϵ_s . De obicei $\epsilon_p > \epsilon_s$. O particulă cu înveliș cu polarizabilitate ridicată se comportă aproape ca și când ar fi compusă în întregime din materialul respectiv. **Fig.3.2** prezintă interacțiunile dintre particulele polarizate de un câmp electric orientat vertical. Perechile de particule pentru care linia ce separă centrele lor de masă este paralelă cu câmpul electric sunt atrase una de cealaltă iar cele cu aliniamentul perpendicular se resping reciproc.

Perechile de particule pentru care linia care separă centrele lor de masă este paralelă cu câmpul electric sunt atrase una de cealaltă iar cele pentru care centrele de masă sunt perpendiculare pe câmp se resping reciproc. Dacă θ este unghiul dintre direcția câmpului și linia care unește centrele particulelor, s-a constatat că particulele se atrag dacă $\theta < 55^\circ$, altfel se resping. Mecanismul de interacțiune a particulelor este baza modelului de polarizare a fluidelor ER, care modelează formarea rapidă a lanțurilor de particule, la aplicarea câmpului electric. La menținerea câmpului aplicat, lanțurile tind să se consolideze treptat, transformându-se în coloane mai groase, care se pot organiza, în extremis, într-o simetrie tvc.

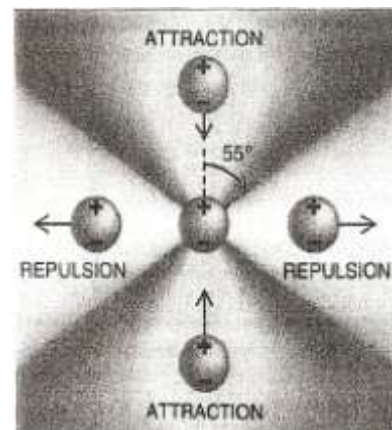


Fig.3.2 Interacțiuni între particule polarizate de un câmp electric. Particulele a căror separație este perpendiculară pe câmp se resping iar cu linia de separație este paralelă cu câmpul se atrag

3. Fluide electroreologice

Tensiunea de forfecare, σ , dintr-un fluid ER forfecat, este reprezentată prin **modelul Bingham**:

$$\sigma = \sigma_y + \eta_{pl}\dot{\gamma} \quad (3.1)$$

unde η_{pl} este vâscozitatea plastică, σ_y este tensiunea de curgere iar $\dot{\gamma}$ este viteza de forfecare.

Fig.3.3 prezintă exemple de variație a tensiunii de forfecare pentru un fluid ER.

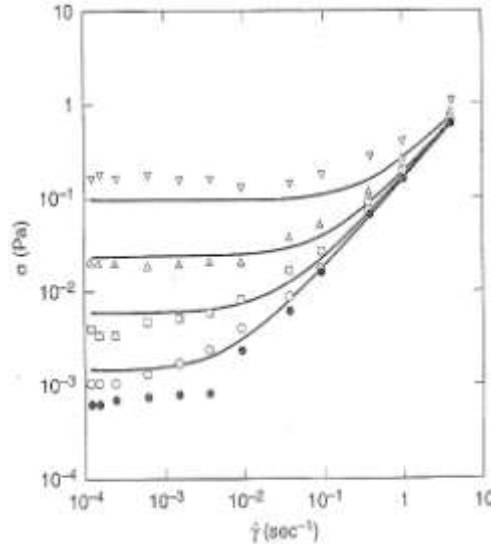


Fig.3.3 Variația tensiunii de forfecare în funcție de viteza de forfecare a unui fluid ER, la valori ale câmpului electric aplicat de 0, 50, 100, 200 și 400 V/mm și comparația cu variația modelată (cu linie continuă) prin ecuația Bingham

Se observă că rezultatele experimentale, (simboluri discrete) respectă modelul Bingham.

3.1.2 Fenomene electroreologice

În cazul fluidelor ER tensiunea de curgere poate fi dinamică, având forma din ecuația (3.1) sau statică, definită drept valoarea minimă a tensiunii de forfecare necesară pentru a induce o curgere continuă prin forfecare într-un fluid cu stare inițială statică. Forțele care intervin în timpul curgerii fluidelor ER sunt de natură electrostatică, hidrodinamică și sterică. Pentru a nu interveni și forțe Browniene, particulele nu trebuie să fie prea mică (de obicei au dimensiuni peste 1 μm).

Fig.3.4 Ilustrează cinetica de agregare a particulelor dipolare care interacționează în absența curgerii.

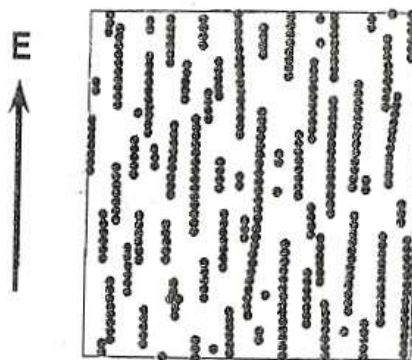


Fig.3.4 Înlănțuirea particulelor imediat după aplicarea unui câmp electric, într-o simulare bidimensională, utilizând modelul polarizării simple

Dependența de timp a procesului de agregare poate fi descrisă prin intermediul unui model ierarhic. Conform acestuia, după un timp t_1 , particulele izolate se grupează formând perechi, după timpul t_2 , perechile formează grupuri de câte patru particule și așa mai departe.

Prin estimarea forței electrostatice și a rezistenței hidrodinamice ce acționează asupra unor grupuri alungite de particule multiple agregate, se pot calcula perioadele de timp de mai sus. După o perioadă de timp, t , mărimea medie a clusterului de particule este dată de :

$$s_{ave} \propto (t\epsilon_0\epsilon_s\beta^2 E^2/\eta_s)^{D/(D+3)} \quad (3.2)$$

în care: D -dimensionalitatea sistemului; $\beta=(\epsilon_r-1)/(\epsilon_r+1)$ -polarizabilitatea efectivă a particulei, cu $\epsilon_r=\epsilon_p/\epsilon_0$ -permitivitatea electrică relativă, unde $\epsilon_0=8,85\times 10^{-12}\text{C}^2\text{J}^{-1}\text{m}^{-1}$ este permitivitatea vidului, E -câmpul electric aplicat iar η_s -vâscozitatea.

După ce s-au format, lanțurile de particule se îngroașă încet, formând coloane. Acest lucru este surprinzător dacă se ține cont de tendința de respingere care apare între particulele al căror aliniament este perpendicular pe linia câmpului electric. Însă atunci când două lanțuri de particule interacționează, fiecare particulă a unui lanț interacționează cu toate particulele celuilalt lanț și majoritatea interacțiunilor sunt de atracție.

Odată ce lanțurile sau coloanele de particule încep să se dezvolte și să umple spațiul dintre electrozi, este necesară o valoare finită a tensiunii, tensiunea de curgere statică σ_y , pentru a rupe lanțurile sau coloanele și să înceapă să se producă curgerea. Pe măsură ce deformația începe să se aplice unui fluid ER aflat în câmp electric, lanțurile de particule se înclină și se alungesc, după cum s-a ilustrat schematic în **Fig.3.5**.

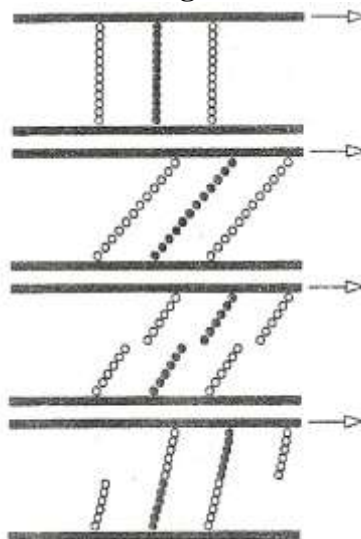


Fig.3.5 Ilustrare schematică a înclinării, ruperii și reformării lanțurilor de particule, în timpul forfecării unui fluid ER sub efectul unui câmp electric. Mișcarea afină a sferelor în cea de-a doua imagine este idealizată; în realitate se produc instabilități care produc rearanjamente mult mai complicate ale particulelor

La un unghi critic de înclinare, θ_m , forța exercitată de către lanțuri atinge un maxim iar continuarea forfecării, peste această valoare, produce o instabilitate care rupe lanțurile. Dacă se presupune că lanțul cu grosimea unei singure particule, se deformează în mod afin (înrușit) și suportă interacțiuni neglijabile cu alte lanțuri, atunci unghiul de înclinare la care se produce instabilitatea este $\theta_c=21^\circ$. Această valoare este mult mai mică decât valoarea unghiului la care particulele nu se mai atrag, care este de 55° . Valoarea unghiului critic de înclinare de 21° , corespunde unei deformații de curgere $\gamma_c \approx \text{tg}\theta_c \approx 0,4$. Calcule mai riguroase arată că γ_c depinde de concentrația particulelor și de permitivitatea relativă, ϵ_r . Înclinarea și ruperea lanțurilor a fost observată experimental iar valoarea critică a fost de cca. 28° . Cea mai ridicată tensiune de curgere a unui fluid ER cu particule conductive de $100\ \mu\text{m}$, distanțate la $1\ \text{nm}$, este de $1,2\ \text{kPa}$, la un câmp electric aplicat $E=1\ \text{kV/mm}$.

În practică se preferă particule mai puțin conductive, limita acceptată a conductivității fiind de $10^{-5}\ \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ (ca în cazul particulelor de poliachenchinonă în ulei clorinat), caz în care tensiunea

3. Fluide electroreologice

de curgere este de cca. 1 kPa, la un câmp aplicat de 1kV/mm, putând crește până la 10 kPa, pentru $E=3$ kV/mm.

Tensiunea de curgere dinamică a fluidelor ER se determină prin reducerea treptată a vitezei de forfecare a unui astfel de fluid până când se produce curgerea cu viteză constantă.

În urma analizării mecanismului de producere a tensiunii de curgere dinamică s-a constatat că lanțurile de particule orientate perpendicular la suprafețele de forfecare tind să se deformeze până când depășesc deformația critică, γ_c , apoi se rup în apropiere de mijloc și se reunesc rapid cu fragmente din lanțurile adiacente. Deformația fiind în mare parte elastică, energia este disipată mai ales în timpul ruperii și reformării lanțurilor. **Fig.3.6** prezintă dependența tensiunii de curgere dinamică, simulată și experimentală, de fracțiunea de volum, Φ , ocupată de particule.

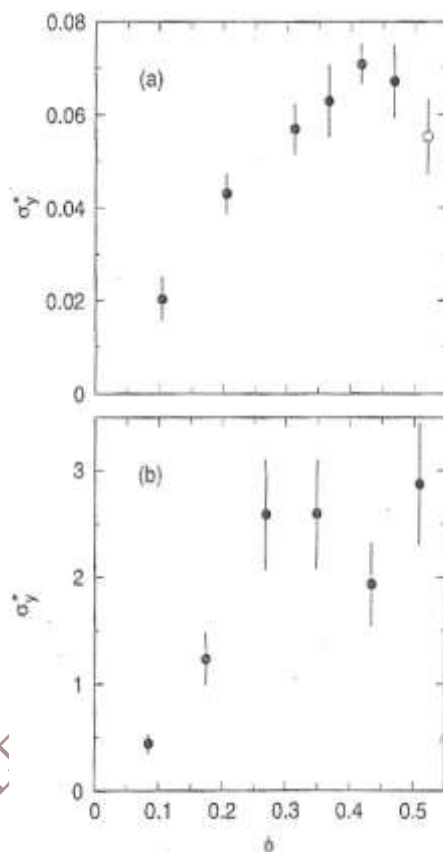


Fig.3.6 Variația tensiunii adimensionale de curgere dinamică, σ_y^* , în funcție de fracțiunea de volum, Φ pentru: (a) particule, într-o simulare tri-dimensională, utilizând modelul polarizării simple; (b) sfere goale de silica în ulei de porumb. Tensiunea a devenit adimensională în urma împărțirii la $3\pi\epsilon_0\epsilon_s\beta^2E^2/16$

Se constată că ambele valori, simulată și experimentală, ale tensiunii de curgere, σ_y , variază aproape liniar pentru $\Phi < 0,3$. Peste această valoare σ_y prezintă un maxim sau un palier din cauza formării **coloanelor** de particule care întreprind transferul mișcării. Se constată, totuși, că valoarea simulată a lui σ_y este de cca. 50 de ori mai mică decât cea experimentală.

Spre deosebire de curentul continuu, se consideră că cel alternativ este favorabil deoarece una dintre alternanțe minimizează migrația indusă electric sau reacțiile chimice. Și curenții alternativi de înaltă frecvență sunt dezirabili dacă se dorește traversarea unui regim dominat de conducție, în care polarizabilitatea efectivă este controlată de conductivitățile și nu de polarizabilitățile particulelor. În cazul unei suspensii de particule de silice s-a observat scăderea bruscă a vâscozității, la valoarea fixă, $f = 753$ Hz, **Fig.3.7**.

Acest efect este atribuit scăderii constantei dielectrice a constantei ϵ_p a particulelor, odată cu creșterea frecvenței. Pentru studiul detaliat al proceselor de relaxare, au fost efectuate

experimente dinamice oscilatorii pe fluide ER supuse atât la curent continuu (DC) cât și la curent alternativ (AC).

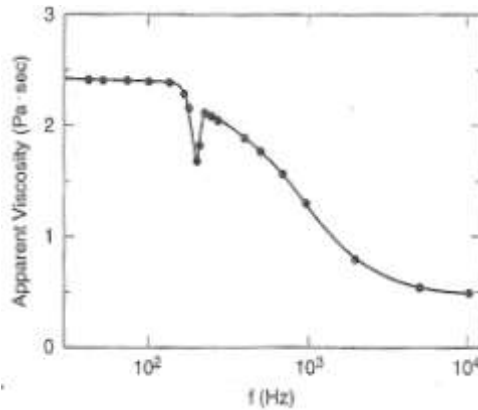


Fig.3.7 Variația vâscozității aparente în funcție de frecvența de oscilație, f , a câmpului electric, pentru o dispersie de particule de silice într-un fluid naftenic, la o intensitate a câmpului electric de 930 V/mm și o viteză de forfecare de 753 s^{-1}

Aceste experimente au arătat că, la deformări mici și câmpuri electrice aplicate mari, modulul de înmagazinare G' este aproape independent de frecvență și mai mare decât modulul de pierdere G'' cu mai mult de un ordin de mărime, ca și cum ar fi vorba despre un solid elastic. Dacă structura ER este modelată sub formă de lanțuri de sfere cu grosimea de o sferă, valoarea simulată a lui G' este mai mică decât cea măsurată. Variațiile modulului de înmagazinare sunt ilustrate în Fig.3.8. Fig.3.8(a) arată că, dacă E este redus, G' scade și devine dependent de frecvență.

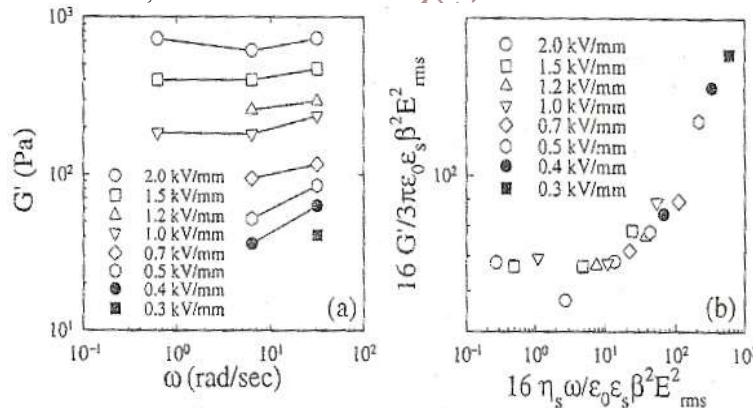


Fig.3.8 (a) Variația modulului de înmagazinare, G' în funcție de amplitudinea deformației de forfecare, ω , a unui fluid ER, compus din 20 % particule de aluminiu în polidimetilsiloxan, supus unui câmp electric alternativ la frecvența de 500 Hz. (b) diagramă cumulativă de suprapunere a valorilor din (a). E_{rms}^2 este rădăcina pătrată a intensității câmpului electric la 500 Hz.

Dacă se utilizează coordonate adimensionale, Fig.3.8(b) arată că variațiile $G' = f(\omega)$, la diverse valori ale câmpului electric, se cumulează într-un singur grafic.

Din punct de vedere experimental, chiar dacă G'' al particulelor are o valoare mică, ea este mult mai mare decât componenta vâscoasă a modulului G'' atribuită solventului. Din acest motiv, chiar dacă fluidele ER au fost „solidificate” sub efectul unui câmp electric puternic, este posibil să se mai producă procese de relaxare. Pe lângă acestea, modulele de elasticitate sunt foarte sensibile la deformație.

Fig.3.9 arată că, la câmpuri electrice puternice, G' depinde de deformație chiar și la amplitudini de 0,1. Aceste neliniarități au fost atribuite unor microaranjamente ale particulelor, la amplitudini mici de deformare. Se pare că configurația particulelor devine instabilă atunci când particulele sunt chiar și foarte puțin deplasate prin forfecare.

3. Fluide electroreologice

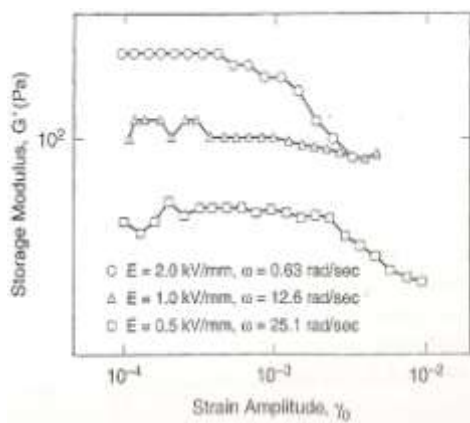


Fig.3.9 (a) Variația lui G' în funcție de amplitudinea deformației de forfecare, γ_0 , pentru o suspensie de 20 % particule de silice-alumină, în ulei siliconic, cu 2 % surfactant, la diverse câmpuri electrice de intensitate E , cu frecvența de 500 Hz, supuse la pulsația de oscilație ω

La frecvențe mici de forfecare, aceste rearanjamente arată ca:

- mici discontinuități ale undei de tensiune;
- neliniarități ale modulelor de elasticitate

3.2 Tehnologia fluidelor electroreologice

În continuare sunt prezentate o serie de rezultate experimentale obținute pe mai multe clase de fluide electroreologice, a căror preparare este de asemenea descrisă.

3.2.1 Dependența comportării ER de structura particulelor

Au fost alese pulberi ale mai multor materiale (**Tab.3.1**) având diametrul între 0,5 și 1 μm .

Tab.3.1 Proprietățile unor pulberi dielectrice comerciale

Denumirea materialului	Formula chimică	Densitatea, g/cm^3	Constantă dielectrică	Diametrul sferic echivalent, μm	Furnizor
Silice	SiO_2	2,25	4	8,1	Morton Thiokol Inc.
Alumină	Al_2O_3	3,97	10	0,2	Apache Chemical Inc.
Rutil	TiO_2	4,26	90	0,6	TAM
Titanat de bismut	Bi_4TiO_3	8,04	150	-	Molten Flux Growth*
Titanat de stronțiu	SrTiO_3	5,12	300	0,7	Transelco
Titanat de bariu	BaTiO_3	6,04	1000	0,8	Transelco
Niobiat de magneziu și plumb	$\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$	8,02	20.000	0,3	Solid State Synthesis*

Ca fluid purtător a fost ales uleiul siliconic cu vâscozitatea de 50 cSt. Densitatea particulelor a fost de 20 %. Dispersarea particulelor s-a făcut cu ajutorul unei tehnici de amestecare cu forfecare puternică.

Fig.3.10 prezintă variațiile tensiunii de forfecare în funcție de viteza de forfecare, pentru titanatii de bariu și de bismut, sub efectul unor câmpuri electrice aplicate ale căror intensități cresc peste 0,2 kV/mm.

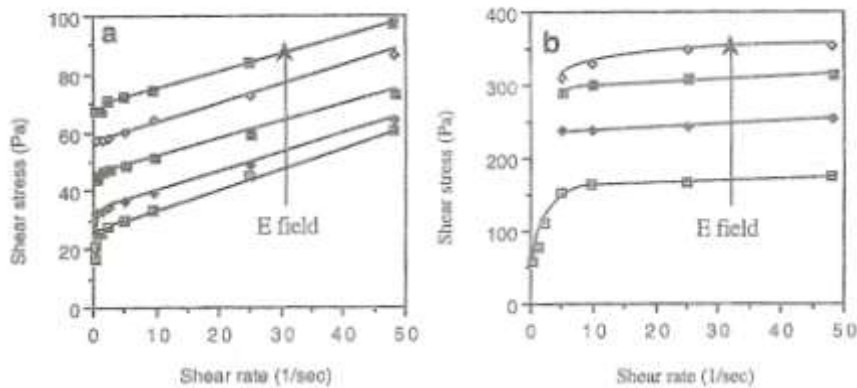


Fig.3.10 Exemple de reacție conform modelului Bingham a fluidelor ER studiate: (a) soluție de 20 % BaTiO₃ la 300 Hz și câmpuri electrice între 0,2 și 0,8 kV/mm; (b) soluție de 10 % Bi₄Ti₃O₁₂ la câmpuri electrice între 0,2 și 0,4 kV/mm

Se constată că valorile experimentale (discrete) respectă modelul Bingham dat de ecuația (3.1), atât în câmp electric continuu cât și în câmp alternativ. Din graficele reologice care exprimă regimul Bingham în condiții dinamice, s-au extras tensiunile de curgere aparentă (yield stress).

Fig.3.11 reprezintă tendințele de variație ale tensiunii de curgere aparentă în funcție de pătratul intensității câmpului electric aplicat, pentru cele șapte materiale prezentate în Tab.3.1.

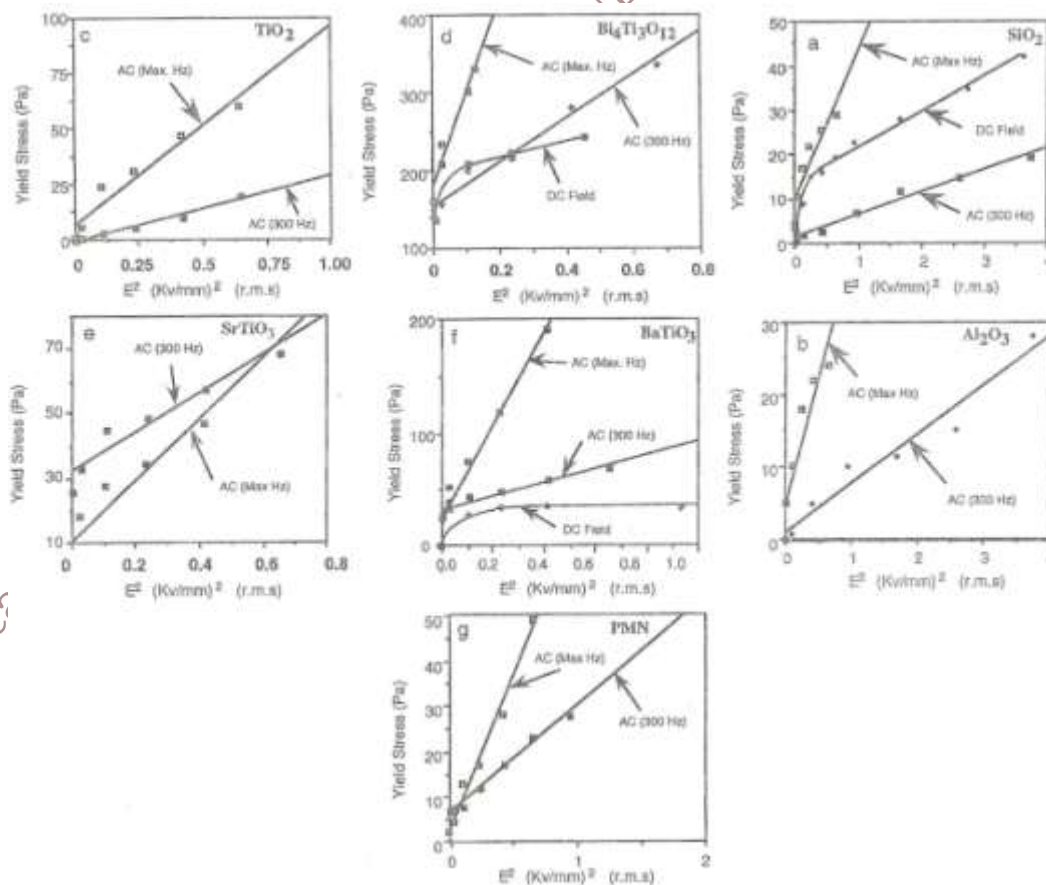


Fig.3.11 Serie de curbe de variație a tensiunii de curgere aparentă în funcție de pătratul intensității câmpului electric aplicat, pentru diverse fluide ER analizate

3. Fluide electroreologice

Se constată o variație liniară pentru AC. Soluția de 20 % titanatul de bismut avea tensiuni de curgere prea mari și din acest motiv s-a utilizat o soluție de 10 % (cele mai mari tensiuni de curgere).

3.2.2 Fluide ER cu particule de Fe_2O_3

S-au folosit particule necoloidale de Fe_2O_3 cu mărimea medie de 0,6-1 μm , prezentate în Fig.3.12.

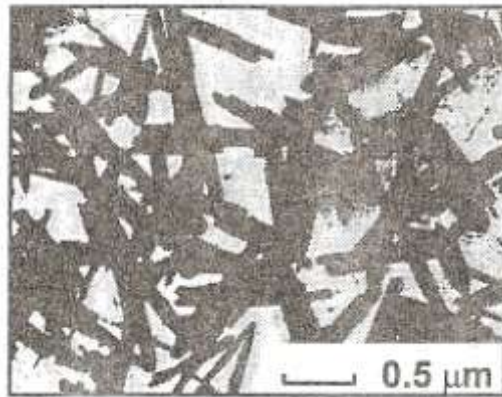


Fig. 3.12 Micrografie SEM a particulelor feromagnetice de Fe_2O_3

Acestea au fost învelite cu un surfactant pe bază de amină, pentru a le conferi sensibilitate la câmpurile electrice. Drept fluid purtător s-a folosit uleiul de transformator. Stabilitatea la sedimentare și la agregare a fluidului ER a fost asigurată printr-o adădire stabilizatoare (coloid puternic dispersat) care împiedică sedimentarea și aglomerarea particulelor grele. Măsurătorile reologice au fost efectuate cu ajutorul vâscozimetruului de tip clopot atașat la tija de torsiune a unui vâscozimetru HAAKE RV-12 DIN Fig.3.13.

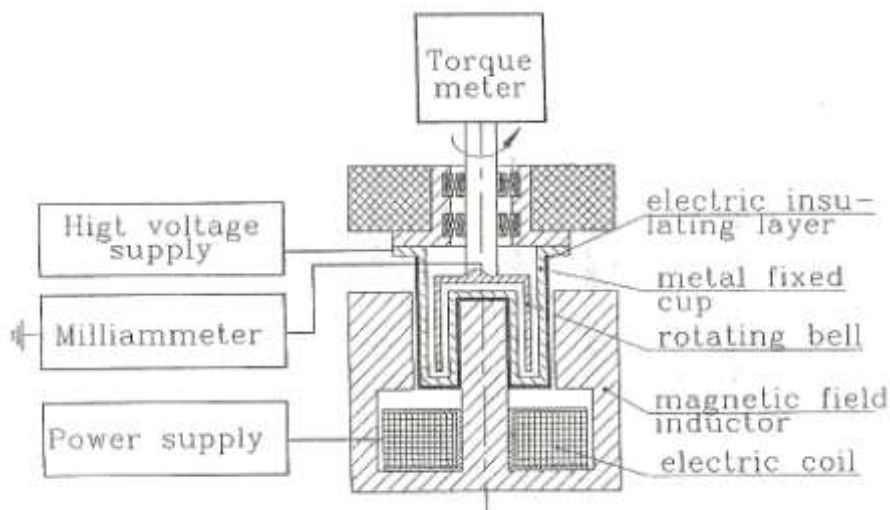


Fig.3.13 Ilustrare schematică a vâscozimetruului

Cupa metalică fixă, care conține clopotul rotativ (legat la pământ), este izolată electric la exterior și conectată la o sursă de înaltă tensiune. Miliampermetrul, intercalat pe circuitul de împământare al clopotului, măsoară conductivitatea fluidului ER, în celulă. În cadrul experimentelor, s-au de terminat tensiunile de forfecare, τ , la diferite valori ale câmpului electric (0-1kV/mm), vitezei de forfecare ($6-445\text{s}^{-1}$) și concentrației de volum (2, 6, 8, 10%). Fig.3.14 arată că, în lipsa câmpurilor aplicate, fluidul se comportă ca un mediu vâscoelastic liniar cu o deformare de curgere, τ_0 , foarte redusă.

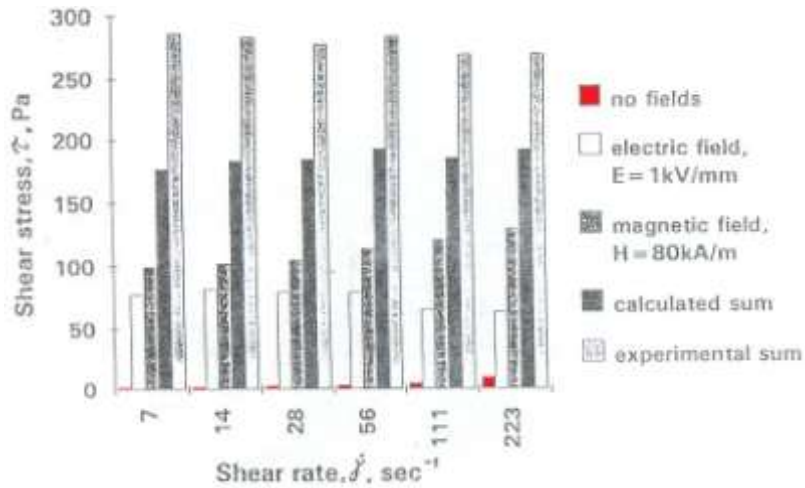


Fig.3.14 Efectul câmpului electric asupra tensiunilor de forfecare

Aplicarea câmpului electric de 1 kV/mm produce o creștere vizibilă a tensiunii de forfecare. Dacă peste acest câmp electric se aplică și unul magnetic, efectele celor două câmpuri, asupra tensiunii de forfecare, se cumulează. *Observație:* Variația tensiunii de forfecare, produsă de efectul combinat al câmpurilor electric și magnetic este **mai mare** decât suma celor două variații individuale produse de câmpurile respective, ca în Fig.3.15.

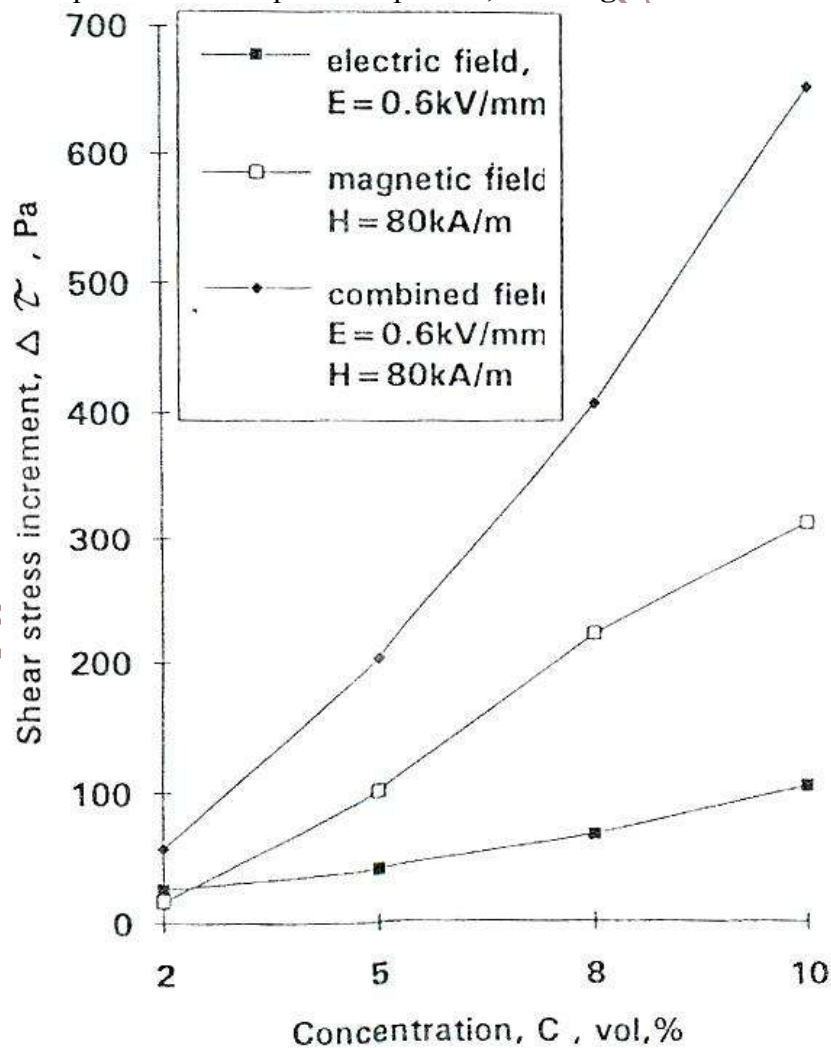


Fig.3.15 Efectul concentrației fazei solide asupra proprietăților reologice ale unui fluid ER, la diverse câmpuri aplicate

3. Fluide electroreologice

Pentru vizualizarea proceselor care se produc în fluidele ER trebuie concepute sisteme speciale, cum ar fi cel ilustrat în Fig.3.16.

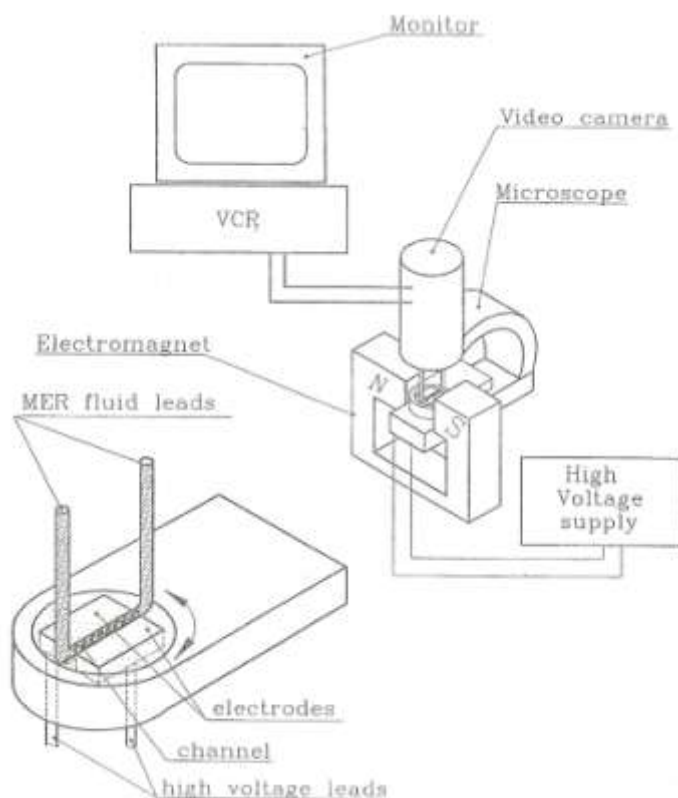


Fig.3.16 Sistem de înregistrare video

Se observă că sub efectul câmpului electric, au naștere lanțuri structurale fine și relativ subțiri, în Fig.3.17(a), care se întind pe tot spațiul dintre electrozi. Câmpul magnetic produce agregate alungite, compacte, care nu se ating, în Fig.3.17(b). În fine, Fig.3.17(c) sunt prezentate efectele cumularii câmpurilor electrice și magnetice. Se observă formarea unor agregate compacte care se ramifică peste golul dintre electrozi.

3.2.3 Fluide ER cu particule polimerice

Primele fluide ER se bazau pe absorbția apei de către silica gel, aflat în soluție de 1-5 %. Adiția de polixiloxani funcționali speciali a fost de importanță critică pentru îmbunătățirea stabilității la sedimentare a silica gelului. Fluidele ER bazate pe silica gel au următoarele:

- Avantaje: 1-tensiuni de forfecare ridicate; 2-valori scăzute ale rezistenței minime de câmp
- Dezavantaje: 1-vâscozitate ridicată la câmp electric nul; 2-conductivitate relativ ridicată; 3-sunt abrazive; 4-predispușe la sedimentare și stabilizare.

Pentru a evita aceste dezavantaje s-a dezvoltat o nouă generație de fluide ER care au:

Formarea structurilor columnare poate fi urmărită pe monitor. Microscopul permite înregistrarea filmelor, la puteri de mărire de 200x, pe secțiunea unui canal de 0,5 x 2 mm. Aplicarea concomitentă a câmpului electric, sub efectul înaltei tensiuni dintre conductori și a câmpului magnetic, produs de magnetul permanent produce efectele prezentate în Fig.3.17.

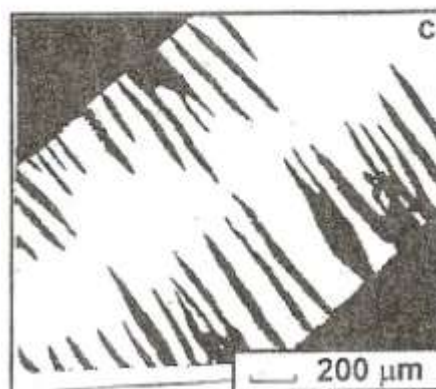
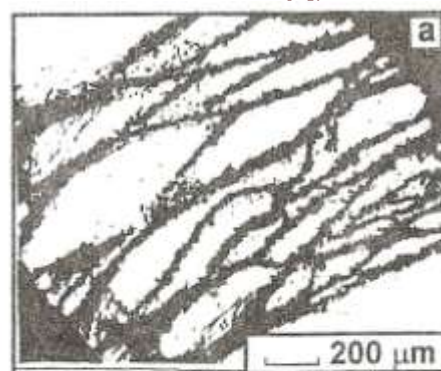


Fig. 3.17 Micrografii optice: (a) în câmp electric $E=1$ kV/mm; (b) în câmp magnetic $H=160$ kA/m; (c) în câmp combinat electric $E=1$ kV/mm și magnetic $H=160$ kA/m

- ❖ scopuri primare: 1-stabilitatea; 2-efect ER reproductibil; 3-lipsa apei; 4-fază dispersă neabrazivă
- ❖ scopuri secundare: 1-vâscozitatea scăzută la câmp electric zero; 2-conductivitate redusă; 3-interval larg de temperatură efectivă

Se constată că criteriile de importanță practică au prioritate față de criteriul maximizării efectului ER. *Fazele dispersate*, din componența fluidelor ER, pot fi anorganice sau organice, caz în care mai sunt numite și conductori organici. **Fig.3.18** prezintă câteva exemple de faze dispersate în fluidele ER, a căror polarizare poate fi explicată printr-un mecanism de conducție ionică.

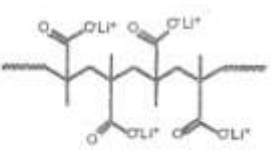
Materiale anorganice	Mecanisme importante
<ul style="list-style-type: none"> - zeoliti - aluminosilicati - hidroxizi metalici 	<ol style="list-style-type: none"> 1) Polarizarea ionilor este asistata prin prezenta apei 2) Cationii dopanti sunt conductori 3) Stabilizare printr-o matrice ionica de contraioni 
Materiale organice <ul style="list-style-type: none"> - polimeri conductori (dopati) - polielectroliti, cum ar: polimetacrilatul de litiu polisulfonat stiren de sodiu. 	

Fig.3.18 Exemple de faze dispersate în fluidele ER pe baza mecanismelor de conducție ionică

Printre fazele anorganice, aluminosilicații au cele mai mari efecte ER deoarece conțin defecte de rețea care permit mobilitatea ionilor sau sunt dopate cu cationi. Hidroxizii metalici prezintă efecte ER ridicate dacă sunt activați cu apă sau cu solvenți lichizi care facilitează mobilitatea ionilor. Printre fazele organice se remarcă sistemele pe bază de polielectroliti care sunt activate cu apă pentru accentuarea efectului ER. În Fig.3.18 este redată structura polimetacrilatului de litiu. În stare de pulbere uscată, particulele de Li sunt puternic legate de grupurile carboxilat care se dizolvă la adăugarea apei, eliberând ionii de Li.

Polimerii pe bază de polieteri funcționali pot fi ramificați cu ajutorul izocianatilor pentru a forma elastomeri pe bază de poliuretani.

Un interes deosebit îl prezintă sistemele care conțin fragmente de oxid de polietilenă (PEO). Înalta capacitate a segmentelor de PEO de a dizolva atomi metalici este un rezultat al interacțiunii dintre perechile de electroni și oxigen. S-a utilizat *eterul 18-coroană-6*, ca agent de legătură între ionii de litiu și de sodiu, datorită *aranjamentului circular avantajos* al atomilor de oxigen care coordonează cationii metalici.

În **Fig.3.19** sunt reprezentate structura agentului *eter 18-coroană-6* și interacțiunea acestuia cu ionii de litiu.

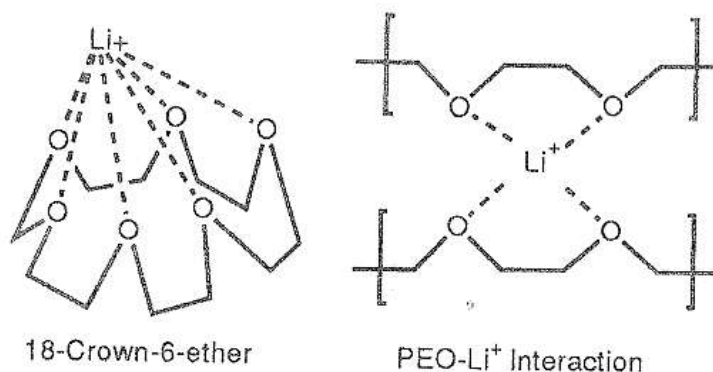


Fig.3.19 Reprezentare schematică a interacțiunii polieter: Li⁺

3. Fluide electroreologice

Structuri similare, în care un cation metallic central este înfășurat într-un lanț elicoidal de PEO, s-au observat și la complexele cristaline formate de oligomerii de elilen glicoli și săruri de metale alcaline. După o cercetare îndelungată a structurii și proprietăților poliuretanilor, s-a reușit optimizarea rețelei polimerice pentru controlul mobilității ionilor, rezultând o nouă *metodă de control al polarizării fazelor disperse din fluidele ER*. Proprietățile electrice și mecanice ale fazelor dispersate în fluidele ER pot fi variate în limite largi. Unele exemple de structură și proprietăți ale fazelor de poliuretan, dispersate în fluidele ER, sunt ilustrate în Fig.3.20.

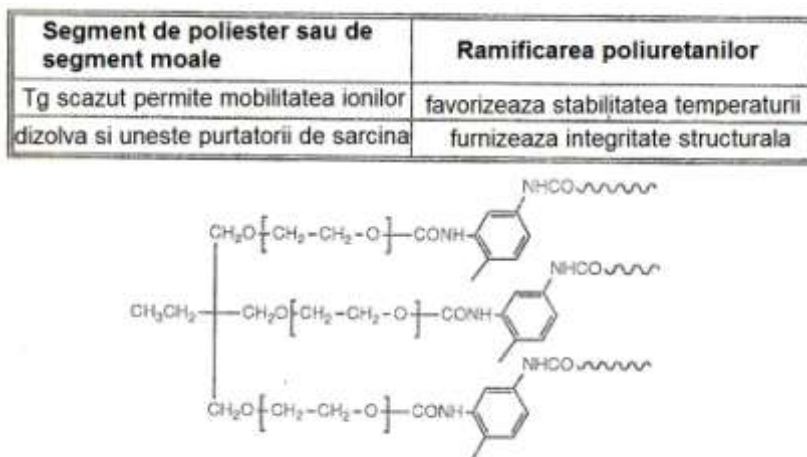


Fig.3.20 Exemple de structură și proprietăți ale fazelor dispersate de poliuretan în fluidele ER

Particulele prezente în fluidele ER pot fi sub formă:

1. dispersată, cu caracteristicile:

- poliuretani ramificați care conțin săruri dispersate;
- fracțiunea de fază solidă cca. 60 %;
- dimensiunea particulelor între 3-5 μm;
- densitatea aparentă 1,09

2. continuă, cu caracteristicile:

- ulei de polidimetilsiloxan cu agenți de dispersare din siliciu;
- conține stabilizatori
- densitatea aparentă 0,917

În cazul fazelor continue se utilizează *Si* datorită înaltei sale stabilități și al coeficientului de temperatură scăzut al vâscozității. Stabilitatea la sedimentare este asigurată de agenți speciali de dispersare și de stabilizatori. Fig.3.21 ilustrează dependența de temperatură a vâscozității fluidelor ER la câmp electric zero, pentru diverse fracțiuni de volum ale fazei dispersate.

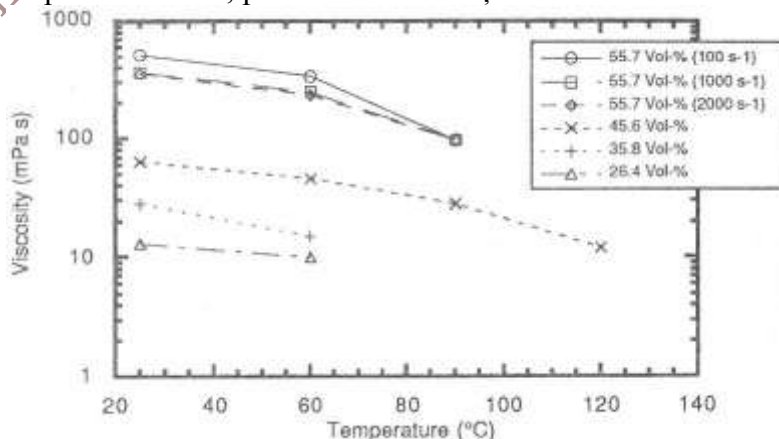


Fig.3.21 Efectul temperaturii și a fracțiunii de volum a particulelor solide de poliuretan asupra vâscozității de câmp zero

În general, vâscozitățile sunt destul de scăzute (sub 500 mPa·s), dacă se ține seama de fracțiunile ridicate de volum ale fazei dispersate. Se constată că dependența vâscozității de temperatură se accentuează odată cu creșterea fracțiunii de volum de fază solidă. În plus, s-a constatat că vâscozitatea este independentă de viteza de forfecare până la fracțiunea de volum de 45,6 %. La o fracțiune de 55,7 % s-a observat o subțiere prin forfecare (scăderea vâscozității la creșterea vitezei de forfecare de la 100s^{-1} la 2000s^{-1}). Intervalul optim al fracțiunii de volum a fost 40-50 %.

Fig.3.22 prezintă *reacția electoreologică* a unui fluid ER cu particule disperse de poliuretan (PU-ERF) care a fost optimizat pentru a prezenta efect ER maxim între 60-100°C (aplicații la temperaturi ridicate).

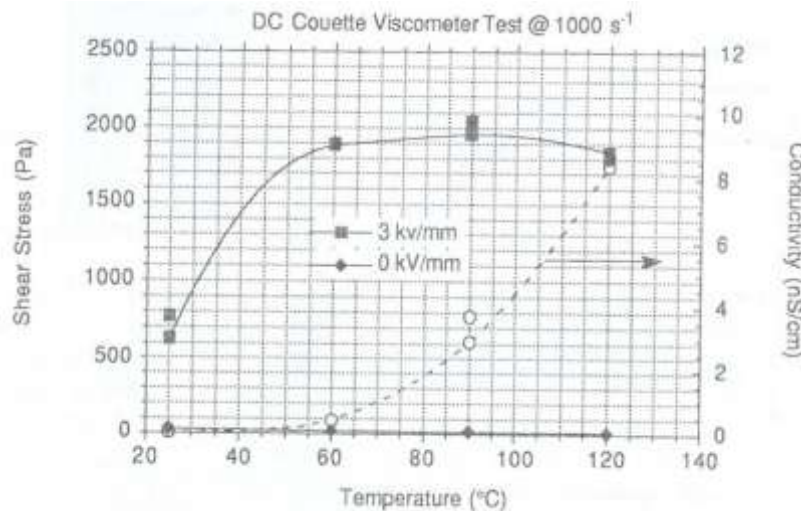


Fig.3.22 Comportare ER a fluidului pe bază de poliuretan, pentru aplicații la temperaturi înalte

Caracteristica sistemelor de PU este vâscozitatea lor la câmp zero foarte scăzută și conductivitatea lor relativ ridicată. O vâscozitate de câmp zero scăzută combinată cu o reacție ER relativ ridicată asigură un interval relativ larg de comutație pentru fluidul ER. Așa-numitul factor de comutație are valori între 10, la 25°C, până la aproximativ 200 la 90°C. În intervalul 100-120°C factorul de comutație crește exponențial și din acest motiv PU-ERF nu sunt utilizate la aceste temperaturi. Reacția ER apare la un câmp electric aplicat de 1 kV/mm și crește liniar odată cu creșterea tensiunii câmpului, peste această valoare. PU-ERF poate fi formulat și pentru aplicații la temperatura ambiantă (aplicații la temperaturi scăzute). Reacția ER a unui astfel de fluid este redată în **Fig.2.23**.

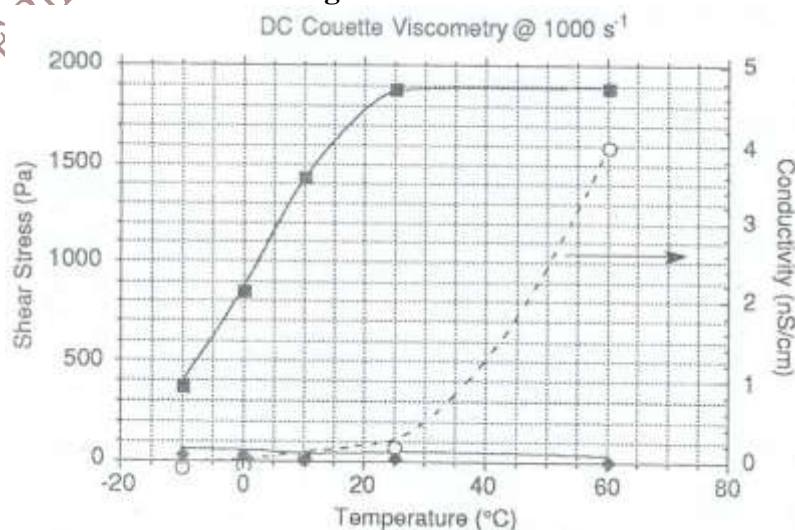


Fig.3.23 Comportare ER a fluidului pe bază de poliuretan, pentru aplicații la temperaturi scăzute

3. Fluide electroreologice

În acest caz, tensiunea maximă de forfecare este atinsă la temperatura camerei. Factorul de comutație și conductivitatea sunt comparabile cu cele întâlnite la aplicațiile pentru temperaturi ridicate.

Totuși se remarcă translarea reacției ER, cu cca. 35°C , spre temperaturi **mai scăzute**. S-a constatat atingerea unui factor de comutație de 7-8, la o temperatură de -10°C . Această particularitate este **foarte utilă** pentru aplicațiile care necesită reacții moderate la temperaturi scăzute.

Rezultate remarcabile s-au obținut prin utilizarea particulelor de radical de poliantracen chinonă (PAnQR), cu diametre sub $38\ \mu\text{m}$, dispersate, în diferite fracții de volum, în uleiuri siliconice cu vâscozități diferite.

La aplicarea câmpurilor electrice s-a constatat că PAnQR dezvoltă structuri columnare care evoluează în timp, în mod diferențiat, pentru câmpuri aplicate brusc (direct) și câmpuri aplicate progresiv, după cum prezintă micrografiile optice din Fig.3.24.

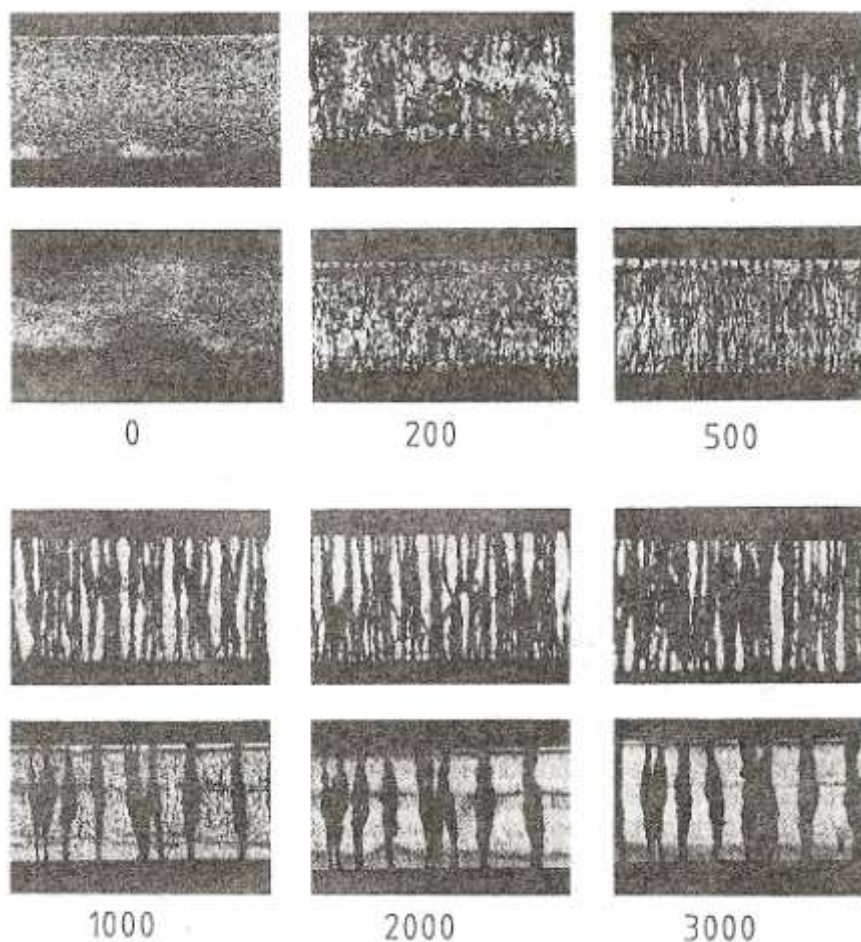


Fig.3.24 Dezvoltarea structurilor columnare în câmpuri electrice (s-a notat tensiunea, în V, la un interstițiu de 1 mm) pentru un fluid ER de 5 % PAnQR/ silicon. Sus: efectele aplicării directe a câmpului electric la valoarea maximă; Jos: efectele aplicării progresive, în pași de 0,2, 0,3, 0,5 și apoi 1 kV, echilibrul fiind atins într-un singur stagiu și fiecare dintre stagiile metodelor alternative în mai multe etape

Se observă că aplicarea progresivă a câmpului electric produce o structură mult mai grosolană și că aplicarea directă produce apariția mai multor coloane care sunt mai fine.

După ce s-a observat că modul de aplicare a câmpului (brusc sau treptat) poate afecta reacția ER, s-a observat că același efect există și la nivel de permitivitate electrică.

Fig.3.25 arată variația incrementelor dielectrice, $\Delta\epsilon_r$, ale fluidelor PAnQR/ silicon, evaluată prin intermediul arcelor de cerc Cole-Cole, este mai puternică atunci când, de exemplu, un câmp electric de curent continuu este aplicat direct, într-o singură etapă.

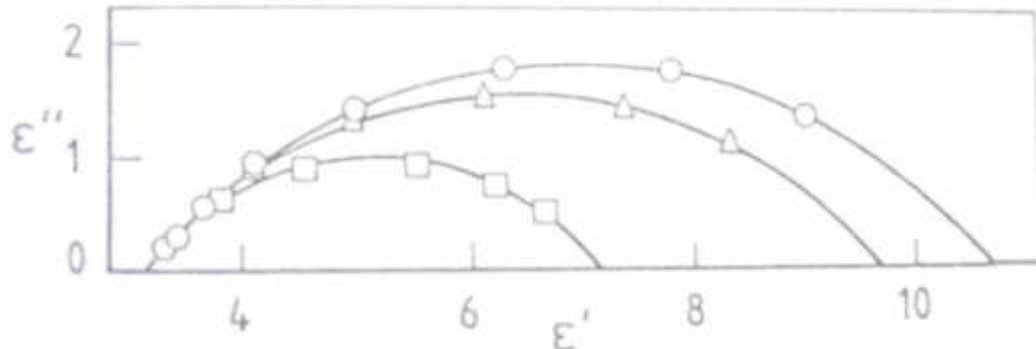


Fig.3.25 Grafice Cole-Cole pentru fluidele PAnQR/ silicon fără câmp aplicat (□), sub efectul unui câmp de 1kV/mm aplicat brusc (○) și în etape progresive de 100 V/mm (Δ). Incrementul dielectric, $\Delta\epsilon_r$, este lungimea arcului de cerc Cole-Cole

Efecte similare se constată și în ceea ce privește câmpurile de curent alternativ. Deși s-a constatat că vâscozitatea are un efect slab asupra incrementului dielectric, *variația fracțiunii de volum are un efect puternic asupra lui $\Delta\epsilon_r$* , după cum arată **Fig.3.26**.

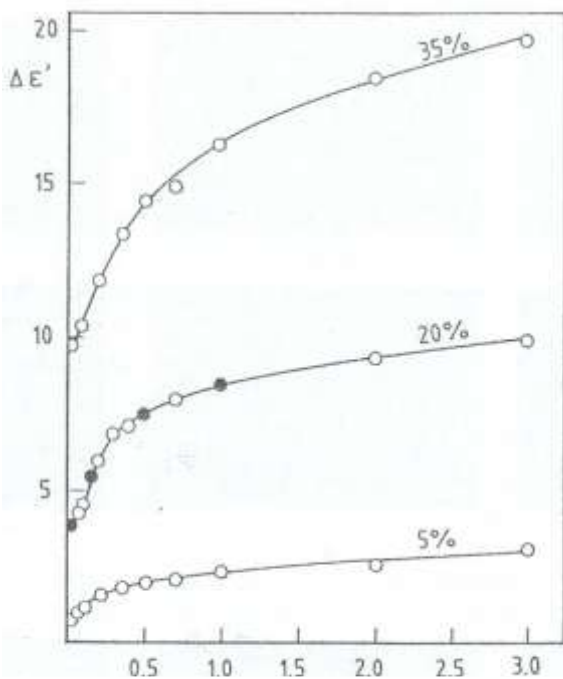


Fig.3.26 Efectul modificării fracțiunii de volum al particulelor asupra variației incrementului dielectric, $\Delta\epsilon_r$, în funcție de câmpul electric aplicat, la fluidele ER PAnQR/ silicon, cu aplicarea câmpului într-un singur stagiu

Din punct de vedere al frecvenței de relaxare, f_R , **Fig.3.28** arată că variația fracțiunii de volum de PAnQR are un efect des-tul de redus asupra influenței câmpului electric, aplicat într-o singură etapă.

Considerând că mecanismul de polarizare al fluidelor PAnQR/ silicon este de tip interfacial, cu migrația sarcinii electronice pe limita particulă/ fluid, atunci *incrementul dielectric este mult mai mare în cazul formării unui număr mare de structuri aliniate*, cum se întâmplă la aplicarea câmpului într-o singură etapă. Acest rezultat este ilustrat în **Fig.3.27** unde cercurile goale corespund aplicării unice iar cele pline aplicării treptate a câmpului electric.

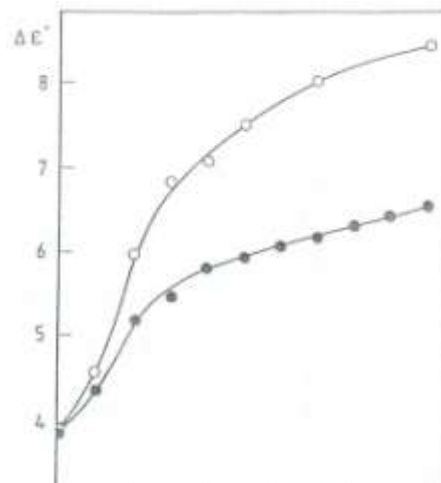


Fig.3.27 Rezultatul diferitelor metode de aplicare a câmpului electric asupra variației lui $\Delta\epsilon_r$ cu câmpul electric, pentru 20 % PAnQR într-un fluid silionic cu vâscozitatea de 98 mPas. (○) corespunde câmpului aplicat într-un singur stagi, (●) corespunde aplicării în etape de 100 V/mm

3. Fluide electroreologice

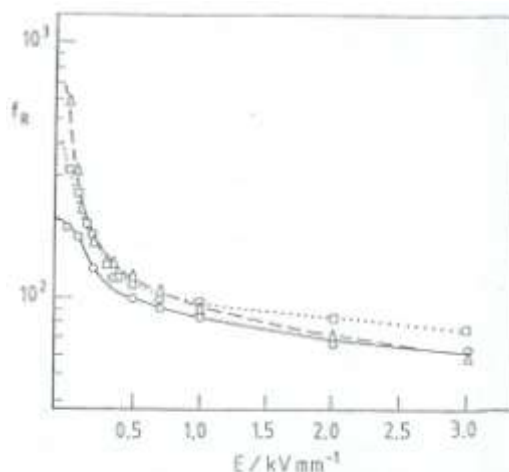


Fig.3.28 Frecvențe de relaxare (f_R) pentru câmpul electric aplicat într-un singur stagiu, la fluidele ER de PANOR/ silicon cu diverse fracțiuni de volum: 5 (\square); 20(\circ) și 35 % (Δ)

3.2.4 Fluide ER criogenice

Fluidele ER criogenice utilizează gaze lichefiate (N_2 , O_2 , H_2 , He, etc.) și au un puternic potențial aplicativ datorită reducerii substanțiale a mișcării browniene, care apare la temperaturi de ordinul a 100 K. Unul dintre cele mai importante fluide ER criogenice este **combustibilul de rachetă**. Acesta este compus dintr-o suspensie vâscoasă de pulbere de aluminiu și oxigen lichid. Oxidul de aluminiu depus la suprafața particulelor formează un strat dielectric izolator care împiedică formarea unui scurt-circuit, la aplicarea câmpului electric. Diferența dintre constanta dielectrică ridicată a Al și constanta scăzută a O_2 lichid, dă naștere unei puternice reacții ER.

Primele experimente au utilizat N_2 lichid în loc de O_2 , pentru a evita riscurile de explozie. Pulberea de aluminiu cu diametrul de cca. 10 μm , a fost înmuiată în soluție apoasă de Na_2CO_3 , uscată în aer și încălzită în N_2 până la 400 $^{\circ}C$, pentru formarea $Al(OH)_3$ care se descompune în Al_2O_3 , la încălzire. În fluid s-a folosit concentrația de 20 %. Utilizând instalația din Fig.3.29, s-a aplicat un AC cu $f=60$ Hz.

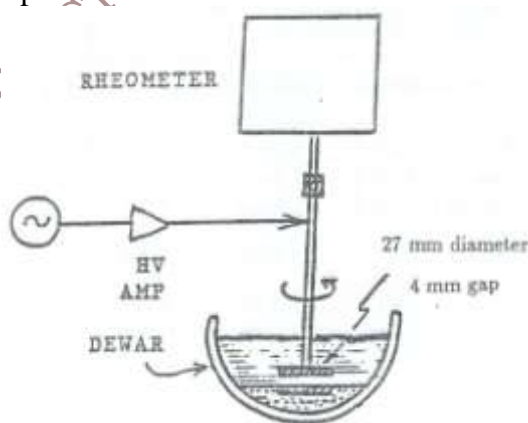


Fig.3.29 Schema instalației experimentale pentru determinarea reologiei fluidelor ER criogenice

La 6 kV/cm au început să se formeze primele lanțuri care s-au întins între electrozi la 8,3 kV/cm și au putut fi ridicate la 10 kV/cm. **Dimensiunile maxime** ale coloanelor de particule au fost atinse la **10,7 kV/cm**, unde s-a obținut un efect ER foarte puternic. La *reducerea treptată* a câmpului coloanele au persistat până la 3,3 kV/cm.

3.2.5 Fluide ER de uz comercial

O clasă de fluidele ER devenite de uz comercial sunt produse de Lord Corporation sub

denumirea comercială de VersaFlo™ Controllable Fluids cu codurile ER-100, ER-200 și ER-201.

VersaFlo™ ER-100 este versiunea optimizată a lui ERX02 sau ER-II și este destinat controlului prin DC. Densitatea sa tipică de curent este sub $20 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ la un câmp aplicat de $4 \text{ kV}/\text{mm}$. Tensiunea curgerii aparente și vâscozitatea dinamică este de cca. 1 kPa la $4 \text{ kV}/\text{mm}$, având o vâscozitate de câmp zero de $200\text{-}300 \text{ mPa}\cdot\text{sec}$, după cum arată Fig.3.30.

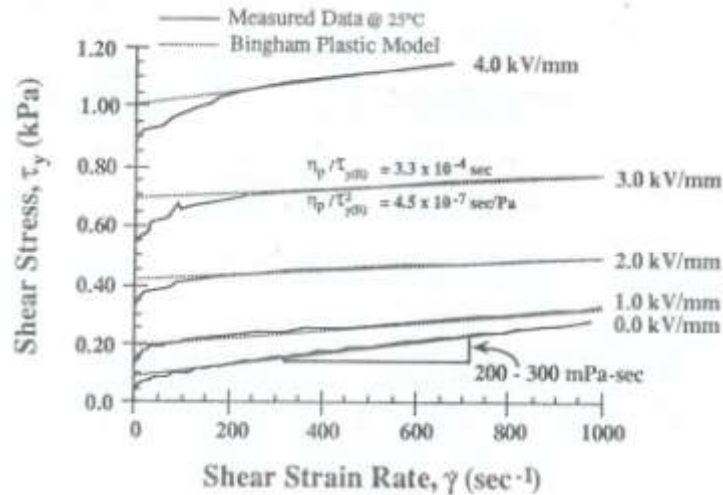


Fig.3.30 Variația tensiunii de forfecare în funcție de viteza deformației de forfecare pentru fluidul VersaFlo™ ER-100

Intervalul de temperatură recomandat pentru VersaFlo™ ER-100 este $10\text{-}90^\circ\text{C}$. În acest interval de temperatură se observă o scădere a vâscozității plastice, $\Delta\eta_p$, de 73% și o scădere a tensiunii de curgere dinamică, $\Delta\tau_{y(E)}$, de 53% , după cum indică Fig.3.31.

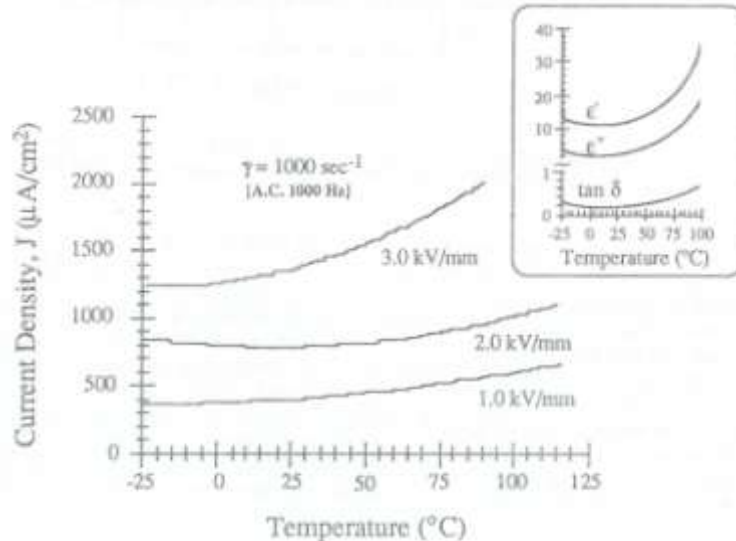


Fig.3.31 Variațiile cu temperatura ale tensiunii de curgere dinamică (linie continuă) și ale vâscozității plastice (linie punctată) pentru fluidul VersaFlo™ ER-100

Aceste scăderi însemnate sunt cauzate de reducerea polarizabilității la temperaturi ridicate, ca efect al variației conductivității electrice.

În mod surprinzător, efectul global al temperaturii asupra rapoartelor de proiectare ale vâscozității și tensiunii de curgere, $\eta_p/\tau_{y,d}$ și $\eta_p/\tau_{y,d}^2$, este neglijabil, din cauza variațiilor concomitente ale vâscozității și tensiunii de curgere plastice. Aceste rapoarte sunt prezentate în medalioanele din Fig.3.31. Fluidele VersaFlo™ ER-200 și 201 sunt de natură anhidră și necesită control prin intermediul AC, pentru împiedicarea producerii fenomenului de

3. Fluide electroreologice

electroforeză a particulelor (migrarea particulelor încărcate electric spre anod sau catod, la trecerea unui curent electric). Funcționarea optimă a acestor fluide s-a obținut pentru curenți cu frecvențe de cel puțin 500 Hz și variație pătratică, alternativă. După cum arată **Fig.3.32**, densitatea de curent a fluidului VersFlo™ ER-200 este relativ constantă pe intervalul util de temperatură, -25 ... 125°C, sub efectul unui curent alternativ de 1 kV/mm, la o frecvență de 1 kHz.

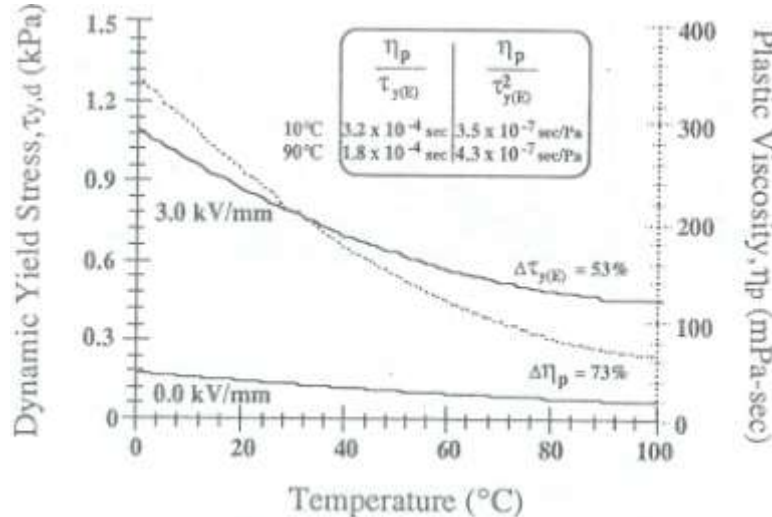


Fig.3.32 Variția densității de curent a fluidului VersFlo™ ER-200, în funcție de temperatură

În medalioul din cadrul Fig.3.32 este prezentată și variația constantelor dielectrice. Se observă că factorul real (ϵ' , de înmagazinare) și cel imaginar (ϵ'' , de pierdere) ai permitivității electrice complexe cresc odată cu creșterea temperaturii. Cu toate acestea, frecarea internă, $\text{tg}\delta$, se menține relativ constantă.

În **Fig.3.33** este prezentată variația tensiunii de forfecare a fluidelor VersaFlo™ ER-100 și ER-200, în funcție de temperatură, la o viteză de forfecare de 500 s^{-1} .

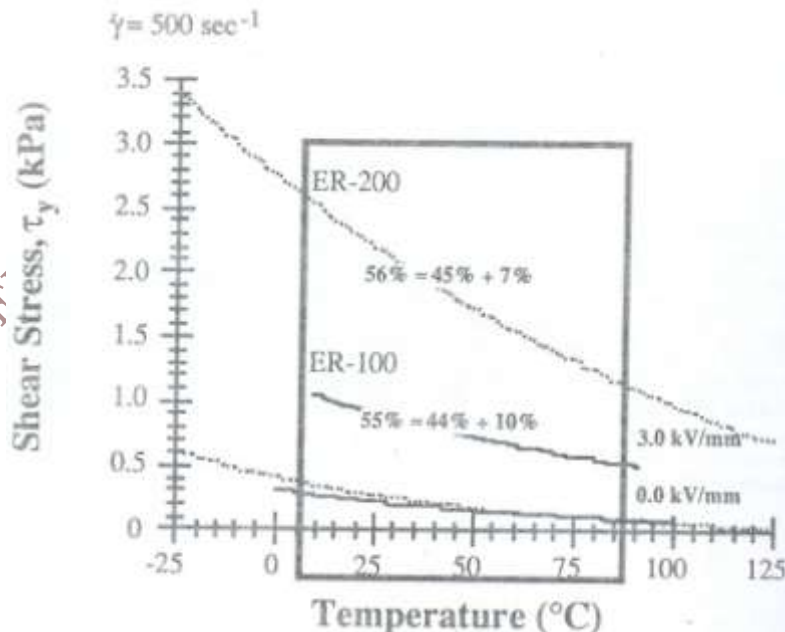


Fig.3.33 Variația în funcție de temperatură a tensiunii de forfecare la 500 Hz pentru fluidele VersaFlo™ ER-100 (linii continue) și ER-200 (linii punctate)

Pentru comparație, s-au prezentat variațiile tensiunii de forfecare pentru cele două fluide pe intervalul de temperatură de 10-90°C, pe care ambele sunt utilizabile. La ambele fluide s-a observat o scădere a tensiunii de forfecare de cca. 55-56%. Asta înseamnă că un dispozitiv

care utilizează fluidele respective, la o viteză de forfecare de 500s^{-1} , trebuie să poată compensa o pierdere de forță cca 55 %, atunci când temperatura crește de la 10 la 90°C . Din scăderile totale ale tensiunii de forfecare, s-a stabilit că 44-45 % provin din reducerea tensiunii de curgere dinamice ($\Delta\tau_{y(E)}/\tau_y$) și 7-10 % din reducerea componentei vâscoase ($\Delta\eta_p/\Delta\tau_y$), conform ecuației de mai jos, obținută prin împărțirea formulei lui Bingham, din ecuația (3.1) la tensiunea de curgere la forfecare.

$$\left(\frac{\Delta\tau_y}{\tau_y} = \frac{\Delta\tau_{y(E)}}{\tau_y} + \frac{\Delta\eta_p\dot{\gamma}}{\tau_y}\right)_{\Delta T} \quad (3.3)$$

3.3 Mecanismul fizic al fenomenului ER

3.3.1 Simularea formării structurii solide în fluidele ER

Cunoașterea structurii fluidelor ER este esențială pentru înțelegerea mecanismului fizic al fenomenului care guvernează proprietățile acestor fluide. La aplicarea câmpului electric, particulele se aliniază formând lanțuri, coloane și *in extremis* o structură tetragonală cu volum centrat (tvc). Pentru a simula formarea structurilor ordonate în fluidele ER s-a pornit de la modelări 2-D. Rezultatele sunt prezentate în **Fig.3.34**.

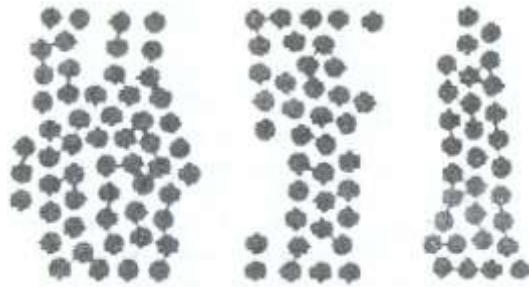


Fig.3.34 Rețeaua triunghiulară compactă obținută la simulările 2-D care țin cont și de fluctuațiile termice

Dacă fluctuațiile termice din fluidele ER sunt ignorate, simulările au indicat formarea unor structuri cu lanțuri unice separate. Dacă, între ipotezele inițiale sunt incluse și fluctuațiile termice, în 2-D se obține o rețea triunghiulară, singura structură compactă bi-dimensională existentă, ca în modelele din Fig.3.34.

La simulare s-a luat în considerare o suspensie monodispersă (un singur diametru) de particule dielectrice sferice într-un lichid neconductiv. Particulele au diametrul σ și constanta dielectrică ϵ_p . Lichidul are constanta dielectrică ϵ_f și vâscozitatea η . Sistemul este menținut între *doi electrozi paraleli* considerați plani descriși prin $z=0$ și $z=L$. Când nu există tensiune aplicată particulele sunt distribuite întâmplător prin tot fluidul. În câmp electric, fiecare particulă capătă un moment dipolar indus, $p=\alpha\epsilon_f(\sigma/2)^3E_{loc}$, în care $\alpha=(\epsilon_p-\epsilon_f)/(\epsilon_p+2\epsilon_f)$ iar E_{loc} este intensitatea câmpului local. Structura solidă ER este determinată de interacțiunile dipolare, forțele de antrenare vâscoasă și mișcarea Browniană. S-a observat că mișcarea termică joacă un rol foarte important în formarea structurii ER, deși raportul dintre energia electrică dipolară și cea termică este foarte ridicat, $(p^2/\epsilon_f\sigma^3)/k_B T \sim 10^6$. Se definește parametrul **B** ca **raportul dintre forța dipolară și cea Browniană**. Dacă B este foarte mic, sistemul ER nu poate ieși dintr-o groapă de potențial pentru a atinge echilibrul energetic. Dacă B este foarte mare, vibrațiile împiedică formarea structurilor solide stabile. Mișcarea unei *particule generice*, notată i , poate fi descrisă prin ecuația Langevin:

$$m \frac{d^2 r_i}{dt^2} = F_i - 3\pi\sigma\eta \frac{dr_i}{dt} + R_i(t) \quad (3.4)$$

în care F_i este forța electrică ce acționează pe particulă iar $-3\pi\sigma\eta v_i$ forța de tragere Stokes. A fost adăugată o forță Browniană întâmplătoare $R_i(t)$ care reprezintă efectul net al coliziunilor moleculelor de solvent cu particulele. Forța dipolară cu care acționează asupra unei particule aflată la distanța r_i o altă particulă aflată la distanța r_j este dată de:

3. Fluide electroreologice

$$f_{ij} = \frac{3p^2}{\epsilon_f r_{ij}^4} [e_r (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij}) - e_\theta \sin^2 \theta_{ij}] \quad (3.5)$$

în care $r_{ij}=r_i-r_j$ iar $0 \leq \theta_{ij} \leq \pi/2$ este unghiul dintre direcția z și linia ce unește centrele celor doi dipoli. Se definesc e_r vectorul unitate paralel cu r_{ij} și e_θ vectorul unitate paralel cu $e_r \times (e_r \times E_0)$. Se consideră că un dipol p , aflat în interiorul capacitorului, la distanța $r_i=(x_i, y_i, z_i)$ produce un număr infinit de imagini la $=(x_i, y_i, -z_i)$ și la $=(x_i, y_i, 2kL \pm z_i)$, pentru $k=\pm 1, \pm 2, \dots$. Forța din interacțiune dintre un dipol și o imagine are aceeași formă cu ecuația (3.5). Particula j și imaginile sale infinite produc o forță electrică asupra particulei i , de forma:

$$\begin{aligned} f_{ij,x} &= \frac{p^2}{\epsilon_f L^4} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{4s^3 \pi^3 (x_i - x_j)}{\rho_{ij}} K_1 \left(\frac{s\pi \rho_{ij}}{L} \right) \cos \left(\frac{s\pi \rho z_i}{L} \right) \cos \left(\frac{s\pi \rho z_j}{L} \right) \\ f_{ij,y} &= \frac{p^2}{\epsilon_f L^4} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{4s^3 \pi^3 (y_i - y_j)}{\rho_{ij}} K_1 \left(\frac{s\pi \rho_{ij}}{L} \right) \cos \left(\frac{s\pi \rho z_i}{L} \right) \cos \left(\frac{s\pi \rho z_j}{L} \right) \\ f_{ij,z} &= \frac{p^2}{\epsilon_f L^4} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{4s^3 \pi^3 (z_i - z_j)}{\rho_{ij}} K_1 \left(\frac{s\pi \rho_{ij}}{L} \right) \cos \left(\frac{s\pi \rho z_i}{L} \right) \cos \left(\frac{s\pi \rho z_j}{L} \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

unde $\rho_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$ iar K_0 și K_1 se numesc funcții Bessel modificate. Forța cu care acționează asupra particulei i propria sa imagine este orientată după direcția z și este dată de:

$$f_{i,z}^{self} = \frac{3p^2}{8\epsilon_f} \left(-\frac{1}{z_i^4} + \sum_{s=1}^{\infty} \left[\frac{1}{(z_i - sL)^4} - \frac{1}{(z_i + sL)^4} \right] \right) \quad (3.7)$$

Pentru simularea sferelor rigide și a pereților rigizi se introduce o forță de respingere la mică distanță dintre două particule:

$$f_{i,j}^{rep} = \frac{3p^2 e_r}{\epsilon_f \sigma^4} \exp[-100(r_{ij}/\sigma - 1)] \quad (3.8)$$

și o forță de respingere la mică distanță între particulă și electrozi:

$$f_i^{wall} = \frac{3p^2 e_z}{\epsilon_f L^4} \{ \exp[-100(z_i/\sigma - 0,5)] - \exp[-100((L - z_i)/\sigma - 0,5)] \} \quad (3.9)$$

Cu noile expresii ale forțelor, forța electrică ce acționează pe particulă devine:

$$F_i = \sum_{j \neq i} [f_{ij} + f_{ij}^{rep}] + f_i^{self} + f_i^{wall} \quad (3.10)$$

Forța distribuită întâmplător are o distribuție de tip:

$$\langle R_{i,\alpha}(t), R_{i,\alpha}(0) R_{i,\beta}(t) \rangle = 6\pi k_B T \sigma \eta \delta_{\alpha\beta} \delta(t) \quad (3.11)$$

În simulare, s-a înlocuit $R_i(t)$ cu $R_i(t, \Delta t)$ care este media lui $R_i(t)$ într-o perioadă scurtă de timp, Δt :

$$R_{i,\alpha}(t, \Delta t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} R_{i,\alpha}(t') dt' \quad (3.12)$$

$R_i(t, \Delta t)$ are o distribuție normală, $\langle R_{i,\alpha}(t, \Delta t)^2 \rangle = \Omega^2$ în care $\Omega = \sqrt{6\pi k_B T \sigma \eta / \Delta t}$ este forța la scară Browniană.

Scala intrinsecă de timp din ecuația (3.4) este $t_0 = m/(3\pi\sigma\eta)$. Considerând $t=t_0 t^*$, $F_i=F_0 F_i^*$ unde $F_0=3p^2/(\epsilon_f \sigma^4)$, $R_i=R^* i$ iar $r_i=\sigma r_i^*$, în ecuația (3.4). Transformarea de aducere la scară duce la obținerea unei noi ecuații:

$$\ddot{r}_i^* + \dot{r}_i^* = A(F_i^* + B R_i^*) \quad (3.13)$$

unde $A=F_0/[3\pi\sigma\eta(\sigma/t_0)]$ iar $B=\Omega/F_0$.

Se constată că A reprezintă raportul dintre forța dipolară și cea vâscoasă iar B raportul dintre forța Browniană și forța dipolară.

Se observă că *structura finală a fluidului ER este dependentă de valorile celor 2 constante, A și B*. La un fluid real, compus din particule de alumina în ulei petrolier, $\epsilon_f \sim 2$; $\epsilon_p \sim 8$; $\eta \sim 0,2$ poise; $\sigma \sim 10 \mu m$ iar densitatea particulelor este $\rho \sim 3 g/cm^3$. La $E_0=3 kV/mm$ și $T=300K$, fluidul ER capătă suficientă vâscozitate ca să poată fi considerat „solidificat”. În aceste condiții se estimează scala de timp $t_0=8,33 \times 10^{-7} s$ și $A \sim 10^4$. Considerând $\Delta t=0,4 t_0$, se obține $B=10^{-1}$. În

simularea propriu-zisă se iau în considerație valorile constantelor A și B. În continuare trebuie specificat criteriul δr_c . Fie δr_x cea mai mare variație de poziție a particulelor în intervalul de timp δt . Dacă $\delta r_x > \delta r_c$, atunci la continuarea simulării etapa de timp se reduce la $\delta t/d$ ($d=ct.>1$). Dacă $\delta r_x < \delta r_c$, atunci în etapa următoare etapa de timp se va mări la $c\delta t$ ($c=ct.>1$). Prin constantele c și d se controlează mărimea pașilor de simulare.

În cadrul simulării δr_x a fost relativ mare în stagiul inițial dar a devenit din ce mai redus în stagiile finale.

În cele ce urmează se consideră un ansamblu de 122 particule într-o cutie de dimensiuni $L_x=L_y=5\sigma$ și $L_z=14\sigma$. Se știe că dacă $L_z \leq 6\sigma$, structura cu un singur lanț de particule are o energie mai redusă decât coloanele groase. Din condițiile de limită pe direcțiile x și y se obține o fracțiune de volum $\varphi=0,183$.

În fiecare etapă se simulează se aplică trei parametri de ordine pentru caracterizarea structurii, cu forma generală:

$$\rho_i = \left| \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp(ib_j r_i) \right| \quad (3.14)$$

unde cei trei vectori ai celulei tvc reciproce sunt: $b_1=(2\pi/\sigma)(2e'_x/\sqrt{6}-e_z)$, $b_2=(2\pi/\sigma)(2e'_y/\sqrt{6}-e_z)$, $b_3=4\pi e_z/\sigma$. Cei trei vectori unitari reprezintă e_z -direcția câmpului electric iar e_x și e_y sunt orientați după axele celulei tvc. Parametrul de ordine ρ_3 caracterizează lanțurile de particule pe direcția z iar ρ_1 și ρ_2 caracterizează structura în planul x-y. **Fig.3.35** prezintă rezultatele din faza inițială.

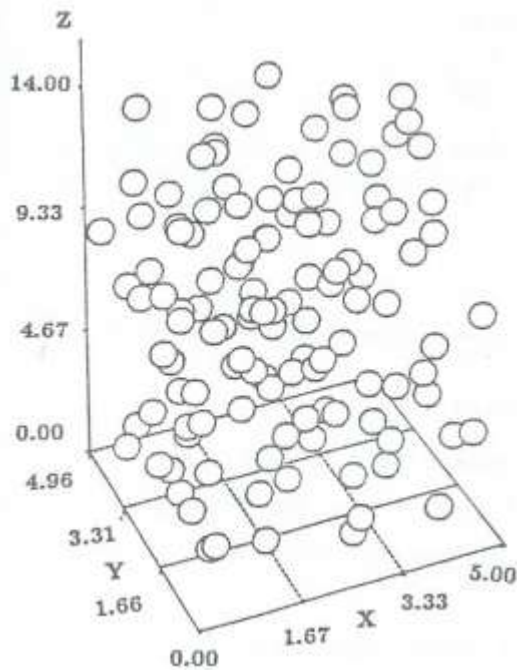


Fig.3.35 În stare inițială, particulele dielectrice sunt distribuite în mod întâmplător

Fig.3.36 că s-au format lanțuri de particule pe direcția z pentru care $\rho_3=0,617$ însă ordinea laterală este foarte slabă și din acest motiv $\rho_1=0,32$ și $\rho_2=0,16$.

Următorii 15000 de pași c este redus de la 2 la 1,1 iar d este mărit de la 2 la 3. La sfârșitul acestui interval se obține $\rho_3=0,92$ dar ρ_1 și ρ_2 se mențin în jur de 0,4-0,5.

Se observă că în Fig.3.35 particulele dielectrice sunt distribuite întâmplător iar cei trei parametri de ordine dispar. La momentul $t=0$, se aplică un câmp electric puternic iar cele două constante ating $A=10^{-4}$ și $B=10^{-1}$ și particulele încep să se miște.

Pentru primii 5000 de pași, se consideră $\delta r_c=10^{-3}\sigma$, $\delta t=0,5 t_0$, $c=2$ și $d=2$. După primii 5000 de pași (care durează cca. 10 ms), se observă din

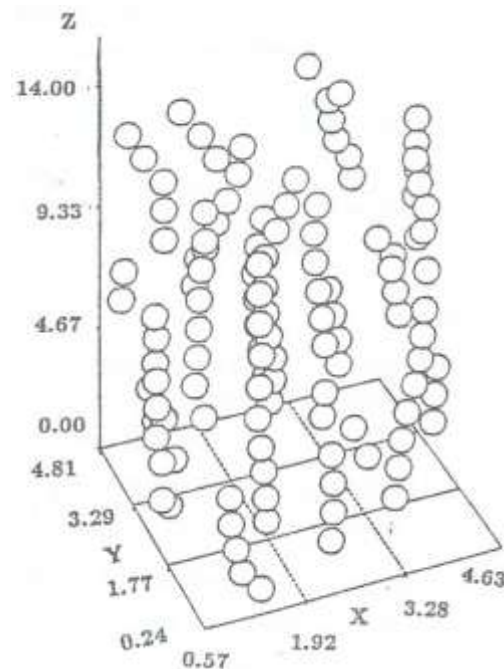


Fig.3.36 Configurația particulelor după primii 5000 de pași

3. Fluide electroreologice

Structura corespunzătoare (cu ordine aproape perfectă pe direcția câmpului) este ilustrată în Fig.3.37.

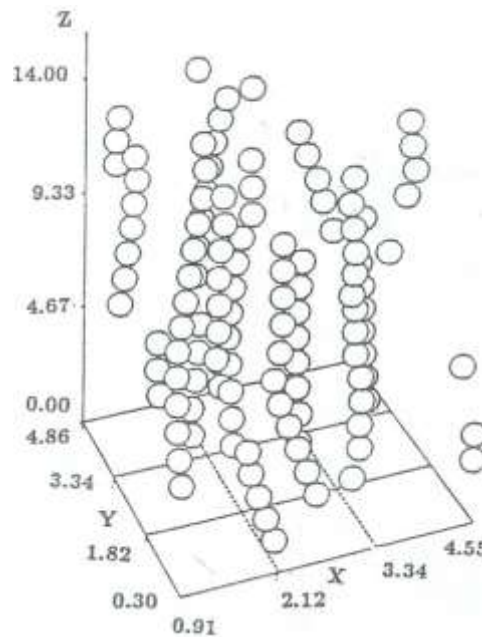


Fig.3.37 Configurația particulelor după primii 20000 de pași

După 20000 de pași δr_c este redus la $0,0005\sigma$ și se continuă simularea. Structura obținută după 90000 de pași, din Fig.3.38, arată o foarte bună ordonare pe toate direcțiile.

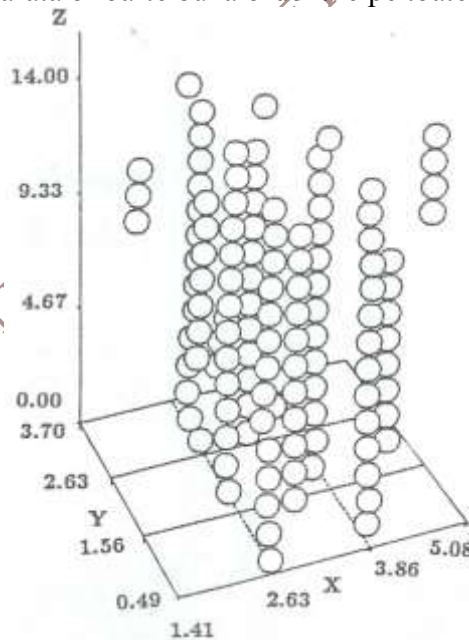


Fig.3.38 Configurația particulelor după primii 90000 de pași

Lanțurile s-au agregat într-o rețea tvc. Parametrii de ordine au devenit: $\rho_3=0,991$, $\rho_1=0,915$ și $\rho_2=0,850$.

Proiecția structurii 3-D pe planul x-y este prezentată în Fig.3.39. Se observă că pătratul marcat corespunde unei rețele tvc. Latura sa este de cca. $\sqrt{1,5}\sigma=1,225\sigma$.

Cele patru lanțuri din colțurile pătratului conțin câte 14 particule aliniate după direcția câmpului. Lanțul din mijloc are 12 particule împachetate compact cu cele patru lanțuri vecine (din colțuri). Această structură este o rețea ideală tvc dacă lanțului din mijloc nu-i lipsește nici o particulă.

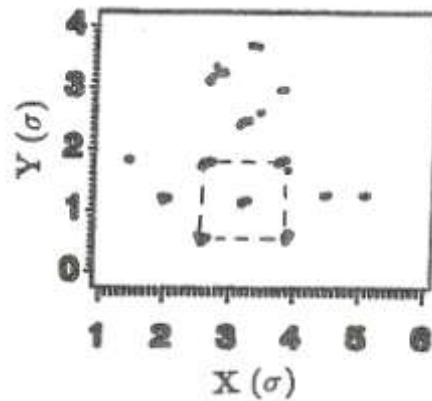


Fig.3.39 Proiecția configurației din Fig.3.38 pe planul xOy

Punctele groase din Fig.3.39 arată faptul că particulele sunt foarte bine aliniate pe direcția z, a câmpului electric aplicat.

3.3.2 Modelul de conducție al efectului ER

Ținând cont de importanța conducției atât în curent continuu cât și în curent alternativ la frecvențe mici, a fost dezvoltat un model prin care interacțiunea dintre particule este controlată prin intermediul conductivității.

Se consideră particule de permitivitate ϵ_s și conductivitate σ_s , imersate într-un lichid cu ϵ_L și σ_L . Sub efectul unui câmp electric de curent continuu, E_0 , se formează un dipol electric care este paralel cu câmpul dacă $\sigma_s > \sigma_L$ și antiparalel dacă $\sigma_s < \sigma_L$. În ambele cazuri particulele se atrag formând lanțuri. Considerând două sfere de rază R , cu conductivitate mult mai mare decât lichidul în care se află, $\sigma_s \gg \sigma_L$. După cum prezintă Fig.3.40(a) liniile de câmp se strâng în zona de contact.

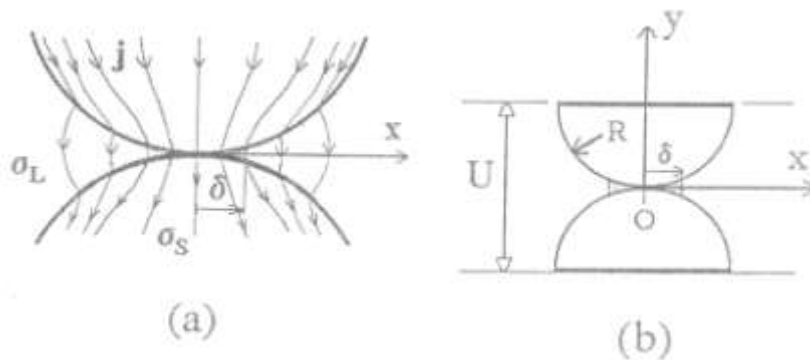


Fig.3.40 Ilustrare schematică a celor două emisfere în contact: (a) dispunerea liniilor de câmp în cele două medii; (b) definiția notațiilor

Se pot distinge două regiuni: 1) pentru $x > \delta$ se poate spune că suprafața sferei este echipotențială iar curentul care iese din sferă este neglijabil; 2) pentru $x < \delta$ câmpul din lichid este mai mult sau mai puțin saturat deoarece stratul de fluid este foarte subțire și majoritatea curentului traversează lichidul în această zonă. Forța de atracție dintre cele două sfere de rază R aflate sub acțiunea unui câmp electric slab E_0 este:

$$F \approx 4\pi R^2 \epsilon_L K_\Gamma^2 \Gamma^2 E_0^2 \quad (3.15)$$

unde $K_\Gamma = [\pi \ln(R/\delta)]^{-1}$, $\Gamma = \sigma_s/\sigma_L \gg 1$.

Dacă se aplică un câmp electric E_0 puternic, atunci forța de atracție dintre sfere este:

$$F = 2\pi R^2 \epsilon_L E_c E_0 \{ \ln[(10\Gamma/\pi)(2E_0/E_c)^{1/2}] \}^2 \quad (3.16)$$

unde E_c este o constantă dependentă de lichid.

Pentru măsurarea efectivă a forței s-au ales două emisfere $R=0,7$ cm, din poliamidă, ca în

3. Fluide electroreologice

Fig.3.41. S-au utilizat doi electrozi din duraluminiu, de 9 cm, distanțați la 1,4 cm.

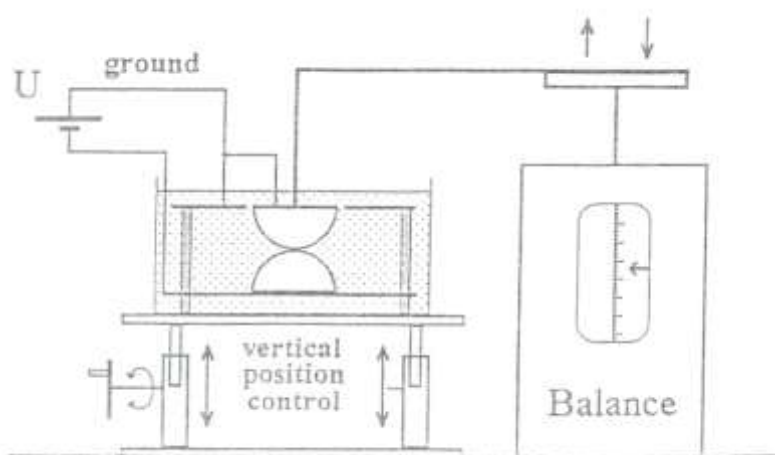


Fig.3.41 Instalație experimentală pentru măsurarea forței de atracție dintre cele 2 emisfere

Una dintre sfere este legată la pământ și la o balanță. Cea de-a doua (de jos) primește potențialul electric U . Poziția verticală a sferelor este reglabilă. Sferele sunt scufundate până când forța exercitată de balanță le face să se separe. Aceasta este forța de atracție dintre sfere, cea care se ia în considerație în experimente.

Fig. 3.42 prezintă variația forței de atracție, F , dintre cele două emisfere în funcție de tensiunea, U , pentru mai multe valori discrete ale raportului de conductivitate, $\Gamma = \sigma_s / \sigma_L$, dintre conductivitățile particulelor și lichidului.

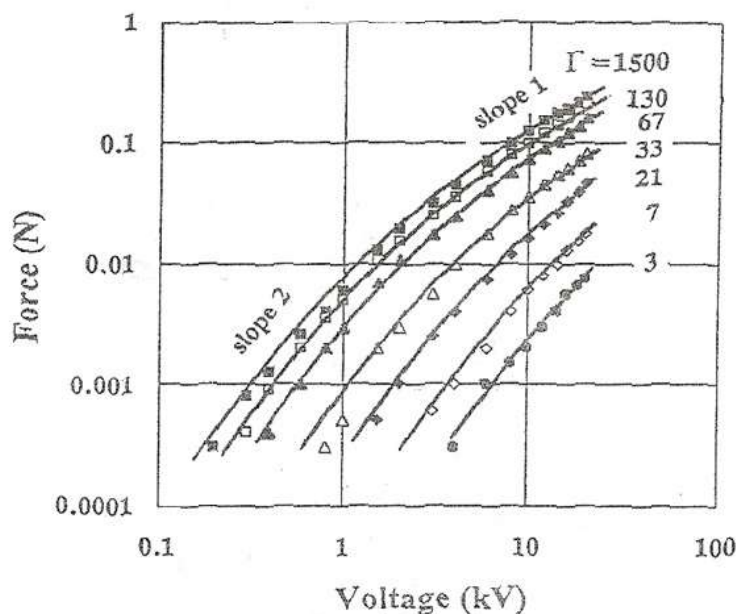


Fig.3.42 Variația forței de atracție F dintre sfere în funcție de tensiunea aplicată, U pentru diverse valori ale raportului de conductivitate Γ

Pentru valori ale lui Γ destul de ridicate forța este proporțională cu U^2 la câmpuri cu intensități scăzute ale tensiunii (slope 2) și cu U pentru câmpuri puternice (slope 1).

Aceste rezultate, marcate sub forma diferitor simboluri, sunt în totală conformitate cu ecuațiile (3.15) și respectiv (3.16), trasate cu linie continuă

Fig. 3.43 Arată valorile discrete ale forței măsurate, F , în funcție de raportul de conductivitate Γ , pentru mai multe valori diferite ale tensiunii.

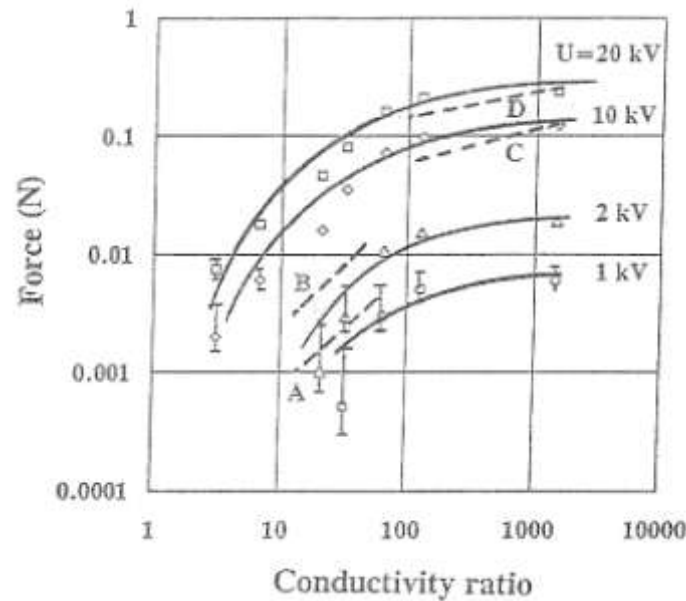


Fig.3.43 Variația forței de atracție F dintre sfere în funcție de raportul de conductivitate Γ pentru diverse valori ale tensiunii aplicate, U . Curbele întrerupte A și B corespund ecuației (3.15) iar C și D ecuației (3.16)

Se pare că există o puternică tendință de scădere a forței atunci când Γ scade sub 10.

Acest lucru arată că pentru obținerea efectului ER este necesar ca σ_S să fie mai mare decât σ_L . Un test cantitativ al ecuației (3.15) pentru $U=1$ kV și $U=2$ kV, dă o bună concordanță cu valorile experimentale pentru intervalul 15-50 al lui Γ .

Tot o bună concordanță se obține și între valorile măsurate ale forței în intervalul 100-2000 al lui Γ , atunci când se consideră valorile $U=10$ kV și $U=20$ kV ale tensiunii și valorile date de ecuația (3.16)

3.3.3 Rolul structurii suspensiilor în reacția dinamică a fluidelor ER

Pentru studierea rolului structurii suspensiilor în cadrul reacției dinamice a fluidelor ER s-a pregătit o suspensie de 20 % particule de alumina (cu dimensiuni între 63 și 90 μm și constanta dielectrică $\epsilon_p=9$) în polidimetilsiloxan (PDMS). S-au efectuat măsurători reologice dinamice, la o frecvență de 500 Hz.

Expresiile adimensionale ale modulelor de elasticitate sunt:

$$\frac{G'}{16\pi\epsilon_0\epsilon_c\beta^2E_0^2} = f_1\left(\frac{16\eta_c\omega}{\epsilon_0\epsilon_c\beta^2E_0^2}\right) \quad (3.17)$$

$$\frac{G''}{16\pi\epsilon_0\epsilon_c\beta^2E_0^2} = f_2\left(\frac{16\eta_c\omega}{\epsilon_0\epsilon_c\beta^2E_0^2}\right) \quad (3.18)$$

ceea ce arată că cele două module depind doar de frecvența ω . Rezultatele experimentale, pentru câmpuri aplicate între 300 și 2000 kV sunt prezentate în Fig.3.44.

Dacă se consideră reacția dinamică a unui șir de 10 particule aliniate în câmp electric, astfel încât să unească electrozii, unul cu altul. Pentru o astfel de structură modulul de înmagazinare, $G'(\omega)$ este independent de frecvență. Modulul de pierdere, $G''(\omega)$ este negativ dar neglijabil.

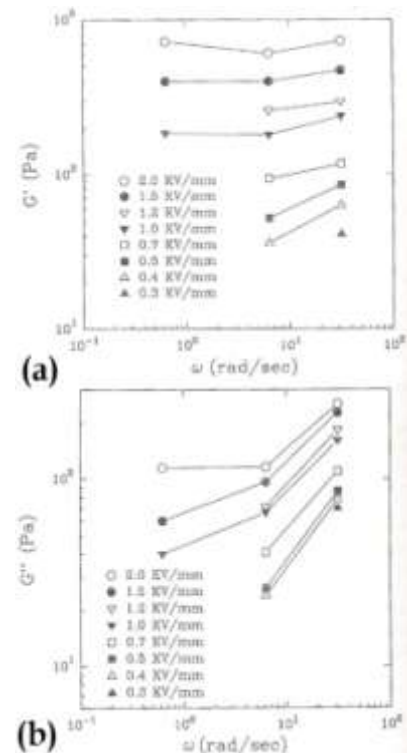


Fig.3.44 Variația modulelor de elasticitate în funcție de frecvența ω și de intensitatea câmpului electric E_0 : (a) variația modulului de înmagazinare G' ; (b) variația modulului de pierdere, G''

3. Fluide electroreologice

Pentru toate frecvențele mărimea frecării interne, este $|\tan\delta(\omega^*)| = G''^*(\omega)/G'^*(\omega) \leq 10^{-3}$.

Această situație este cauzată de mișcarea afină a sferelor care constă din deplasarea fiecărei sfere în concordanță cu curgerea de forfecare a ansamblului de sfere înconjurătoare. Din acest motiv nu există rezistență hidrodinamică și nici mecanisme de relaxare. Deoarece structura suspensiei este independentă de frecvență, nici tensiunile electrostatice și nici modulele nu sunt dependente de frecvență. Această situație este redată în Fig.3.45.

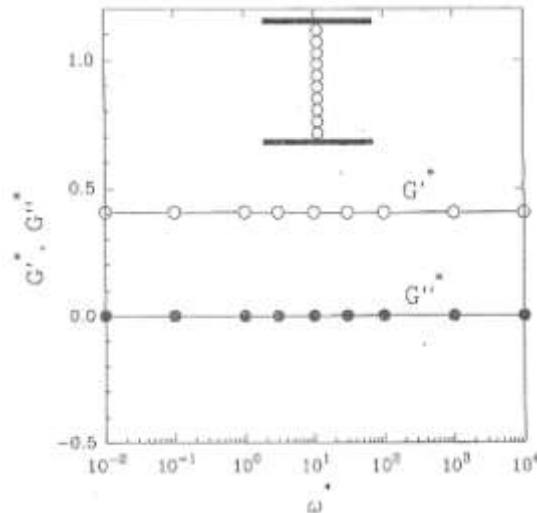


Fig.3.45 Reacția oscilatorie dinamică a unui lanț de particule cu lățimea unei singure sfere, care ocupă golul dintre electrozi

Structura din Fig.3.45 a fost o reprezentare suprasimplificată a modelelor de aranjare particulelor observate în suspensiile ER cu concentrație moderată până la ridicată. În mod curent se observă formarea unor coloane, cu lățimi de câteva particule, care se dezvoltă în golul dintre electrozi. Cea mai simplă astfel de structură consideră prezența unui șir inițial de 10 particule care devine flancat de alte două șiruri de câte 9 particule, ca în Fig.3.46.

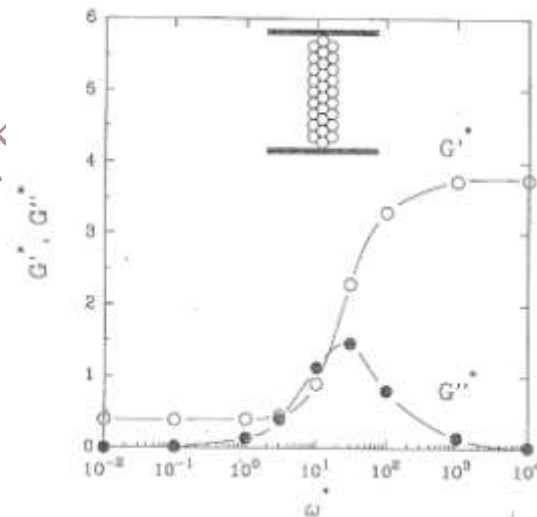


Fig.3.46 Reacția oscilatorie dinamică a unui cluster gros de 28 de sfere

În Fig.3.46 s-a reprezentat și variația modulelor de elasticitate. Modulul de pierdere variază după:

- $G''^*(\omega^*) \sim \omega^*$, la frecvențe joase
- $G''^*(\omega^*) \sim \omega^{*-1}$, la frecvențe înalte,

obținându-se o valoare maximă la frecvența adimensională $\omega^* \approx 25$. În apropierea acestei frecvențe modulul de înmagazinare crește, de la un palier scăzut la alt palier caracterizat

printr-o valoare ridicată.

Comparând cele două structuri, se poate constata că clusterul de 28 de particule prezintă o relaxare puternică, în timp ce șirul de 10 particule nu. Capacitatea de relaxare provine de la cele două șiruri suplimentare. Mecanismele de relaxare devin vizibile atunci când deplasarea sferelor individuale și deformarea globală a clusterului sunt analizate în intervale foarte mici sau foarte mari de frecvență.

La frecvențe foarte mici, deformarea este complet determinată de către sferele atașate de electrozi din cauză că rezistența hidrodinamică, întâmpinată la mișcarea sferelor, este nesemnificativă la aceste viteze de deformare.

Drept rezultat, pe sferele neatașate la electrozi, rezultanta forțelor electrostatice și de respingere este zero în orice moment, **Fig.3.47(a)**.

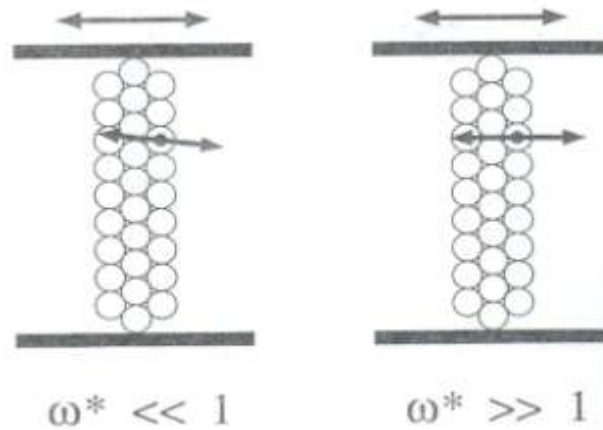


Fig.3.47 Ilustrarea structurilor dinamice ale limitelor de frecvență mică și mare pentru clusterul de 28 de sfere. Săgețile reprezintă direcțiile de deplasare ale electrozilor și ale unei anumite sfere din partea dreaptă a lanțului

La frecvențe foarte mari, mișcarea particulelor din lanțurile laterale este mult diferită, din cauza rezistenței hidrodinamice care controlează deplasarea. În orice moment va exista o componentă pe direcția z, a rezultantei dintre forțele electrostatice și de respingere, care să fie nenulă, **Fig.3.47(b)**.

Dacă se consideră o suspensie polidispersă (cu particule de diferite dimensiuni) se pornește de la ideea că, în esență, interacțiunile dintre două sfere sunt la fel, indiferent de diametrele lor. Pentru exemplificare, se analizează reacția dinamică la simulare a unei dispersii compusă din două sfere mari și treisprezece sfere mici, conform **Fig.3.48**.

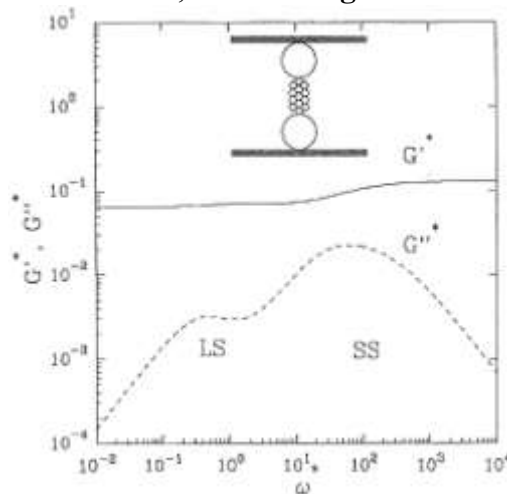


Fig.3.48 Reacția oscilatorie la simularea dinamică a unui cluster bi-dispers

Reacția oscilatorie simulată prezintă o dispersie mai mare decât cea a clusterului monodispers

3. Fluide electroreologice

din Fig.3.46, deoarece modulul de pierdere are două puncte de maxim. S-a determinat că picul de la frecvență redusă (LS) este cauzat de interacțiunile electrostatice dintre sfere mari și mici în timp ce picul de la frecvențe ridicate (SS) provine din interacțiunile dintre sfere mici. Pe măsură ce diferențele dintre diametrele sferelor devin mai mari, LS scade ca intensitate și se deplasează spre frecvența mai mici.

3.3.4 Efectele morfologiei electrozilor asupra reacției ER

În încercarea de a mări tensiunea dezvoltată prin efect ER, cu două sau trei ordine de mărime, fără a crește nivelul curentului aplicat, s-au încercat diverse soluții cum ar fi: 1-modificarea tipului și frecvenței câmpului electric aplicat; 2-controlul permitivității și conductivității electrice a particulelor și lichidului purtător; 3- controlul volumului și dispersivității particulelor, etc. Însă toate acestea ating o limită de saturație, peste care reacția ER nu se mai poate îmbunătăți.

În aceste condiții s-au căutat soluții de îmbunătățire a fixării particulelor de electrozi, în zona contact cu aceștia. În acest scop, s-au prelucrat caneluri pe suprafețele active ale electrozilor. Cu ajutorul unei suspensii de 25,3 % particule sferice cave de silice și alumina, cu diametrul mediu de 100 μm , în ulei mineral, s-a măsurat creșterea tensiunii de forfecare cu trei morfologii de electrod, conform Fig.3.49.

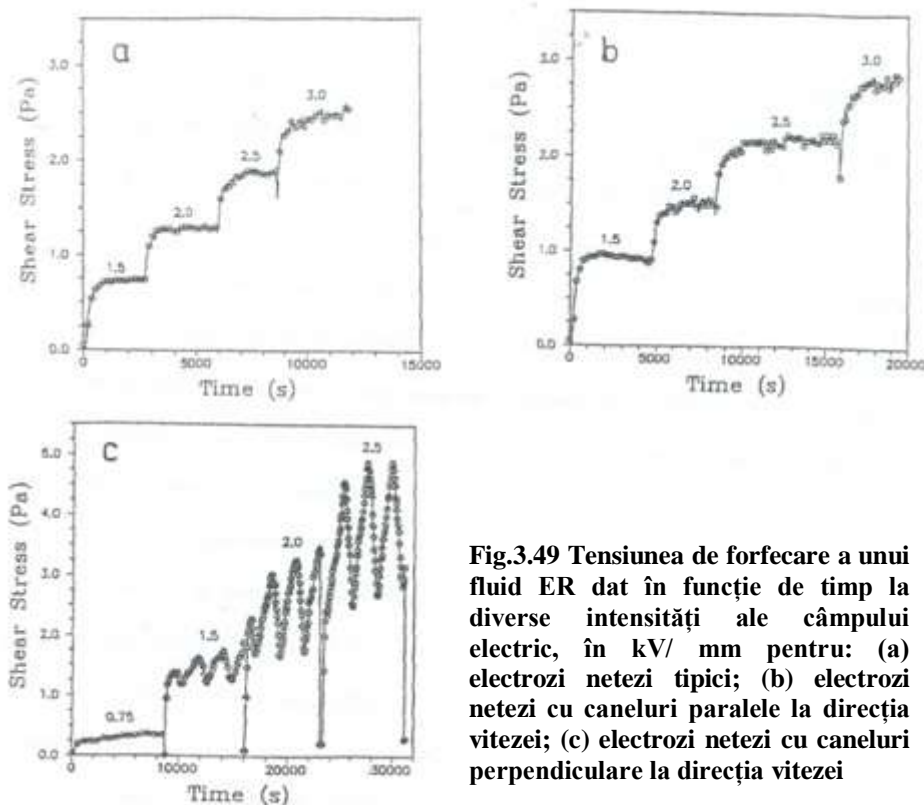


Fig.3.49 Tensiunea de forfecare a unui fluid ER dat în funcție de timp la diverse intensități ale câmpului electric, în kV/mm pentru: (a) electrozi netezi tipici; (b) electrozi netezi cu caneluri paralele la direcția vitezei; (c) electrozi netezi cu caneluri perpendiculare la direcția vitezei

Cele trei morfologii ale plăcilor de 30 mm diametru presupun ca electrozii să fie: 1- netezi, 2- cu caneluri paralele la direcția vitezei (5 cercuri concentrice adânci de 0,3 mm) și 3- caneluri perpendiculare la direcția vitezei (8 caneluri radiale adânci de 0,15 mm). Din Fig.3.49 se constată că stabilizarea se produce în mod monoton, în cazul electrozilor netezi, Fig.3.49(a) și al celor cu caneluri paralele la viteza fluidului.

În cazul electrozilor cu caneluri perpendiculare pe viteză stabilizarea monotonă se observă numai pentru $E=750 \text{ V/mm}$. La câmpuri mai mari, tensiunea prezintă o comportare repetabilă și periodică atingând o „stare oscilatorie stabilă”.

Valorile tensiunii de forfecare, caracteristice stării stabile, pentru cele trei geometrii ale

suprafeții electrozilor, sunt trasate în funcție de curent, în **Fig.3.50**.

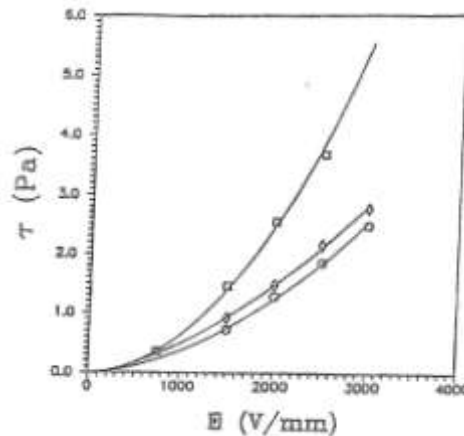


Fig.3.50 Variația valorilor medii ale tensiunii de forfecare în funcție de intensitatea câmpului electric. Pătratele corespund electrozilor cu caneluri perpendiculare pe direcția vitezei, diamantele – electrozilor cu caneluri paralele iar cercurile – electrozilor netezi tipici

Se observă clar dependența tensiunii de pătratul intensității câmpului electric. În plus, valorile tensiunii dezvoltate de electrozii cu caneluri radiale, perpendiculare pe direcția vitezei, reprezentate prin pătrate goale, sunt aproape duble față de cele obținute cu alte configurații ale suprafeții electrozilor.

3.4 Proprietățile fluidelor ER

Unul dintre scopurile primare ale cercetării-dezvoltării materialelor ER este obținerea unor fluide cu valori *cât mai mari* ale tensiunii induse prin câmpul electric aplicat. În acest scop, trebuie cunoscută comportarea elastică a fluidului ER în condițiile creșterii vâscozității. Pentru realizarea acestui deziderat a fost studiată comportarea vâscoelastică a unui fluid ER supus la deformații oscilante prin forfecare.

3.4.1 Vâscoelasticitatea fluidelor ER

S-a utilizat o suspensie de 20 % BaTiO₃ în ulei silionic care a fost studiată la temperatura ambiantă, utilizând drept electrozi mobili cilindri concenrici (geometrie Couette) sau discuri paralele. Rezultatele obținute, la aplicarea simultană a unei deformații de forfecare sinusoidală la frecvența de 1 Hz și un câmp electric sinusoidal cu frecvența de 10 Hz, sunt prezentate în **Fig.3.51**.

Se constată că o porțiune din tensiunea de forfecare este modulată la dublul frecvenței curentului aplicat, ca rezultat al interacțiunilor induse de câmp. În **Fig.3.51(a)** deformația variază liniar (regim vâscoelastic liniar) doar pentru deformații foarte mici. **Fig.3.52** prezintă variațiile mărimii tensiunii totale de forfecare $|\sigma_1^{(tot)}|$ și ale porțiunii modulate a tensiunii de forfecare $|\sigma_1^{(el)}|$ în funcție de amplitudinea tensiunii sinusoidale de forfecare, pentru diferite valori ale rădăcinii medii pătratice a câmpului electric.

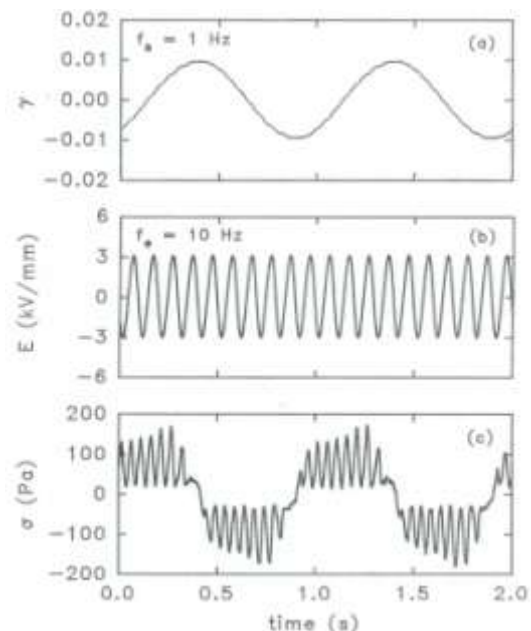


Fig.3.51 Variația în funcție de timp: (a) a deformației de forfecare, γ ; (b) a câmpului electric E ; (c) a tensiunii rezultante, σ , pentru o suspensie de 20 % BaTiO₃, cu geometrie Couette

3. Fluide electroreologice

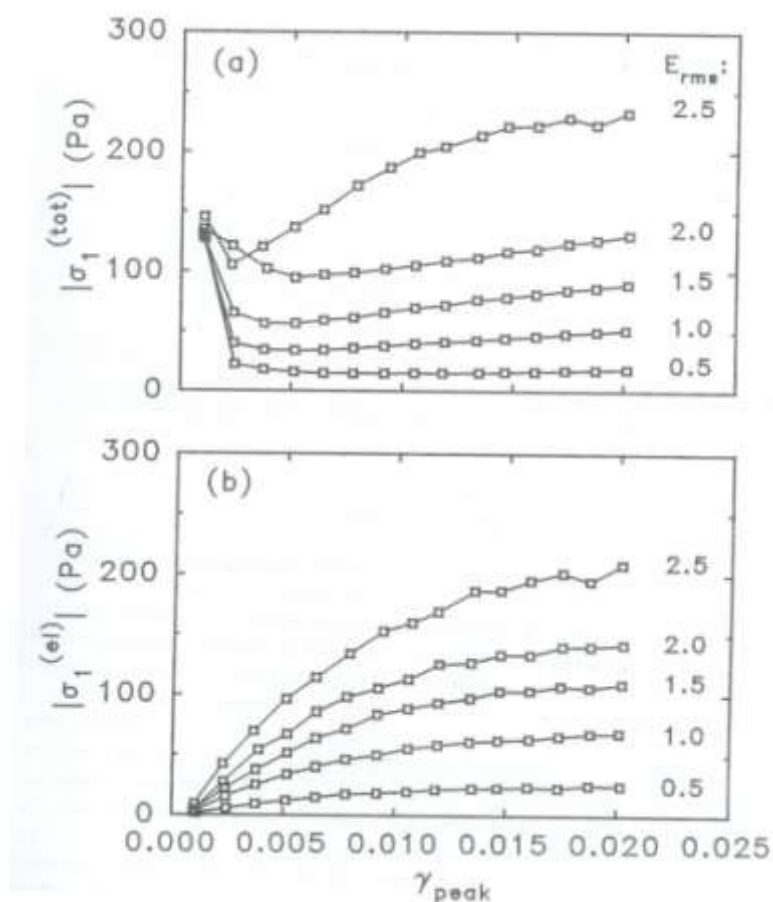


Fig.3.52 Dependența de amplitudinea de deformare a: (a) tensiunii totale; (b) contribuției electrostatice a tensiunii la amplitudinea de deformare, $f_s=2\text{Hz}$ și $f_e=20\text{Hz}$. Valorile rădăcinilor pătrate medii ale câmpului sunt în kV/mm.

Se observă că valoarea tensiunii totale este influențată de polarizarea particulelor doar pentru a amplitudini ale deformației de forfecare mai mari de $0,002$. Variația lineară a tensiunii induse prin polarizare, în funcție de deformație, la deformații mici, permite obținerea unui modul de elasticitate indus prin polarizare a cărui mărime, $|G_1^{(el)}|$ este definită ca $|\sigma_1^{(el)}|/d\gamma_{peak}$, pentru deformații mici. Dependența de câmp a lui $|G_1^{(el)}|$ este comparată cu variația quadratică în Fig.3.53.

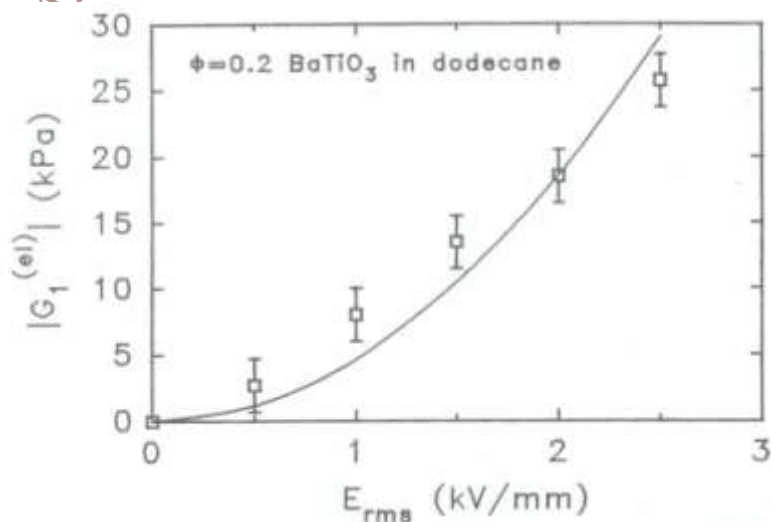


Fig.3.53 Variațiile contribuției electrostatice la modulul de forfecare în funcție de rădăcina pătrată medie a câmpului electric. Linia continuă reprezintă variația teoretică în funcție de E^2

Decalajul dintre valorile măsurate ale modulului și cele determinate de variația teoretică a acestuia în funcție de E^2 indică prezența unor efecte de conductivitate neliniară.

Deformația caracteristică la care se saturează componenta electrostatică a tensiunii este legată calitativ de intervalul adimensional de interacțiune dintre particule. Palierul din variația lui $|\sigma_1^{(el)}|$ care este observat la deformațiile cele mai mari poate fi asociat cu contribuția indusă prin polarizare la tensiunea statică de curgere, σ_y .

3.4.2 Proprietăți reologice statice ale fluidelor ER

În continuare sunt determinate proprietățile reologice ale unui fluid ER, în condițiile formării structurilor cu lanțurilor simple, duble și triple, precum și a rețelei tetragonale cu volum centrat, între doi electrozi plani. Aplicarea unei tensiuni de forfecare se face prin deplasarea electrodului superior cu distanța δ , pe direcția x. Considerând drept L distanța dintre electrozi, deformația de forfecare este δ/L .

Atunci când un lanț unic de particule este supus unei deformații de forfecare se iau în considerație situațiile ilustrate în Fig.3.54.

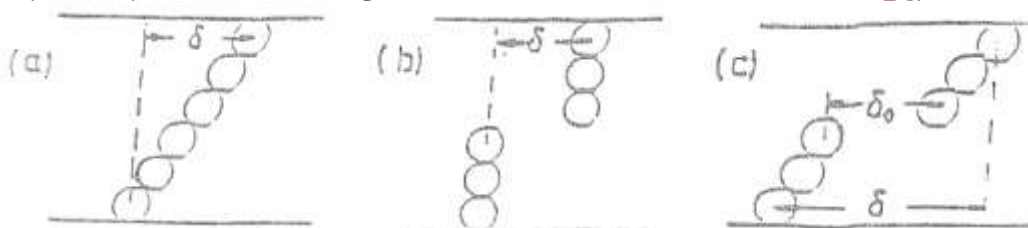


Fig.3.54 Comportarea unui lanț unic de particule supus la o deformație de forfecare: (a) înclinat; (b) rupt; (c) rupt și înclinat

Se observă că lanțul înclinat, din Fig.3.54(a) are fiecare particulă deplasată în mod proporțional pe direcția x. În Fig.3.54(b) lanțul este rupt de la mijloc, distanța dintre cele două fragmente fiind cea a deplasării inițiale, δ . Pe de altă parte, lanțul simplu, rupt și înclinat, are părțile separate aflate la o distanță δ_0 mai mică decât forfecarea inițială δ , conform Fig.3.54(c). Odată cu creșterea distanței δ_0 , fragmentele rupte ale lanțului unic își pierd înclinarea.

Energiile dipolare ale lanțului unic înclinat (*slanted*), înclinat și rupt sau pur-și-simplu-rupt (*broken*) sunt notate cu $U_s(\delta)$, $U_{sb}(\delta)$ și respectiv $U_b(\delta)$. Variațiile acestor energii în funcție de deformația de forfecare, δ/L , sunt prezentate în Fig.3.55.

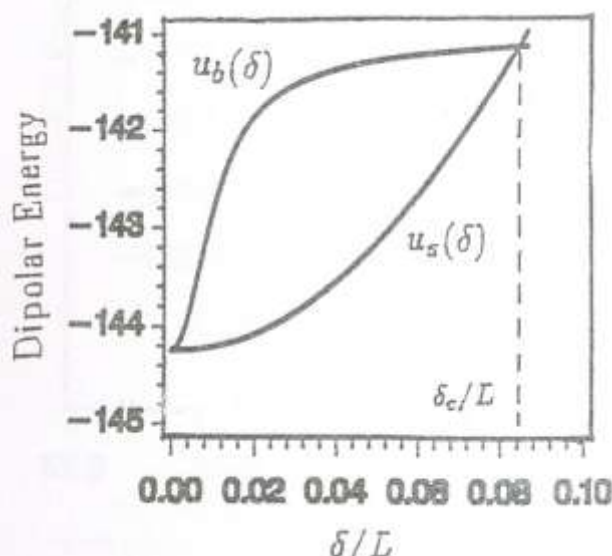


Fig.3.55 Energii dipolare ale lanțului unic înclinat de particule (u_s) și ale lanțului rupt (u_b) ambele cu câte 60 de particule. Energia este exprimată în $p^2/(\epsilon_f d^3)$

3. Fluide electroreologice

Se observă că $U_s(\delta) < U_b(\delta)$ până când δ atinge o valoare critică δ_c , unde curbele celor două energii se intersectează. Lanțul unic rupt și înclinat are o energie care poate fi interpolată între valorile corespunzătoare lanțului înclinat, $U_s(\delta)$ și cele ale lanțului rupt, $U_b(\delta)$.

Conform principiului minimizării energiei, rezultă că lanțul unic înclinat este preferat, din punct de vedere energetic, dacă deformația de forfecare nu depășește δ_c/L . Totuși, la deformații de forfecare mai mari decât δ_c/L , lanțul unic rupt are energia liberă cea mai mică iar lanțul rupt și înclinat are energia mai mare decât cea a lanțului rupt și mai mică decât cea a lanțului înclinat. Așadar, cele două forme ale lanțului unic, stabile din punct de vedere energetic, sunt înclinat și rupt.

Dacă $\delta < \delta_c$, forța de reacție a lanțului unic este dată de:

$$\tau = -\partial U_s(\delta)/\partial \delta \quad (3.19)$$

Dacă $\delta > \delta_c$, forța de reacție a lanțului unic este dată de:

$$\tau = -\partial U_b(\delta)/\partial \delta \quad (3.20)$$

Fig.3.56 prezintă variația forței de reacție a lanțului unic în funcție de deformația de forfecare, δ/L .

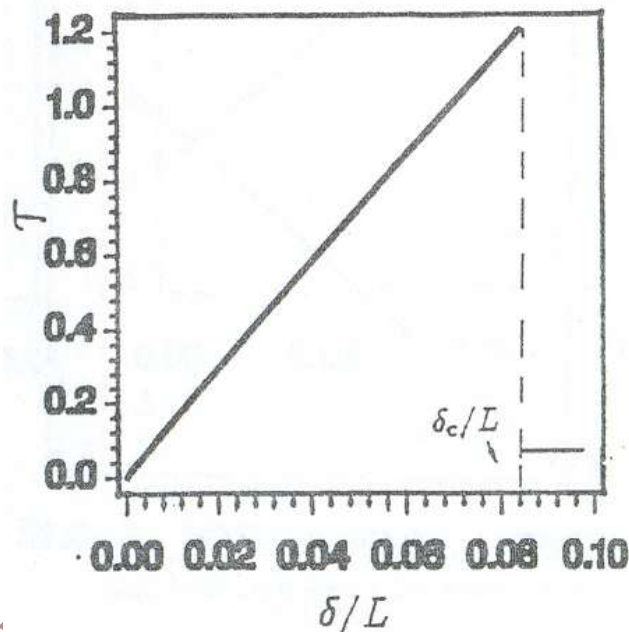


Fig.3.56 Variația forței de reacție a unui lanț unic de 60 de particule în funcție de deformația de forfecare. Forța este exprimată în $p^2/(\epsilon_f d^4)$

Când $\delta < \delta_c$, lanțul înclinat dă o forță de reacție care variază aproape liniar cu δ/L . Când $\delta > \delta_c$, lanțul rupt, care este preferat din punct de vedere energetic, produce o forță de reacție mult mai mică și aproape constantă. Unitatea de măsură a tensiunii de forfecare τ , din Fig.3.56, este $p^2/(\epsilon_f d^4)$, unde $d=2a$ este diametrul particulelor. Numărul de particule ale lanțului unic de lungime L este $N=L/d$.

Lanțul unic de particule își recuperează forma inițială, imediat ce tensiunea de forfecare este îndepărtată dacă $\delta < \delta_c$. Atunci când $\delta > \delta_c$, lanțul se rupe și nu se mai poate reface, în scurt timp. Din acest motiv δ_c/L este definită drept limita de curgere. Se consideră că un lanț unic de particule este „de clasă A” dacă particulele se extind de la un electrod la altul, ca în Fig.3.54. Dacă un lanț de clasă A este deplasat pe direcția z cu o rază de sferă, se obține un lanț de clasă B. Un lanț de clasă A are L/d particule iar un lanț de clasă B are cu o particulă mai puțin și anume $L/d-1$ particule, din cauza deplasării lanțului cu o jumătate de diametru pe direcția z . **Fig.3.57** redă comportamentul unui lanț dublu de particule, compus din două lanțuri unice, unul de tip A și altul de tip B, împachetat compact cu primul.

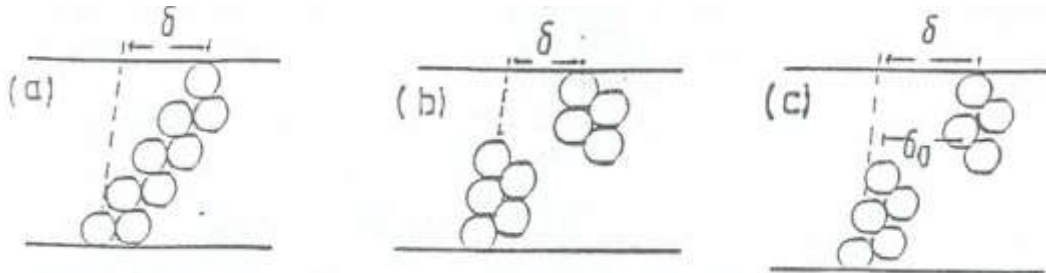


Fig.3.57 Comportarea unui lanț dublu de particule supus la o deformare de forfecare: (a) înclinat; (b) rupt; (c) rupt și înclinat

Fig.3.57(a) corespunde lanțului dublu înclinat, Fig.3.57(b) – lanțului rupt iar Fig.3.57(c) – lanțului rupt și înclinat.

Fig.3.58 redă comportarea unui lanț triplu, format din două lanțuri unice de tip A și dintr-un lanț unic de tip B, împachetate compact.

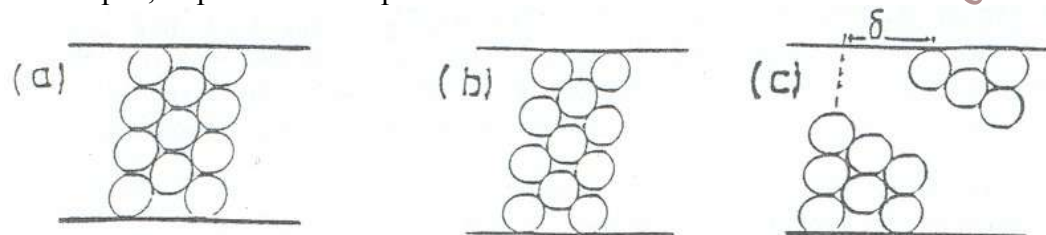


Fig.3.58 Comportarea unui lanț triplu de particule supus la o deformare de forfecare: (a) înclinat; (b) rupt; (c) rupt și înclinat

Așadar, fie că este format din unul, două sau trei lanțuri, ansamblurile de particule se comportă în mod asemănător, în regim static, structurile înclinate fiind cele mai stabile deoarece au ener-giile libere cele mai mici.

3.4.3 Determinarea parametrilor reologici ai fluidelor ER, cu vâscozimetre de rotație

Schema instalației de măsurare a parametrilor reologici ai fluidelor ER este redată în Fig.3.59.

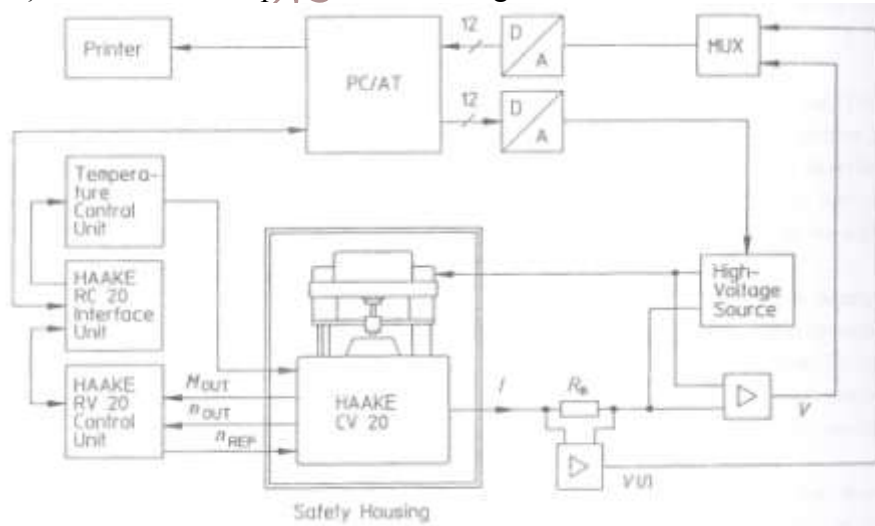


Fig.3.59 Schema stației de măsurare a fluidelor ER

Pe lângă vâscozimetrul de rotație, sistemul de control al temperaturii și sursa de înaltă tensiune, instalația conține componente pentru măsurarea de precizie a curentului și tensiunii dintre electrozi.

Vâscozimetrelor de rotație li se impun următoarele condiții:

- izolarea electrică a elementelor de rotație care joacă rol de electrozi;

3. Fluide electroreologice

- ecranarea senzorilor și a circuitelor electronice față de semnalele de control al fluidului ER, în special atunci când aceste semnale sunt reprezentate prin tensiuni alternative de mare amplitudine (de ordinul kV);
- izolarea electrică suplimentară a carcasei și aplicarea tensiunilor înalte numai după confirmarea stării de izolare;
- asigurarea unei uscări corespunzătoare (inclusiv prin pulverizare de gaz inert) pentru evitarea formării *arcurilor electrice*.

Sursei de înaltă tensiune i se impune următoarele condiții:

- ❑ să poată să dezvolte o tensiune controlabilă până la amplitudinea de 5 kV, pentru un interstițiu tipic între electrozi de 1 mm;
- ❑ să poată produce atât curent continuu cât și curent alternativ, la frecvențe care să poată varia între 0 și 1 kHz.

Un exemplu de comportare dependentă de frecvență a unui fluid ER este prezentat sub forma curbelor de curgere din **Fig.3.60**.

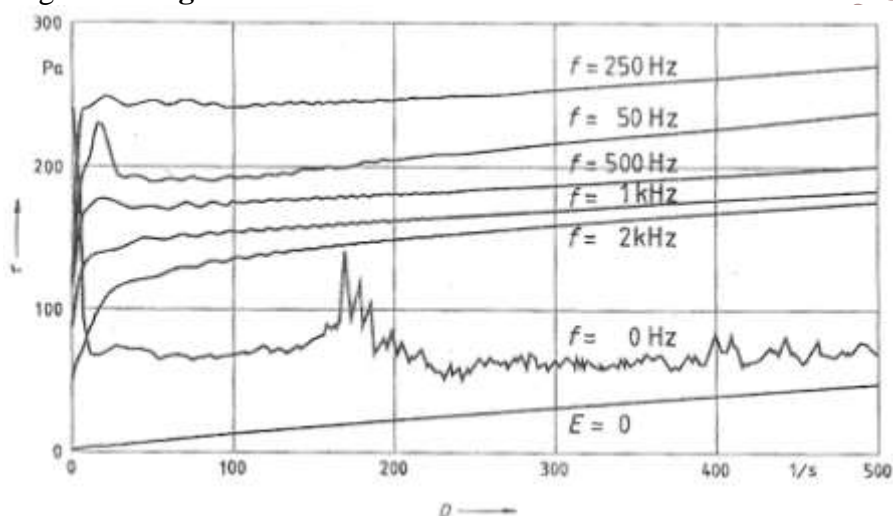


Fig.3.60 Curbe de curgere, ale unui fluid ER cu câmpuri sinusoidale de control, prezentând variația tensiunii de forfecare în funcție de viteza de forfecare

Aceste rezultate au fost obținute cu ajutorul unor câmpuri de control sinusoidal cu o rădăcină pătrată medie a intensității efective $E_{rms} = 2$ kV/mm.

Pentru comparație, în Fig.3.60 au fost incluse și curbele obținute fără nici un câmp aplicat ($E = 0$), precum și cele obținute cu un câmp de curent continuu $E = 2$ kV/mm ($f = 0$ Hz). Măsurătorile au fost efectuate cu un vâscozimetru HAAKE CV 20, cu conformație cilindrică, la temperatura constantă de 25°C . Se observă că fluidul controlat prin curent continuu ($f = 0$ Hz) prezintă o variație nedorită și necontrolată a tensiunii de forfecare. Pe de altă parte, câmpurile de curent alternativ prezintă proprietăți corespunzătoare, fără a avea scăderi ale tensiunii de forfecare, nici măcar la viteze mari de forfecare. Se mai poate constata și că tensiunea de forfecare care poate fi dezvoltată crește odată cu frecvența, până la 250 Hz, la care se obține o valoare maximă. Pentru frecvențe mai mari de 250 Hz se constată scăderea tensiunii de forfecare dezvoltată de fluidul ER.

Efortul tehnic necesar producerii unor tensiuni alternative de formă sinusoidală este mult mai intens decât cel necesar obținerii undelor de formă pătrată. Și componentele electronice de producere a undelor de formă pătrată sunt mai mici și mai ieftine. Din toate aceste motive controlul fluidelor ER prin semnale cu undă de formă pătrată poate juca un rol important în aplicațiile acestor fluide. De exemplu, amortizoarele auto, de tip bucșă-suport pentru motor și sisteme de absorbție a șocurilor, realizează controlul vibrațiilor prin intermediul unor invertoare cu undă pătrată compactă, având transformatoare de înaltă tensiune cuplate la fiecare amortizor. În acest concept de control divizat, circuitele inverter/ transformator pot fi

alimentate de la o sursă de curent continuu, de mică tensiune.

Pe această bază, este util să se implementeze o undă de formă pătrată în plus, față de semnale de control de curent continuu și sinusoidal, pentru determinarea precisă a proprietăților fluidelor ER. Aceasta impune ca și sursa de înaltă tensiune să poată genera semnale de formă pătrată, a căror amplitudine, frecvență și lățime de puls a semnalului să poată fi controlate prin intermediul unui computer.

Curbele de curgere care demonstrează influența variației lățimii pulsului, asupra tensiunii de forfecare generată de un fluid ER sunt prezentate în **Fig.3.61**.

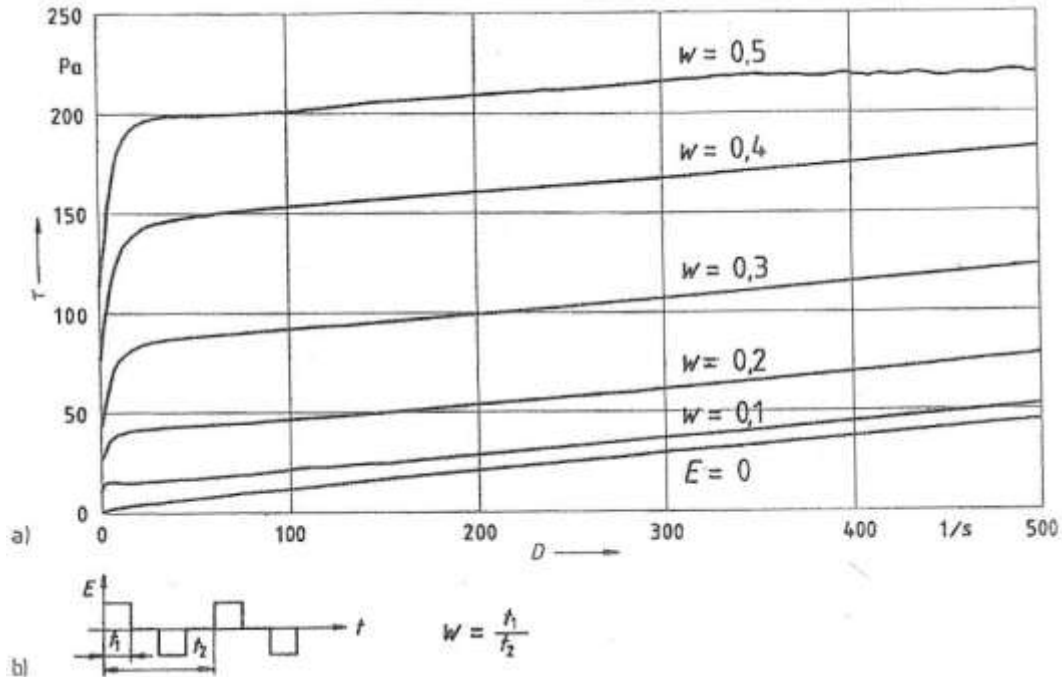


Fig.3.61 (a) Curbe de curgere a unui fluid ER cu undă pătrată de control la diferite lățimi de puls; (b) definirea raportului de lățime a pulsului

Fluidul ER a fost controlat cu ajutorul unui semnal bipolar de câmp, cu undă de formă pătrată, având o amplitudine $E = 2$ kV/mm și o frecvență de 300 Hz. Au fost testate diferite rapoarte ale lățimii de puls. Raportul lățimii de puls w este definit drept raportul dintre lățimea pulsului t_1 și perioada pulsului t_2 (conform Fig.3.61). Au fost aplicate aceleași condiții experimentale ca în Fig.3.60.

O comparație între curbe arată că cea mai mare valoare a tensiunii de forfecare este obținută în cazul raportului maxim al lățimii de puls, $w = 0,5$; pentru care lățimea pauzei dintre pulsuri este zero. La lățimi de puls mai înguste (cărora le corespund lățimi mai mari ale pauzei), valorile tensiunii scad. Se observă că diferența dintre curba de curgere obținută la un raport de lățime de puls $w = 0,1$ și curba obținută fără aplicarea nici unui câmp electric ($E = 0$) este foarte mică.

Vâscozimetrul HAAKE CV 20 are viteza de forfecare controlată și folosește geometrie de tip Couette (cu electrozi cilindrici concentrici) la care cilindrul/placa interioară este condusă printr-un motor de curent continuu. Viteza de rotație este măsurată cu ajutorul unui tahogenerator, localizat împreună motorul de antrenare, în carcasa inferioară. Sistemul de măsurare a cuplului este instalat în capul sistemului de măsurare, care este reglabil, pe direcție verticală. Cuplul este determinat prin monitorizarea răsucirii elementului de torsiune cu ajutorul unui transformator diferențial variabil liniar (LVDT).

Sistemul de măsurare trebuie izolat electric astfel încât să poată fi aplicată o diferență de potențial. Cel mai simplu mod de a realiza acest lucru este de a izola elementul de torsiune și clema de montaj față de sistemul de măsurare a cuplului și de carcasă. **Fig.3.62** prezintă o

3. Fluide electroreologice

secțiune transversală prin capul sistemului de măsurare, în care izolația electrică din plastic este dublu hașurată.

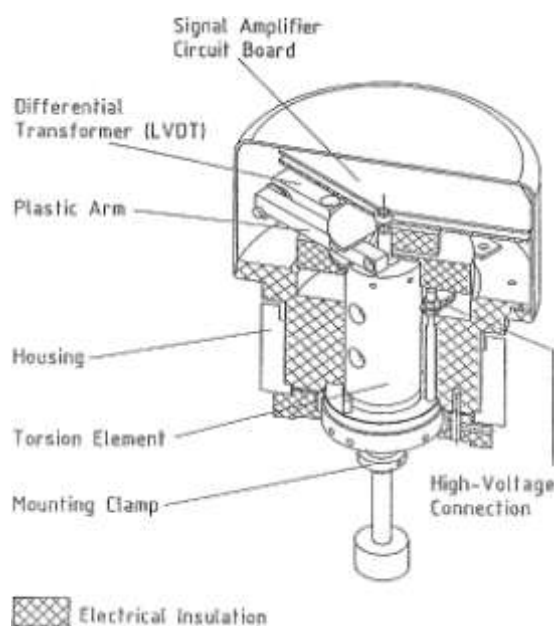


Fig.3.62 Vedere în secțiune a capului sistemului izolat de măsurare HAAKE CV20

Miezul transformatorului diferențial este menținut printr-un braț izolator din plastic. Transformatorul LVDT și planșa de circuit care conține amplificatorul de semnal sunt despărțite printr-un strat izolator.

În cazul în care nu se aplică măsuri speciale de ecranare, în vâscozimetrele cu cuplu inductiv și senzori de viteză rotațională, pot apare interferențe, când se aplică tensiuni de mare amplitudine pentru controlul fluidelor ER. Fig.3.63 prezintă variațiile tensiunii în cazul unei unde de formă sinusoidală, cu frecvență de 500 Hz și amplitudine de 4 kV.

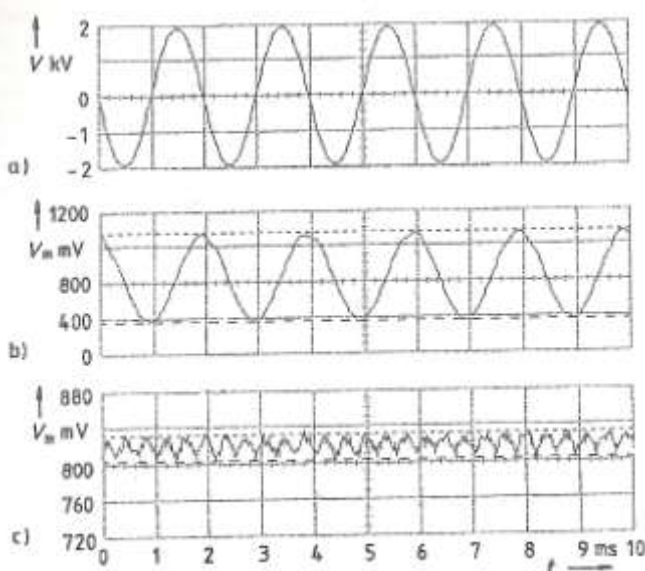


Fig.3.63 Variația semnalelor de formă sinusoidală: (a) tensiune sinusoidală de alimentare a fluidelor ER; (b) semnal neecranat al cuplului; (c) semnal ecranat al cuplului

Semnalul cuplului, V_m este compus dintr-un component de curent continuu și o tensiune sinusoidală suprapusă, cu o amplitudine de 987,7 mV, în conformitate cu Fig.3.63(b) unde este prezentat semnalul neecranat. După implementarea ecranării carcasei legate la pământ, se obține semnalul din Fig.3.63(c), unde nu se mai observă perturbația creată de curentul de

control al fluidului ER. Se observă doar o tensiune alternativă cu frecvența de 2,77 kHz și amplitudine de 28 mV.

Fig.3.64 prezintă variația semnalelor în cazul unei unde de formă pătrată.

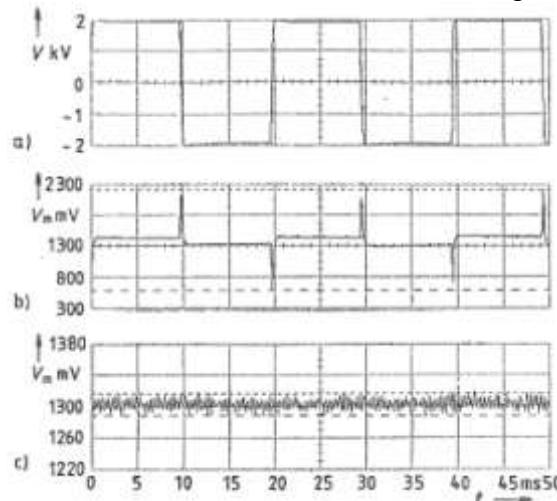


Fig.3.64 Variația semnalelor de formă pătrată: a) tensiune pătrată de alimentare a fluidelor ER; b) semnal neecranat al cuplului; c) semnal ecranat al cuplului

S-a utilizat un semnal de formă pătrată cu frecvența de 50 Hz și amplitudine de 4 kV, conform Fig.3.64(a). Pe semnalul neecranat din Fig.3.64(b) se observă apariția unor maxime la capetele semnalului pătrat de alimentare, cu o amplitudine de 800 mV. Semnalul ecranat din Fig.3.64(c) nu mai prezintă maxime, amplitudinea scăzând la valoarea de 28 mV, aceeași ca în Fig.3.63(c). Perturbațiile de semnal, observate în Fig.3.63(b) și 3.64(b) sunt cauzate de cuplarea (interferența) electro-magnetică dintre semnalul de control al fluidului ER și dispozitivul de măsurare a cuplului de forță. Această interferență a fost considerabil redusă prin introducerea plăcilor de ecranare, în carcasa sistemului de măsurare.

Proprietățile reologice ale fluidelor ER depind în mod nelinier de un număr mare de factori. Din acest motiv comparația între diferite tipuri de fluide ER este posibilă doar dacă se compară valorile caracteristice obținute în aceleași condiții de măsurare. Din cauză că nu există specificații standardizate pentru determinarea valorilor caracteristice ale fluidelor ER, în prezent se folosesc drept termene de comparație doar caracteristicile specificate de producători.

Fig.3.65 prezintă structura unui amortizor dinamic cu fluid ER.

Funcționează la forfecare și conține o masă capabilă să oscileze atunci când este cuplată prin intermediul unor resorturi elastice la carcasa plină de fluid ER. Fluidul ER este un component de amortizare controlabil care permite reglajul amortizorului. În felul acesta, amortizorul poate fi adaptat la structura care trebuie amortizată, chiar și în timpul schimbării comportamentului vibratoriu al acesteia.

Întregul circuit de control al amortizorului,

incluzând serpentina de forfecare și sursa de înaltă tensiune trebuie coordonate de către un **controler**.

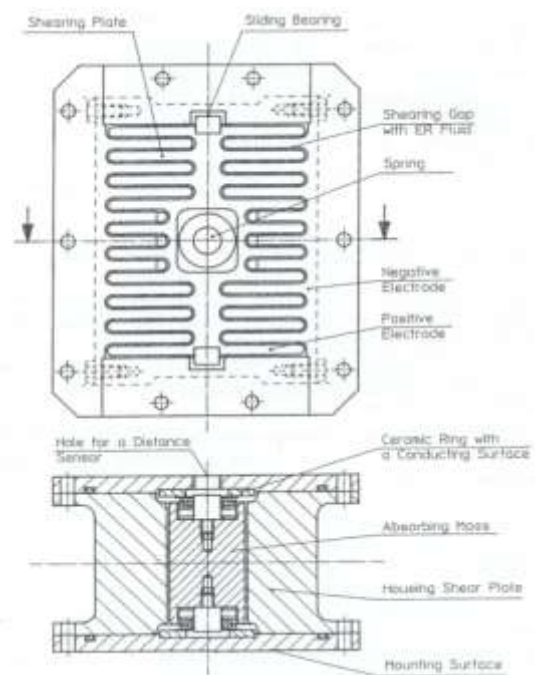


Fig.3.65 Construcția unui amortizor cu fluid ER

3. Fluide electroreologice

3.4.4 Influența mărimii particulelor asupra rezistenței dinamice a fluidelor ER

Atunci când intervin atât forțe de polarizare cât și forțe cauzate de vâscozitatea materialului, rezistența la forfecare a unui fluid ER este dată de:

$$\tau = \tau_E + \eta_s \dot{\gamma} \quad (3.21)$$

unde τ_E este tensiunea de forfecare produsă de polarizare, η_s este vâscozitatea suspensiei la câmp electric zero iar $\dot{\gamma}$ este viteza de forfecare. Vâscozitatea relativă a unui fluid ER activ este descrisă prin numărul lui Mason:

$$Mn = \frac{\text{forța vâscoasă}}{\text{forța de polarizare}} = \frac{\eta_s \dot{\gamma}}{2\varepsilon_0 K_f (\beta E)^2} \quad (3.22)$$

în care $\eta_a = \tau/\dot{\gamma}$ este vâscozitatea aparentă, ε_0 este permitivitatea interstițiului, K_f este permitivitatea relativă a lichidului purtător, $\beta = (K_p - K_f)/(K_p + 2K_f)$ parametrul nepotrîvirii dielectrice, K_p este permitivitatea relativă a particulei iar E – câmpul electric aplicat.

Din ecuația (3.21) rezultă că rezistența la forfecare este determinată de:

- o forța de polarizare, la viteze de forfecare mici \rightarrow regim cvasi-static, caracterizat prin formarea lanțurilor de particule, aliniate după direcția câmpului electric aplicat, care se rup și se reformează la τ_E ;
- o forța vâscoasă, la viteze de forfecare mari \rightarrow regim dinamic, caracterizat prin dezorganizarea lanțurilor de particule

Fig.3.66(a) este caracteristică regimului cvasi-static, în care tensiunea de forfecare scade la creșterea vitezei de deformare, din cauza *reducerii timpului* disponibil *pentru refacerea lanțurilor rupte*.

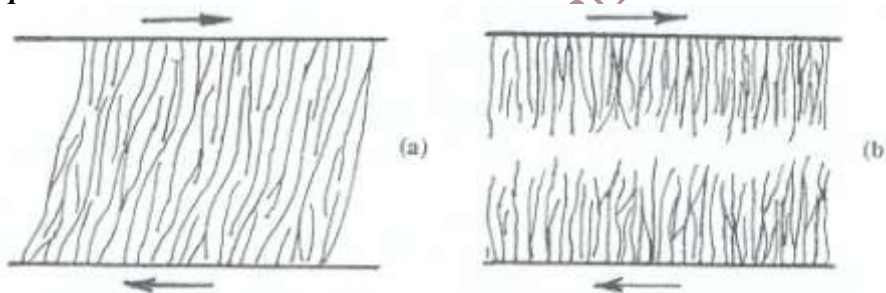


Fig.3.66 Schema unei structuri tipice a unui fluid ER supus la forfecare: (a) viteză mică de forfecare; (b) viteză mare de forfecare

Fig.3.66(b) corespunde regimului dinamic și reprezintă regiuni de particule împachetate dens, în vecinătatea electrozilor, separate prin regiuni mai diluate, de fluid purtător.

Pentru determinarea efectului dimensiunii particulelor, asupra proprietăților reologice ale unui fluid ER, s-a utilizat un amestec de sfere de sticlă, cu dimensiuni de 6-100 μm , în ulei siliconic (cu greutatea specifică 0,97, permitivitatea relativă de 2,6 și vâscozitatea 0,05 Pa-s, la 25°C). Variabilele independente au fost tensiunea electrică, care a putut fi variată între zero și 4 kV/mm și tensiunea de forfecare, care a fost cuprinsă în intervalul 2-1000 s⁻¹. În experimente, s-au utilizat particule cu diametrele de 6 \pm 2,5 μm ; 27 \pm 7,7 μm și 100 \pm 24 μm . În toate cazurile, fracțiunea de volum a particulelor a fost menținută la 20 % **Fig.3.67** prezintă permitivitatea relativă a suspensiei, K_s , în

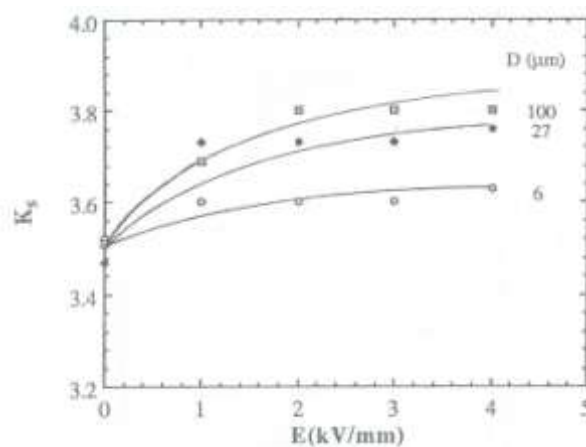


Fig.3.67 Permittivitate relativă, $K_s^{\text{d.c.}}$ a fluidelor ER în funcție de intensitatea inițială a câmpului electric pentru cele trei dimensiuni de particule

funcție de câmpul electric, pentru cele trei mărimi de particule. Se observă că K_s crește la început ușor, odată cu câmpul electric, până la aprox. **1 kV/mm** și apoi variază doar foarte puțin. Acesta dovedește că structura fibroasă cvasi-statică rămâne aproximativ constantă pentru $E \geq 1$ kV/mm.

Deși inițial toate particulele aveau aceeași permitivitate (ceea ce dovedește că K_s este independentă de mărimea particulei la câmp electric zero), după aplicarea câmpului, se constată o creștere ușoară a permitivității odată cu creșterea diametrului particulei.

Conductivitatea uleiului silionic a fost aprox. 10^{-13} S(Siemens) cm^{-1} , pentru intervalul de valori ale câmpului electric utilizat în experimente. Graficele variației densității de curent, J și ale conductivității suspensiilor, σ , în funcție de intensitatea câmpului electric sunt prezentate în **Fig. 3.68**.

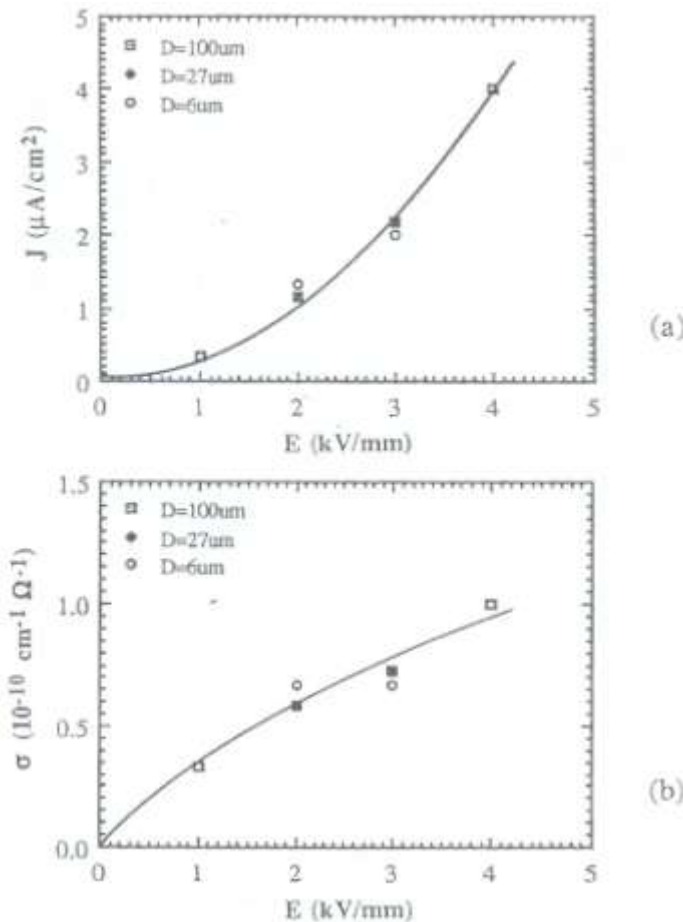


Fig.3.68 Efectul câmpului electric asupra: (a) densității de curent și b) conductivității suspensiilor care conțin trei mărimi de pulberi de sticlă în ulei silionic

Este evident că ambele cresc odată cu câmpul electric, independent de mărimea particulelor. În plus, σ_s este cam cu trei ordine de mărime mai mare decât σ_p , ceea ce arată că conductivitatea particulelor este mult mai mare decât cea a fluidului purtător, în prezența unor câmpuri electrice intense. Adică $\sigma_p \gg \sigma_f$, la $E \geq 1$ kV/mm.

Variația tensiunii de forfecare, τ , în funcție de deformația produsă prin forfecare, γ , pentru diverse valori ale vitezei de forfecare, $\dot{\gamma}$, este prezentată în **Fig. 3.69**.

La fiecare viteză de deformare tensiunea de forfecare a crescut rapid odată cu deformația până la $\gamma \approx 1$ și a rămas apoi aproximativ constantă, la creșterea ulterioară a deformației. În felul acesta, se obține o așa-numită stare stabilă, caracterizată printr-o tensiune de palier, τ , care depinde de viteza de forfecare, $\dot{\gamma}$, de câmpul electric, E și de mărimea particulei, D . Efectele lui $\dot{\gamma}$, E și D asupra lui τ au fost analizate în funcție de efectul asupra componentei de polarizare, τ_E și a componentei vâscoase, $\tau_{vis} = \eta_s \dot{\gamma}$, din ecuația (3.21).

3. Fluid electroreologice

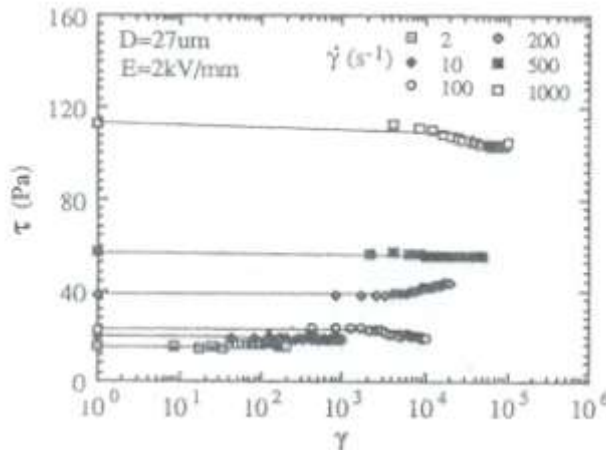


Fig.3.69 Tensiune de forfecare, τ în funcție de deformația prin forfecare, γ , la $E=2$ kV/mm pentru mai multe viteze de forfecare a fluidului ER cu particule de dimensiunea $27 \mu\text{m}$

3.5 Aplicațiile fluidelor ER

Principalele cerințe impuse aplicațiilor industriale, exceptând profitabilitatea, sunt creșterea vitezei de operare și lărgirea flexibilității. Aplicațiile electromagnetice îndeplinesc cu succes condiția de flexibilitate însă au *deficiențe legate de viteza de operare*, din cauza limitărilor legate de **generarea și stabilizarea câmpurilor electro-magnetice** precum și de prezența **fenomenelor de interferență** dintre acestea. În acest context, introducerea aplicațiilor bazate pe efectul electro-reologic prezintă un potențial deosebit, pentru mărirea vitezei de funcționare, în condițiile păstrării unei flexibilități acceptabile. Principalele de aplicații ale materialelor ER sunt:

1. – dispozitive controlabile tip: supapă, suport pentru motoare și mecanisme; frână și ambreiaj; amortizor, etc.
2. – structuri adaptive tip: poduri, blocuri, etc.

Supapele controlabile au fost descoperite și cercetate chiar de către W.M. Winslow și au configurație cu electrod fix. Aceste supape permit controlul debitului și al pierderii de presiune, ce poate atinge cca. 6,9 MPa, fără a necesita piese de mișcare. Timpii de reacție sunt sub 1 ms.

Suporții controlabili pentru motoare și mecanisme sunt cunoscuți din 1987.

3.5.1 Ambreiaje de mare turație

Ambreiajele ER sunt aplicațiile care cumulează viteza de operare cu posibilitatea unui control precis al parametrilor de funcționare. În continuare este descris un sistem de ambreiaje pentru obținerea unui mecanism de mare viteză cu transmitere alternativă a mișcării. O vedere schematică a mecanismului respectiv este prezentată în **Fig.3.70**.

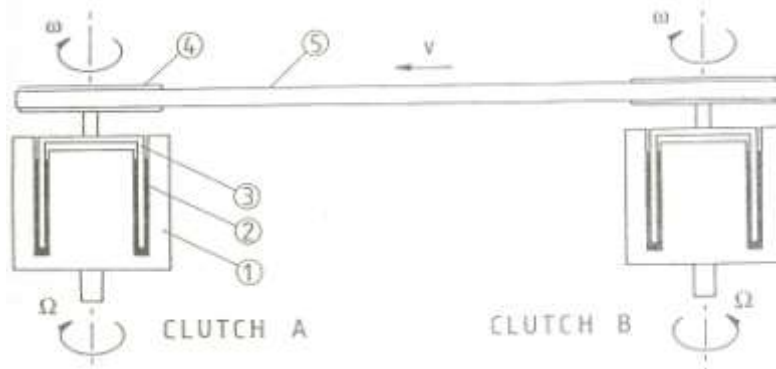


Fig.3.70 Vedere schematică a meca-nismului ER de transmitere alternantă de mare viteză, cu ambreiajul A cuplat: 1-rotor de intrare; 2-fluid ER; 3-rotor de ieșire; 4-roată de curea; 5-curea

Sistemul conține două ambreiaje ER cilindrice montate vertical, A și B, pentru că, în felul acesta, sunt evitate lagărele și etanșările, care ar putea fi necesare pentru minimizarea pierderilor prin frecare. Rotoarele de intrare (1) ale ambelor ambreiaje sunt rotite cu viteză constantă în sensuri opuse de către motoarele lor proprii de antrenare, cu turație variabilă. Inerția rotoarelor de intrare este mult mai mare decât inerția cumuțată a rotoarelor de ieșire (3), a roților de curea (4) și a curelei (5). Rotoarele de ieșire (3) este confecționat din plastic fiind placat cu metal doar pe porțiunile conductive ale electrodului de înaltă tensiune. Pentru siguranță, rotorul de intrare este împământat. Rotorul de ieșire este legat la roata de curea care antrenează curea.

Valorile tipice ale parametrilor geometrici și proprietăților fluidului sunt:

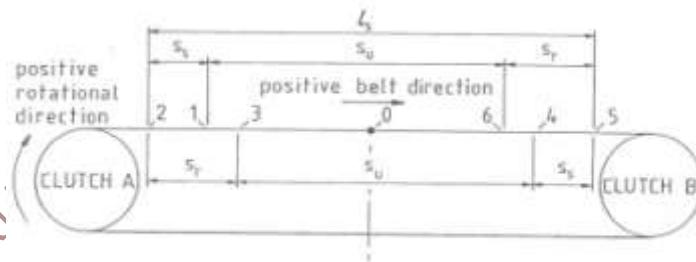
Pentru suprafața interioară a rotorului de ieșire:

- Diametrul $d_i = 47$ mm;
- Interstițiul dintre electrozi $h_i = 0,5$ mm;
- Lungimea activă d.p.d.v. ER $l_{ei} = 30$ mm;
- Lungimea activă d.p.d.v. vâcos $l_{vi} = 30$ mm;

Pentru suprafața exterioară a rotorului de ieșire:

- Diametrul $d_o = 51$ mm;
- Interstițiul dintre electrozi $h_o = 0,5$ mm;
- Lungimea activă d.p.d.v. ER $l_{eo} = 30$ mm;
- Lungimea activă d.p.d.v. vâcos $l_{vo} = 40$ mm;
- Raza efectivă a fuliei $r = 39,55$ mm;
- Viteza constantă a curelei $v = 5$ m/s;
- Viteza unghiulară a rotorului de intrare $\Omega = 1207$ rot. /min
- Momentul de inerție al ansamblului rotor de ieșire-fulie $I = 3,83 \times 10^{-5}$ kg m²
- Masa curelei $m = 16$ g;
- Tensiunea de forfecare ER a fluidului $\tau_e = 10$ kPa;
- Vâscozitatea fluidului $\mu = 100$ mPa s

Ciclul de transmitere periodică este descris în Fig.3.71 și este produs prin activarea alternativă a ambreiajelor A și B.



Portion of belt motion	Belt speed	Clutch A		Clutch B	
		Energised	Slipping	Energised	Slipping
0 to 1 - constant speed	$-u$	No	Yes	Yes	No
1 - A on, B off	$-u$	Yes	Yes	No	No
1 to 2 - slowing	$-u \leq v \leq 0$	Yes	Yes	No	Yes
2 - stopped	0	Yes	Yes	No	Yes
2 to 3 - accelerating	$0 \leq v \leq u$	Yes	Yes	No	Yes
3 to 4 - constant speed	u	Yes	No	No	Yes
4 - A off, B on	u	No	No	Yes	Yes
4 to 5 - slowing	$u \geq v \geq 0$	No	Yes	Yes	Yes
5 - stopped	0	No	Yes	Yes	Yes
5 to 6 - accelerating	$0 \leq v \leq -u$	No	Yes	Yes	Yes
6 - 0 - constant speed	$-u$	No	Yes	Yes	No

Fig.3.71 Ilustrarea unui ciclu de mișcare periodică reciprocă, prezentând mecanismul cu două ambreiaje văzut de sus

3. Fluide electroreologice

Parametrii care descriu ciclul de mișcare periodică, în conformitate cu Fig.3.71, sunt:

- u – viteza constantă de transport a curelei;
- s_u – distanța de transport la viteză constantă;
- s_s – distanța de oprire;
- s_r – distanța de rulare;
- l_s – distanța de transport;
- t_u – durata de timp la viteză constantă;
- t_s – durata de oprire;
- t_r – durata de rulare
- t_{tr} – durata totală defuncționare
- t_c – durata ciclului

Relațiile dintre parametri sunt:

$$\begin{aligned} l_s &= s_r + s_u + s_s \\ t_{tr} &= t_s + t_r \\ t_c &= 2(t_r + t_u + t_s) \end{aligned} \quad (3.23)$$

Diagrama cinematică a celor două rotoare de ieșire, împreună cu roțile de curea asociate și cu cureaua este ilustrată în Fig.3.72, în care ambreiajul A este activat iar ambreiajul B este oprit.

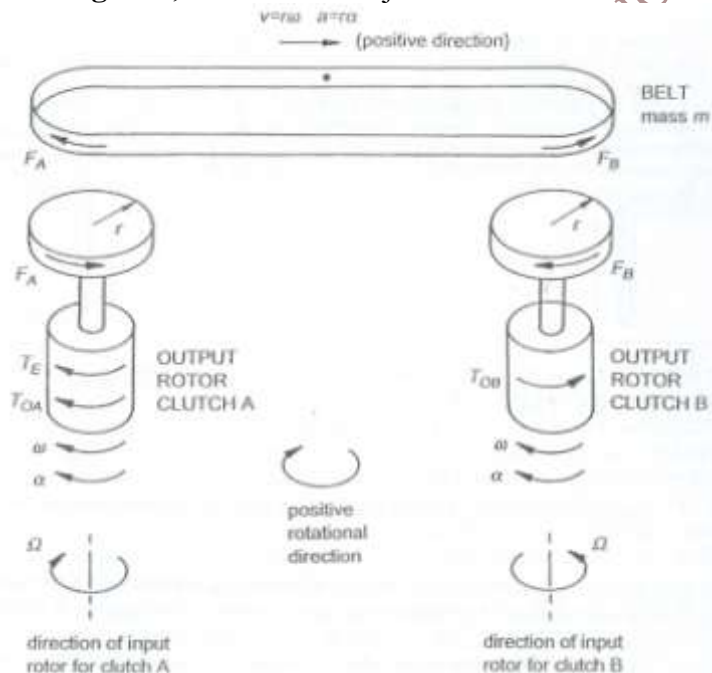


Fig.3.72 Diagrame cinematice ale mecanismului de transmitere alternativă reciprocă (ambreiajul A activat, ambreiajul B oprit)

Parametrii de mișcare a curelei (deplasarea s , viteza v și accelerația a) sunt legați de parametrii mișcării unghiulare a roților de curea/ rotoarelor de ieșire (rotația θ , viteza unghiulară ω și accelerația α) prin:

$$s = r\theta; v = r\omega \text{ și } a = r\alpha \quad (3.24)$$

unde r este raza efectivă a roții de curea. Atât s cât și θ sunt zero în poziția liniei centrale 0, din Fig.3.71, atunci când timpul t este zero.

Considerând activarea ambreiajului A, cuplul de forțe ER de pe rotorul de ieșire este:

$$T_e = \tau_e(\pi d_o l_{e0}) \frac{d_o}{2} + \tau_e(\pi d_i l_{ei}) \frac{d_i}{2} \quad (3.25)$$

unde τ_e este tensiunea ER de forfecare, d_o și d_i sunt diametrele suprafețelor exterioare și interioare ale rotorului de ieșire iar l_{e0} și l_{ei} sunt lungimile active d.p.d.v. ER ale suprafețelor de mai sus, toate fiind legate de ambreiajul A.

Cuplul vâscos T_{OA} de la rotorul de ieșire al ambreiajului A este dat de:

$$T_{OA} = \mu \dot{\gamma}_{oA} (\pi d_o l_{vo}) \frac{d_o}{2} + \mu \dot{\gamma}_{iA} (\pi d_i l_{vi}) \frac{d_i}{2} \quad (3.25)$$

în care μ este vâscozitatea fluidului, $\dot{\gamma}_{oA}$ și $\dot{\gamma}_{iA}$ sunt vitezele de forfecare de pe suprafața exterioară și respectiv interioară a rotorului de ieșire iar l_{vo} și l_{vi} sunt lungimile active d.p.d.v. vâscos corespunzătoare suprafețelor de mai sus. Se consideră că vitezele forfecare sunt date de:

$$\dot{\gamma}_{oA} = \frac{(\Omega - \omega) \frac{d_o}{2}}{h_o} \text{ și } \dot{\gamma}_{iA} = \frac{(\Omega - \omega) \frac{d_i}{2}}{h_i} \quad (3.26)$$

unde Ω este viteza unghiulară a rotoarelor de intrare, h_o și h_i sunt interstițiile radiale exterioare și respectiv interioare dintre rotoarele de intrare și cele de ieșire iar ω este viteza unghiulară a rotoarelor de ieșire la momentul generic de timp t . Introducând relațiile (3.26) în (3.25) se obține:

$$T_{OA} = \pi \mu \left(\frac{l_{vo} d_o^3}{4 h_o} + \frac{l_{vi} d_i^3}{4 h_i} \right) (\Omega - \omega) \quad (3.27)$$

Dacă se aplică legea a doua a lui Newton la rotorul de ieșire a ambreiajului A, împreună cu roata sa de curea (fulie), se obține:

$$T_e + T_{OA} - F_A r = I \alpha \quad (3.28)$$

în care F_A este forța dintre fulie și curea, α este accelerația iar I este momentul de inerție al ansamblului rotor de ieșire-fulie.

Acum se consideră ambreiajul B care nu este activat. Cuplul vâscos T_{OB} , de pe rotorul său de ieșire este:

$$T_{OB} = \mu \dot{\gamma}_{oB} (\pi d_o l_{vo}) \frac{d_o}{2} + \mu \dot{\gamma}_{iB} (\pi d_i l_{vi}) \frac{d_i}{2} \quad (3.29)$$

în care vitezele de forfecare $\dot{\gamma}_{oB}$ și $\dot{\gamma}_{iB}$ pe de suprafața exterioară și respectiv interioară a rotorului de ieșire sunt date de:

$$\dot{\gamma}_{oB} = \frac{(\Omega - \omega) \frac{d_o}{2}}{h_o} \text{ și } \dot{\gamma}_{iB} = \frac{(\Omega - \omega) \frac{d_i}{2}}{h_i} \quad (3.30)$$

Introducând (3.30) în (3.29) se obține:

$$T_{OB} = \pi \mu \left(\frac{l_{vo} d_o^3}{4 h_o} + \frac{l_{vi} d_i^3}{4 h_i} \right) (\Omega - \omega) \quad (3.31)$$

Dacă se aplică legea a doua a lui Newton la rotorul de ieșire a ambreiajului B, împreună cu roata sa de curea (fulie), se obține:

$$F_B r - T_{OB} = I \alpha \quad (3.32)$$

în care F_B este forța dintre fulie și curea. Dacă se ia în considerație cureaua și se aplică legea a doua a lui Newton, se obține:

$$F_A - F_B = m a \quad (3.33)$$

unde m este masa curelei. Dacă se ține cont de relațiile (3.24) se obține:

$$F_A - F_B = m r \alpha \quad (3.34)$$

Combinând ecuațiile (3.28), (3.32) și (3.34) rezultă:

$$T_e + T_{OA} - T_{OB} = (2I + m r^2) \alpha \quad (3.35)$$

Combinând ecuațiile (3.25), (3.27), (3.31) și (3.35) rezultă:

$$\pi \tau_e \left(\frac{d_o^2 l_{eo}}{2} + \frac{d_i^2 l_{ei}}{2} \right) - \pi \mu \omega \left(\frac{l_{vo} d_o^3}{2 h_o} + \frac{l_{vi} d_i^3}{2 h_i} \right) = (2I + m r^2) \alpha \quad (3.36)$$

însă $\alpha = d\omega/dt$ și atunci:

$$dt = \frac{(2I + m r^2) d\omega}{\left[\frac{\pi \tau_e (d_o^2 l_{eo} + d_i^2 l_{ei})}{2} - \frac{\pi \mu \omega}{2} \left(\frac{l_{vo} d_o^3}{h_o} + \frac{l_{vi} d_i^3}{h_i} \right) \right]} \quad (3.37)$$

Ecuția (3.37) este ecuația diferențială de bază care definește funcționarea mecanismului de ambreiaje din momentul în care ambreiajul A este activat (punctul 1 de pe Fig.3.71) până în momentul când nu se mai produce nici o alunecare în ambreiajul A (punctul 3 din Fig.3.71). O ecuația similară poate fi determinată pentru a defini funcționarea mecanismului atunci când

3. Fluide electroreologice

ambreiajul B este activat (din punctul 4 până în punctul 6 din Fig.3.71). Între punctele 6 și 1 și 3 și 4 mișcarea se produce doar la viteză constantă. Pentru experimente s-a monitorizat durata totală de funcționare, t_{tr} , în raport cu care s-au analizat efectele variației atât a parametrilor geometrici cât și a parametrilor de fluid:

Efectele parametrilor geometrici au constat în creșterea lui t_{tr} odată cu factorul de reducere a inerției și cu raza fuliei dar și scăderea lui t_{tr} la creșterea lungimii rotorului.

Efectele principalilor parametri ai fluidului – tensiunea ER și vâscozitatea – asupra duratei totale de funcționare sunt redate în Fig.3.73 și 3.74. **Fig.3.73** arată o scădere a lui t_{tr} care însoțește atât creșterea tensiunii de forfecare ER, τ_e , cât și scăderea vâscozității, μ .

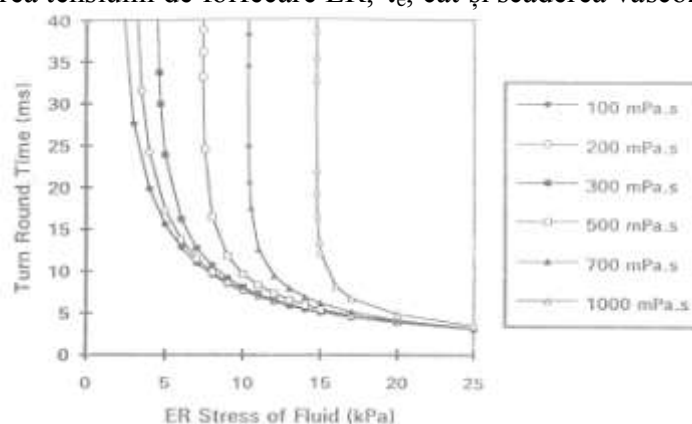


Fig.3.73 Efelul tensiunii de forfecare ER și al vâscozității fluidului asupra duratei ciclului

Se observă că efectul vâscozității asupra duratei totale de funcționare devine neglijabil, odată cu creșterea tensiunii de forfecare ER. Însă *la tensiuni reduse efectul vâscozității devine semnificativ*. Se observă că există o **limită a tensiunii** sub care curbele devin aproape verticale ceea ce indică o creștere asimptotică a duratei totale de funcționare. Acest lucru indică **imposibilitatea funcționării mecanismului de ambreiaje**.

Pentru ilustrarea regiunilor de vâscozitatea și tensiune de forfecare în care este permisă sau nu funcționarea mecanismului de ambreiaje, s-a trasat, în **Fig.3.74(a)**, variația tensiunii de forfecare în funcție de vâscozitate.

Un fluid ER cu tensiune de forfecare mare impune mărirea duratei de funcționare, ceea ce impune, la rândul său, mărirea puterii necesare funcționării și creșterea gradului de încălzire al fluidului, ceea ce constituie efecte inddezirabile. Una dintre metodele de reducere a cuplului vâscos pentru un fluid dat este mărirea interstițiilor inter-electrod h_o și h_i . Este necesară creșterea tensiunii aplicate fluidului pentru menținerea cuplului ER în limite acceptabile, ceea ce împiedică creșterea exagerată a interstițiilor. **Fig.3.74(b)** prezintă efectele măririi interstițiilor, de la 0,5 mm la 1 mm, asupra duratei de funcționare. Se constată că în acest caz efectul este semnificativ mai ales în cazul vâscozităților mari, când mecanismul poate funcționa doar cu interstiții mai mari. La vâscozități mai mici se constată că durata de funcționare nu mai este influențată de mărirea

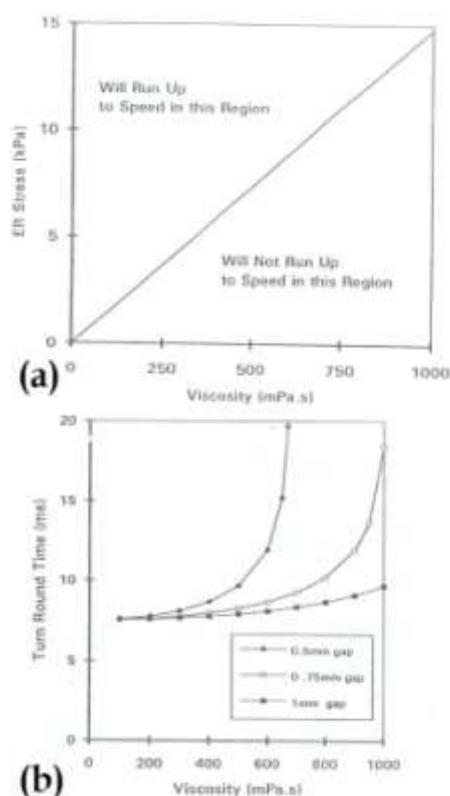


Fig.3.74 Efectele vâscozității: (a) asupra tensiunii dezvoltate prin efect ER, cu indicarea regiunilor de funcționare a mecanismului la o viteză a curelei de 5 m/s; (b) asupra duratei ciclului, l diverse valori ale spațiului inter-electrod

interstițiului însă rămân efectele reducerii consumului de putere și a încălzirii fluidului, care sunt benefice.

3.5.2 Supape ER

Condițiile impuse echipamentelor care utilizează fluide ER sunt: 1-viteza mare de reacție și 2-capacitatea de a controla zona de precurgere, astfel încât să se poată obține valori prestabilite ale deplasării, vitezei și forței. În continuare sunt prezentate rezultatele unor experimente efectuate pe o supapă ER cu configurație variabilă la care s-a variat spațiul interelectrod între 0,5 și 1 mm, lungimea activă între 50 și 100 mm și viteza de funcționare între 0 și 2 m/s, în condițiile păstrării alunecării la perete în regim laminar, la o viteză de forfecare de max. 40.000 s^{-1} . Schema de principiu a instalației experimentale este prezentată în **Fig.3.75**.

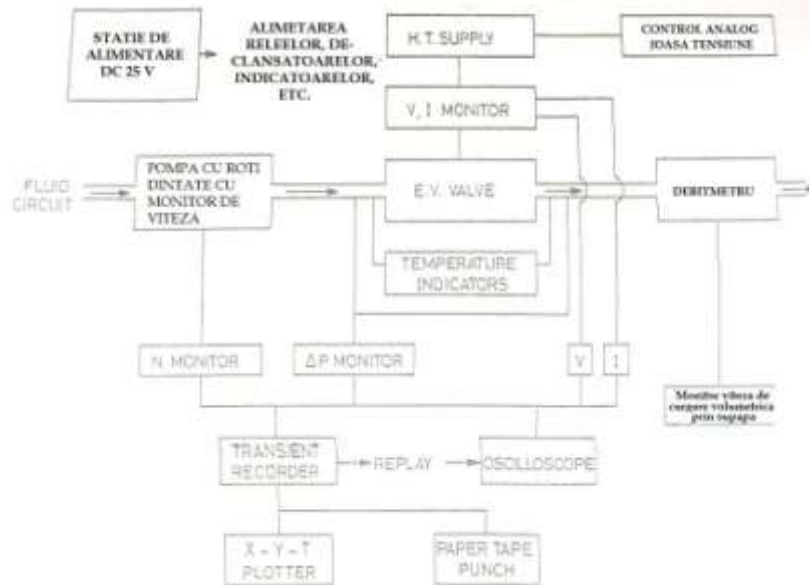


Fig.3.75 Schema de principiu a experimentelor

Pompa cu roți dințate este acționată de un motor electric controlat prin tiristoare, putând atinge max. 1500 rot./min.

Pentru controlul vitezei de pompare a fluidului ER s-a conceput un sistem special, ilustrat schematic în **Fig.3.76**, care permite variația turației de intrare la pompa cu roți dințate.

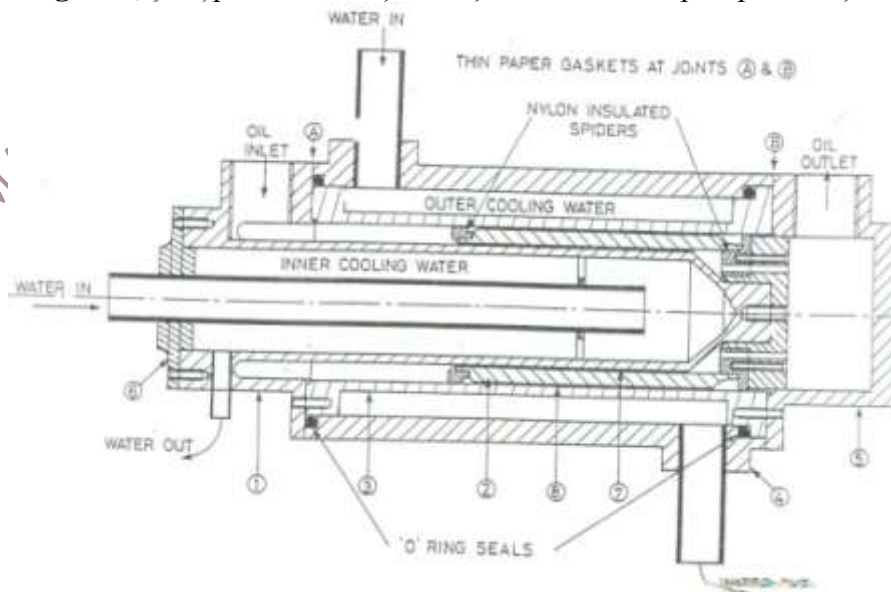


Fig.3.76Sistemul de control al vitezei

3. Fluide electroreologice

Cutia de viteze realizează patru rapoarte de reducere, 1:1, 2:1, 4:1 și 10:1 necesare controlului la valori mici a vitezei de funcționare a pompei cu roți dințate. Structura propriu-zisă a supapei este ilustrată în Fig.3.77.

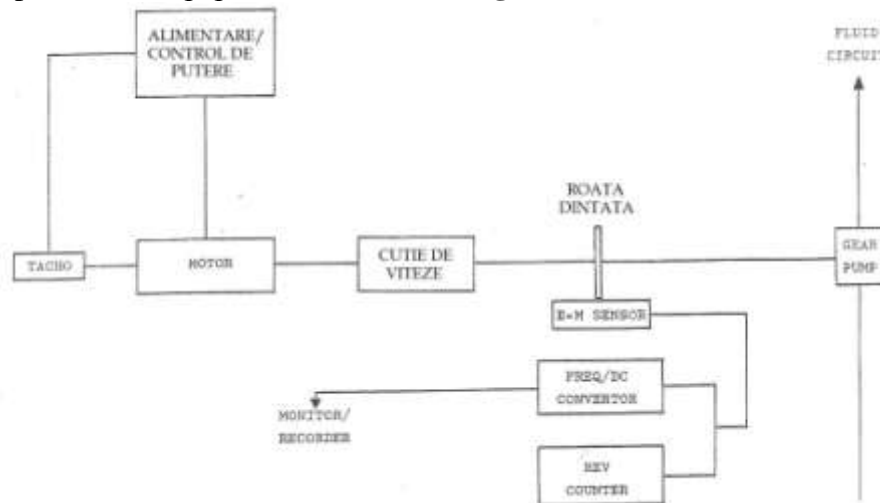


Fig.3.77 Supapă experimentală. Supapa A: $h=0,5$ mm, $l=100$ mm. Supapa B: $0,5 \times 50$ mm. Supapa C: 1×100 mm

Pentru a păstra intensitatea câmpului electric la valoarea de 2 kV/mm, tensiunea aplicată a fost de 1 kV în cazul spațiului inter-electrod $h = 0,5$ mm și de 2 kV pentru $h = 1$ mm. Într-o primă instanță s-a utilizat un fluid newtonian, sub forma unui ulei hidraulic, situație ilustrată în Fig.3.77. În timpul funcționării, supapa este răcită cu apă, atât la interior cât și la exterior. Un exemplu tipic, prezentând variația scăderii de presiune (P), a turației pompei (N), a tensiunii dintre electrozi (V) și intensității curentului (I), între momentul inițial și momentul aplicării unei tensiuni de 1 kV, este ilustrat în Fig.3.78.

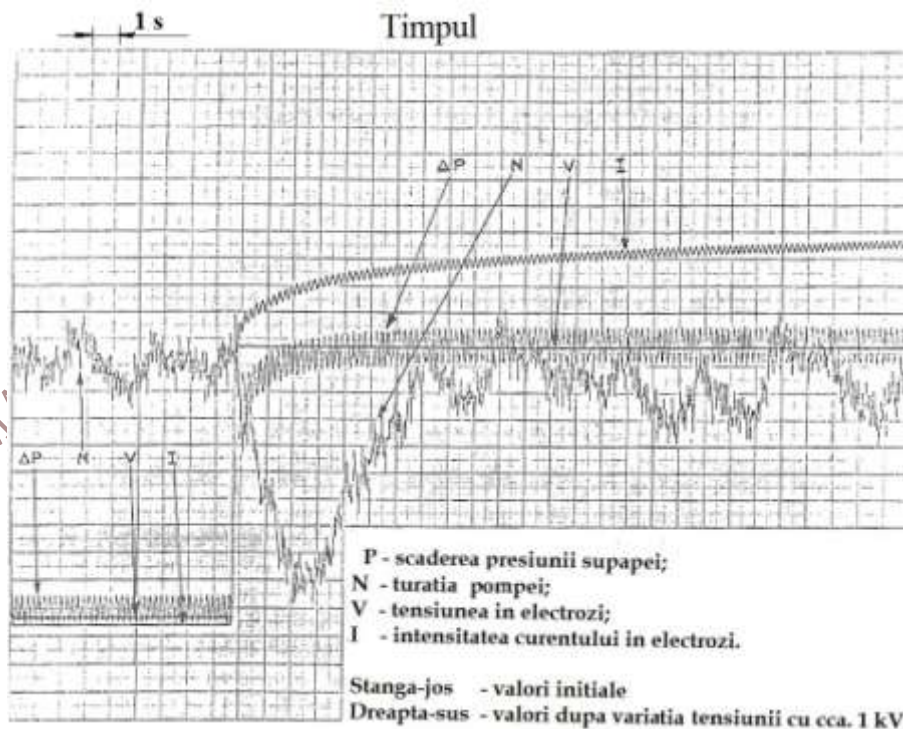


Fig.3.78 Exemplu tipic de înregistrare a presiunii cu definierea stării de echilibru

Valorile corespund configurației A a supapei. La aplicarea tensiunii de 1 kV, se poate observa cât de bruscă este scăderea de presiune și cum se stabilizează aceasta. Interferențele sunt

datorate unui puls de presiune provenit de la angrenajul roții dințate din componența pompei. Se observă cum turația inițială, N , a pompei scade de la 780 rot/min, cu aprox. 3 %, pe parcursul a cca. 7 secunde de la aplicarea tensiunii de 1 kV.

Cele trei configurații de supapă, obținute prin modificarea spațiului interelectrod și a lungimii de contact precum și simbolurile corespunzătoare sunt: A – $h = 0,5 \text{ mm} \times l = 100 \text{ mm}$, simbol \circ ; B – $h = 0,5 \text{ mm} \times l = 50 \text{ mm}$, simbol \blacktriangle și C – $h = 1 \text{ mm} \times l = 100 \text{ mm}$, simbol \square . Fig.3.79 prezintă variațiile în funcție de debitul Q , pentru cele trei configurații de supapă, A, B și C și pentru trei valori ale intensității câmpului electric, E/h (V/mm) ale raportului dintre lățimea „dopului de fluid” (δ) și spațiul inter-electrod (h).

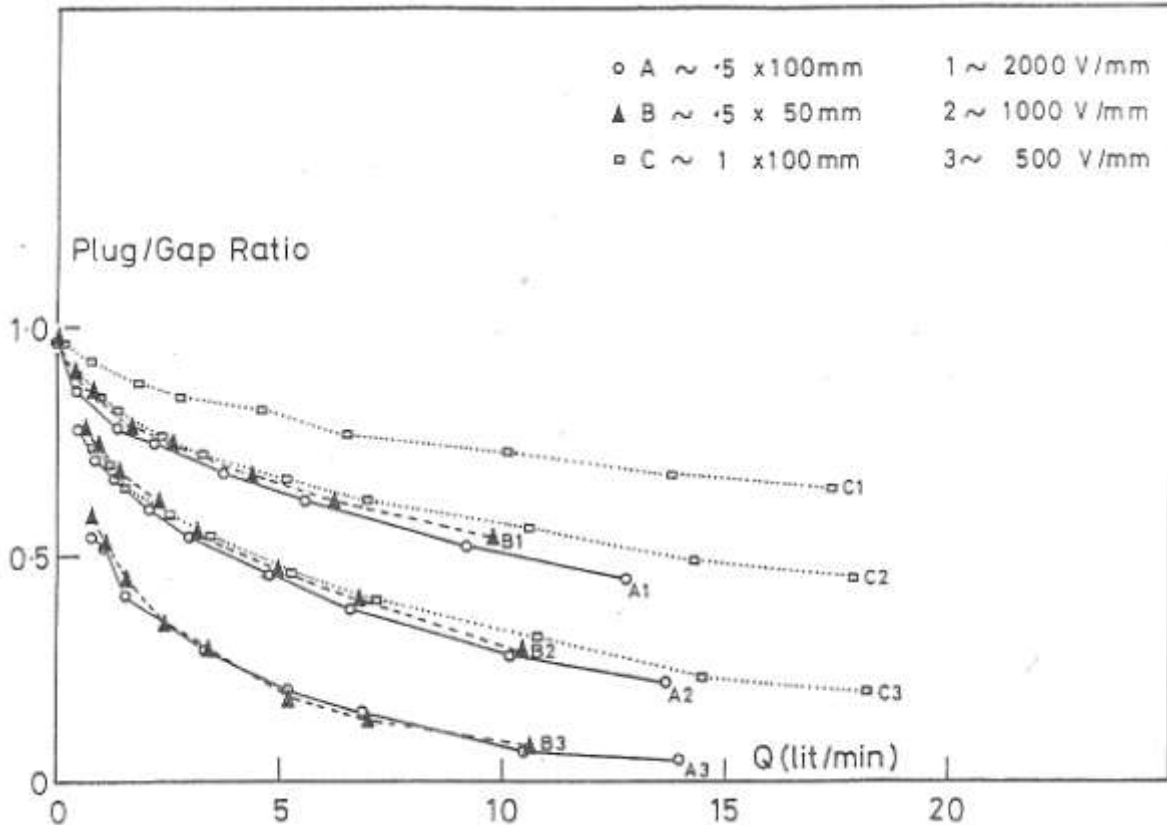


Fig.3.79 Variația δ/h în funcție de Q , pentru cele trei variante de supapă, definite prin toate valorile lui $h \times l$ și prin E/h

Se observă că datele obținute cu configurațiile A și B sunt foarte apropiate, în timp ce valorile obținute cu configurația C sunt mai mari (ex.: curba C2, obținută la 1000 V/mm este superioară curbelor A1 și B1, obținute la 2000 V/mm).

3.5.3 Sisteme de suspensie cu amortizoare ER

Pentru a controla nivelul oscilațiilor produse de denivelările solului într-un autovehicul de teren, se utilizează sisteme de suspensie activă și semi-activă. O suspensie activă este complexă și poate controla nivelul de înălțime, de afundare și de îndesare al corpului vehiculului și din acest motiv consumă foarte multă putere. O suspensie semi-activă poate modula forța de amortizare în funcție de condițiile de operare.

În plus, utilizarea fluidelor ER permite obținerea unei viteze superioare de reacție ceea ce a încurajat dezvoltarea unei clase noi de amortizoare pentru autovehicule. Amortizoarele ER permit un control precis pentru *confortul călătoriei* (reacția la excitațiile produse de denivelări) și *ținuta la drum* (variația forței normale dintre pneu și sol sau a distanței dintre control roții și calea de rulare). Pentru studiul variației acestor două caracteristici, a fost

3. Fluide electroreologice

concepută a instalație de suspensie semi-activă ilustrată schematic în Fig.3.80.

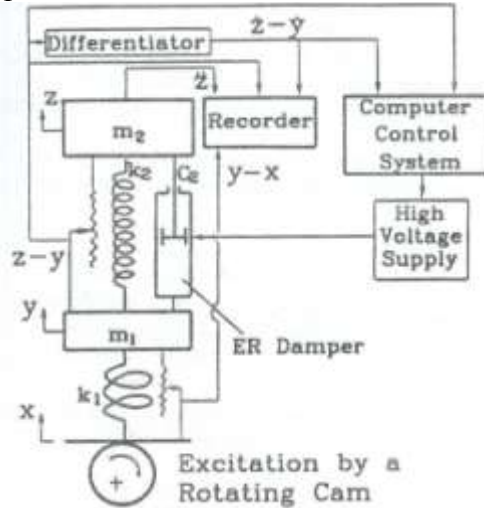


Fig.3.80 Modelul suspensiei auto semi-activă

Pentru îmbunătățirea confortului călătoriei au fost dezvoltate 3 strategii de control:

- Forța de amortizare este maximă atunci când viteza relativă a masei mobile față de masa imobilă are același sens cu viteza masei mobile și minimă când cele două viteze au sensuri opuse.
- Controlul continuu al forței de amortizare pentru a minimiza accelerația masei mobile.
- Forța de amortizare este aplicată la valoarea maximă sau minimă în funcție de condițiile de funcționare.

Pentru îmbunătățirea ținutei la drum au fost dezvoltate, în principiu, doar primele două strategii de mai sus:

- Este strategia de control on-off pentru modularea forței de amortizare pe baza sensurilor relative dintre vitezele maselor mobile și imobile.
- Minimizarea deformării pneurilor prin reglarea continuă a forței de amortizare.

Deoarece strategiile de mai sus nu îmbunătățesc decât una sau alta dintre cele două condiții sus-menționate, impuse autovehiculelor, au fost dezvoltate trei strategii de control compozit:

A. Se bazează pe raportul dintre deformațiile dinamice și statice ale pneurilor, pe baza unui coeficient de amortizare dat de:

$$C_{rd} = \alpha C_d + (1 - \alpha) C_r \quad (3.38)$$

în care α este raportul dintre deformația dinamică și deformația statică a pneurilor iar C_d și C_r sunt coeficienții de amortizare pentru ținuta la drum și respectiv confortul călătoriei. Se observă că:

- dacă $\alpha = 0$, atunci $C_{rd} = C_r$, ceea ce înseamnă că strategia se axează pe îmbunătățirea confortului călătoriei;
- dacă $\alpha = 1$, atunci $C_{rd} = C_d$, ceea ce înseamnă că strategia se axează pe îmbunătățirea ținutei la drum.

B. Esența acestei strategii este egalarea coeficientului C_{rd} fie cu C_r sau cu C_d în funcție de valoarea lui α :

- $C_{rd} = C_r$, dacă $\alpha < \alpha_{th}$;
- $C_{rd} = C_d$, dacă $\alpha > \alpha_{th}$, unde α_{th} este valoarea de prag dintre deformațiile dinamică și cea statică a pneurilor. În general se poate considera $\alpha_{th} = 0,5$. Cu alte cuvinte, dacă deformația pneurilor este slabă atunci preocuparea predominantă devine confortul călătoriei iar dacă deformația pneurilor este prea mare atunci preocuparea predominantă devine ținuta la drum.

C. Este descrisă prin: $C_{rd} = C_r$, dacă $\alpha < \alpha_{th}$ și $C_{rd} = \text{maxim}$, dacă $\alpha > \alpha_{th}$.

În continuare sunt analizate efectele diferitor strategii de control atât din punct de vedere al simulării cât și din punct de vedere experimental. În toate cazurile, denivelările terenului sunt considerate sub 10 mm.

În **Fig.3.81** este prezentată variația transmisibilității (raportul dintre rădăcina pătrată medie a accelerației masei mobile și cea a punctului de contact pneu-sol) în funcție de frecvența vibrațiilor, obținută prin simulare.

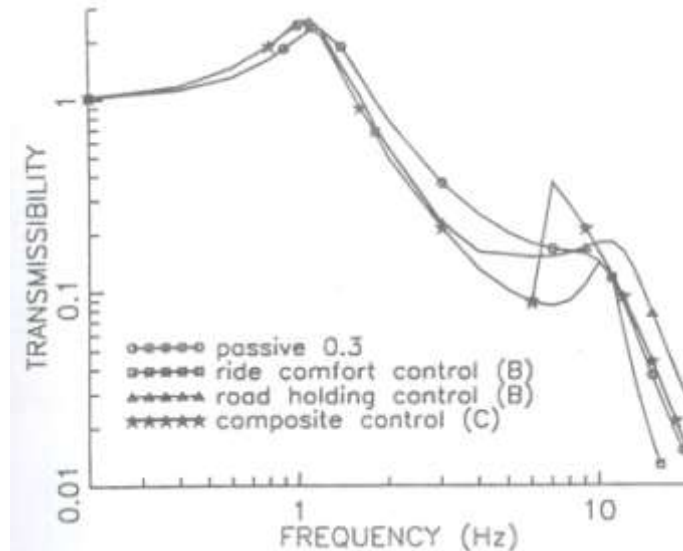


Fig.3.81 Comparația transmisibilităților pentru diferite strategii de control al vibrațiilor, pe baza rezultatelor simulării

S-a prezentat și variația transmisibilității unei suspensii pasive cu un raport de amortizare de 0,3. Se observă că strategiile C și B dau efecte similare însă diferența dintre acestea și suspensia pasivă nu este prea relevantă. Analizând variațiile simulate ale transmisibilității pentru strategia C de control compozit, se constată că prezintă un maxim la frecvența de cca. 7 Hz. Concluzia este că, din punct de vedere al izolării vibrațiilor, strategia B de control al confortului călătoriei este superioară față de celelalte strategii.

Fig.3.82 prezintă variația simulată a raportului de deformație dinamică a pneurilor (raportul dintre valorile rădăcinilor pătrate medii a deformației pneurilor și a profilului drumului) în funcție de frecvență, pentru mai multe strategii de control.

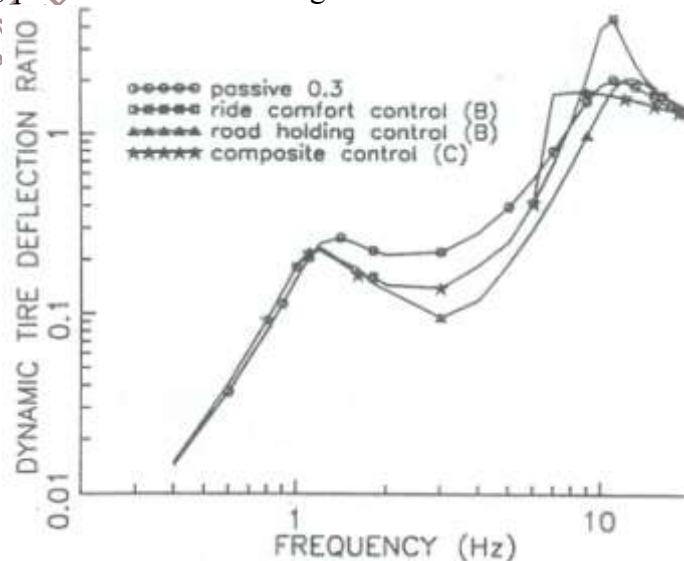


Fig.3.82 Comparația rapoartelor de deformație dinamică a pneurilor auto pentru diferite strategii de control bazate pe rezultatele simulării

3. Fluide electroreologice

Se observă că cea mai mică deformare simulată (cel mai bun comportament) corespunde strategiei B de control al ținutei la drum. Pe de altă parte, simularea obținută prin aplicarea strategiei C de control compozit prezintă o creștere bruscă a raportului de deformare dinamică la frecvența de 6 Hz, unde se obține un raport de amortizare de 1. Variațiile în funcție de frecvență, peste 6 Hz, ale raportului de deformare dinamică și ale transmisibilității, pentru strategia C de control compozit din Fig.3.81, sunt foarte asemănătoare.

Fig.3.83 prezintă variațiile în funcție de frecvență ale rapoartelor de transport ale suspensiei (raportul dintre rădăcina pătrată medie a deplasării dintre masa mobilă și cea imobilă și a cea a profilului solului) pentru diferite strategii de control.

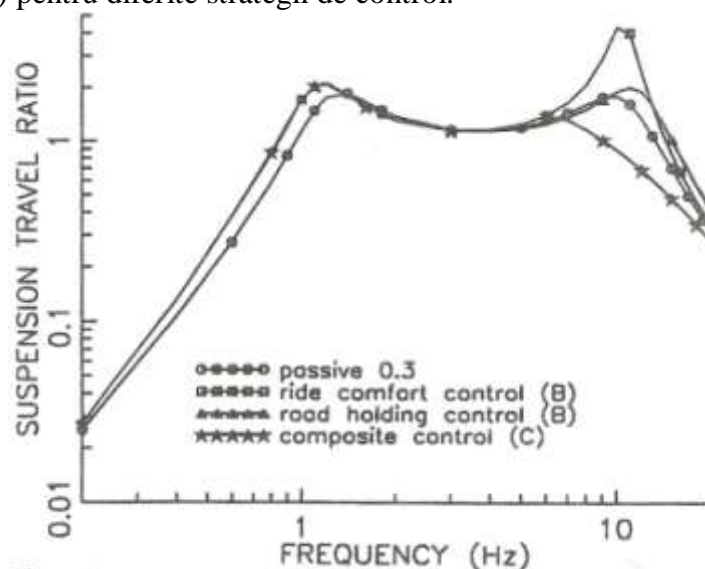


Fig.3.83 Comparația rapoartelor de transport ale suspensiei auto pentru diferite strategii de control bazate pe rezultatele simulării

Se observă că toate strategiile acționează în mod similar, pe un interval larg de frecvențe. Însă de la o frecvență situată cu puțin sub frecvența naturală a masei imobile (cca. 6 Hz) și continuând cu frecvențe mai mari, strategia C de control compozit este superioară celorlalte strategii. Rezultatele simulării cu diverse strategii sunt prezentate în **Tab.3.2**.

Tab.3.2 Rezultate obținute cu diverse strategii de control

Parametrul de performanță	Strategia de control	Frecvența			
		1,2	7	10	15
Transmisibilitatea	Pasiv, 0,3	2,37	0,17	0,14	0,04
	Confortul călătoriei (B)	2,13	0,08	0,14	0,02
	Ținuta la drum (B)	2,29	0,15	0,18	0,08
	Compozit (C)	2,13	0,36	0,16	0,04
Raportul de deformare dinamică al pneurilor	Pasiv, 0,3	0,25	0,8	1,9	1,63
	Confortul călătoriei (B)	0,22	0,69	3,96	1,84
	Ținuta la drum (B)	0,23	0,45	1,4	1,81
	Compozit (C)	0,22	1,68	1,73	1,46
Raportul de transport al suspensiei	Pasiv, 0,3	1,76	1,44	1,8	0,71
	Confortul călătoriei (B)	2,13	1,65	4,36	0,86
	Ținuta la drum (B)	2,1	1,37	1,92	1,04
	Compozit (C)	2,13	1,32	0,9	0,48

Studiul experimental al diveritelor strategii de control al suspensiilor semi-active s-a efectuat cu ajutorul amortizorului ER din **Fig.3.84**. Masa mobilă este de 44,2 kg iar cea imobilă de 6,2 kg. Constanta de elasticitate a suspensiei este de 2,846 kN/m iar cea a pneului este de 24,5 kN/m. Amortizorul este activat cu o amplitudine de 7,5 mm, prin intermediul unei came excentrice acționată de un motor cu turație variabilă.

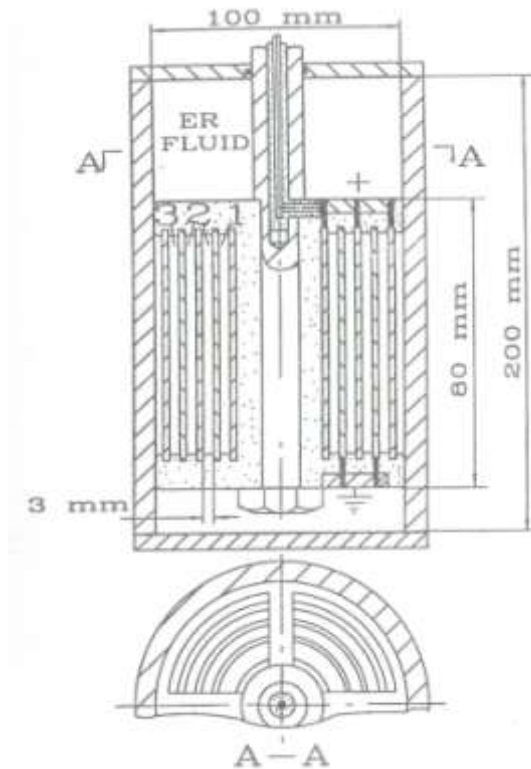


Fig.3.84 Schema amortizorului cu fluid ER utilizat în experimente

Fluidul ER utilizat este un amestec de ulei siliconic și amidon în proporție de 5:1. Proprietățile fluidului ER au fost măsurate cu un reometru Couette (cu cilindri concențrici) având ca stator un cilindru interior de diametru 0,145 m și ca rotor un cilindru cu diametru exterior de 0,139 m. Rotorul este condus de un motor cu turație variabilă iar statorul este controlat printr-un traductor de cuplu care permite determinarea tensiunii de forfecare a fluidului ER.

Fig.3.85 prezintă variațiile, în funcție de viteza de forfecare, a tensiunii de forfecare la intensitatea zero a câmpului electric aplicat precum și a raportului dintre tensiunile de forfecare a fluidului la diverse câmpuri aplicate (1, 2 și 3 kV/mm) și la câmp electric zero.

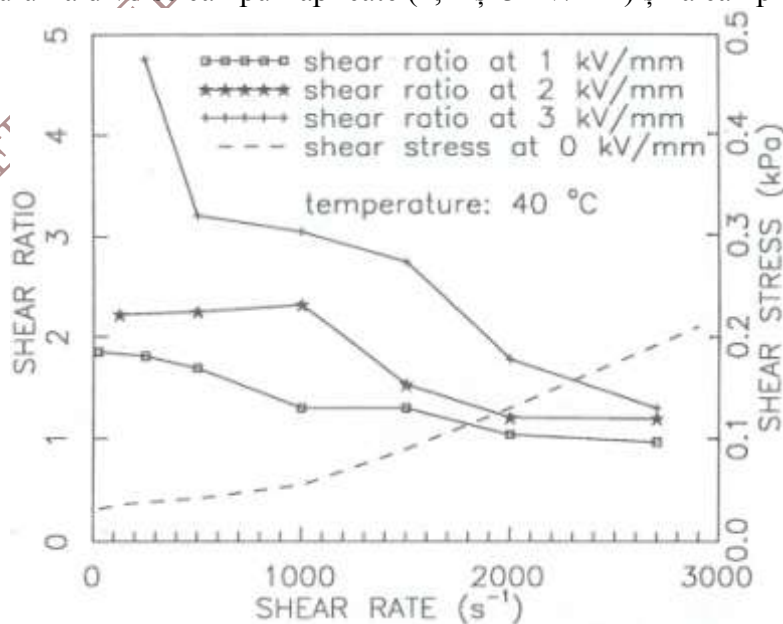


Fig.3.85 Variația raportului de forfecare în funcție de viteza de forfecare, pentru fluidul ER utilizat în experimente

3. Fluide electroreologice

Se observă că pe măsură ce viteza de forfecare a fluidului crește, raportul de forfecare scade. Principalii parametri de control al suspensiilor semi-actve sunt rapoartele dintre deplasarea relativă a meselor mobilă și imobilă și respectiv dintre deplasarea masei imobile și denivelarea solului. Aceste deplasări au fost monitorizate cu ajutorul unor potențiometre liniare. Utilizând traductoare diferențiale analogice a putut fi luat în calcul și raportul dintre viteza de deplasare relativă a masei mobile și viteza masei imobile.

S-a constatat că, la o tensiune constantă a curentului aplicat, raportul echivalent de amortizare vâscoasă, al întregului amortizor ER, variază în funcție de frecvență. Efectele frecvenței sunt vizibile mai ales peste 10 Hz. Astfel, probleme legate de variația vitezei și a accelerației, în momentul trecerii de la starea pasivă, la cea activă, sub efectul unei frecvențe a curentului electric aplicat de **12 Hz**, sunt ilustrate în **Fig.3.86**.

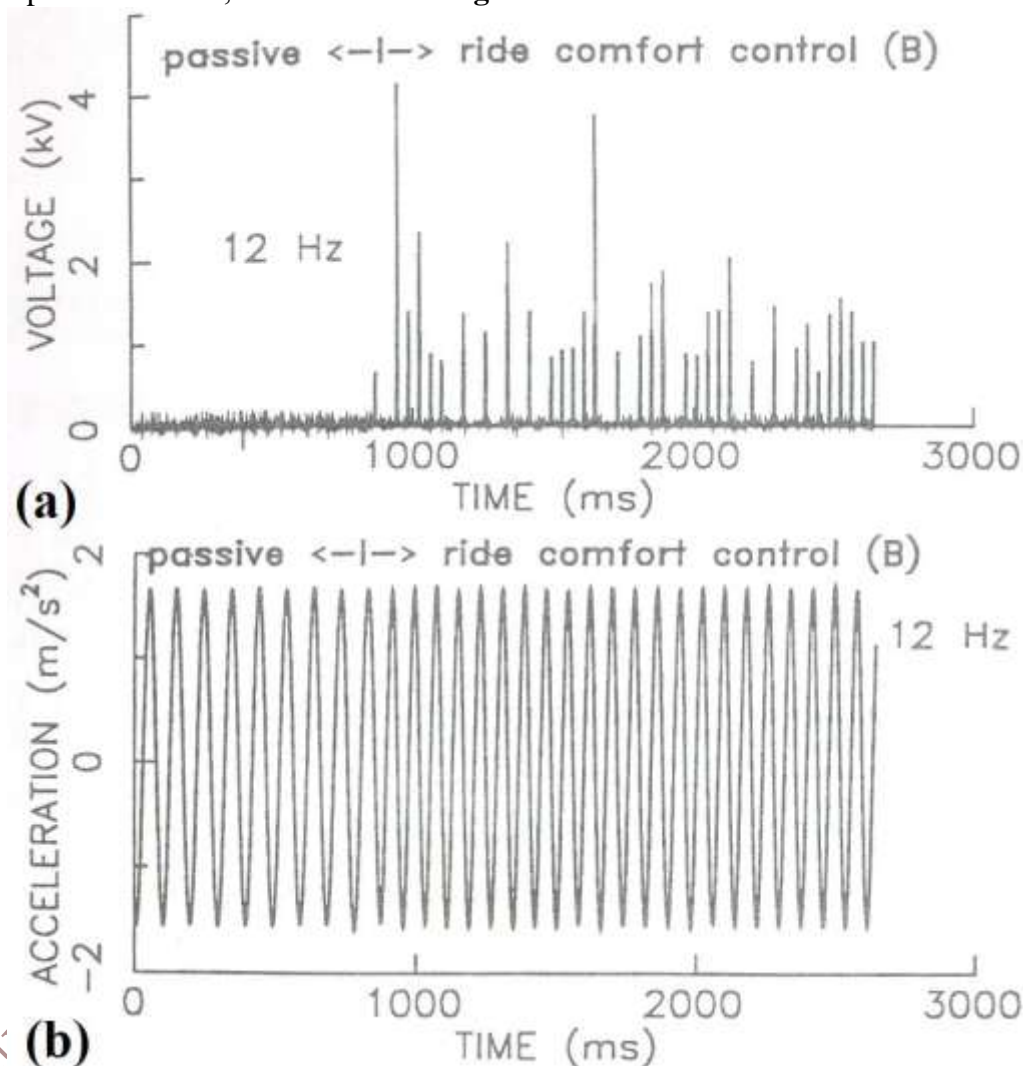


Fig.3.86 Efectele trecerii de la starea pasivă la activarea controlului suspensiei unui amortizor ER, conform strategiei B de control al confortului călătoriei, la frecvența de 12 Hz: (a) variațiile tensiunii; (b) variațiile accelerației

Din Fig.3.86(a) se observă că timpul de aplicare al curentului electric la fluidul ER este foarte scurt. Din acest motiv, proprietățile mecanice ale fluidului ER nu pot varia suficient de rapid și **nu se observă diferențe mari între starea activă și cea pasivă**, după cum arată Fig.3.86(b) unde accelerația nu prezintă diferențe notabile la trecerea de la o stare la alta.

Cu totul altfel se prezintă variațiile vitezei și accelerației, la trecerea de la starea pasivă la cea activă, în conformitate cu strategia B de control al confortului călătoriei, în cazul aplicării unui curent electric cu frecvența de **1,2 Hz**, după ilustrează **Fig.3.87**.

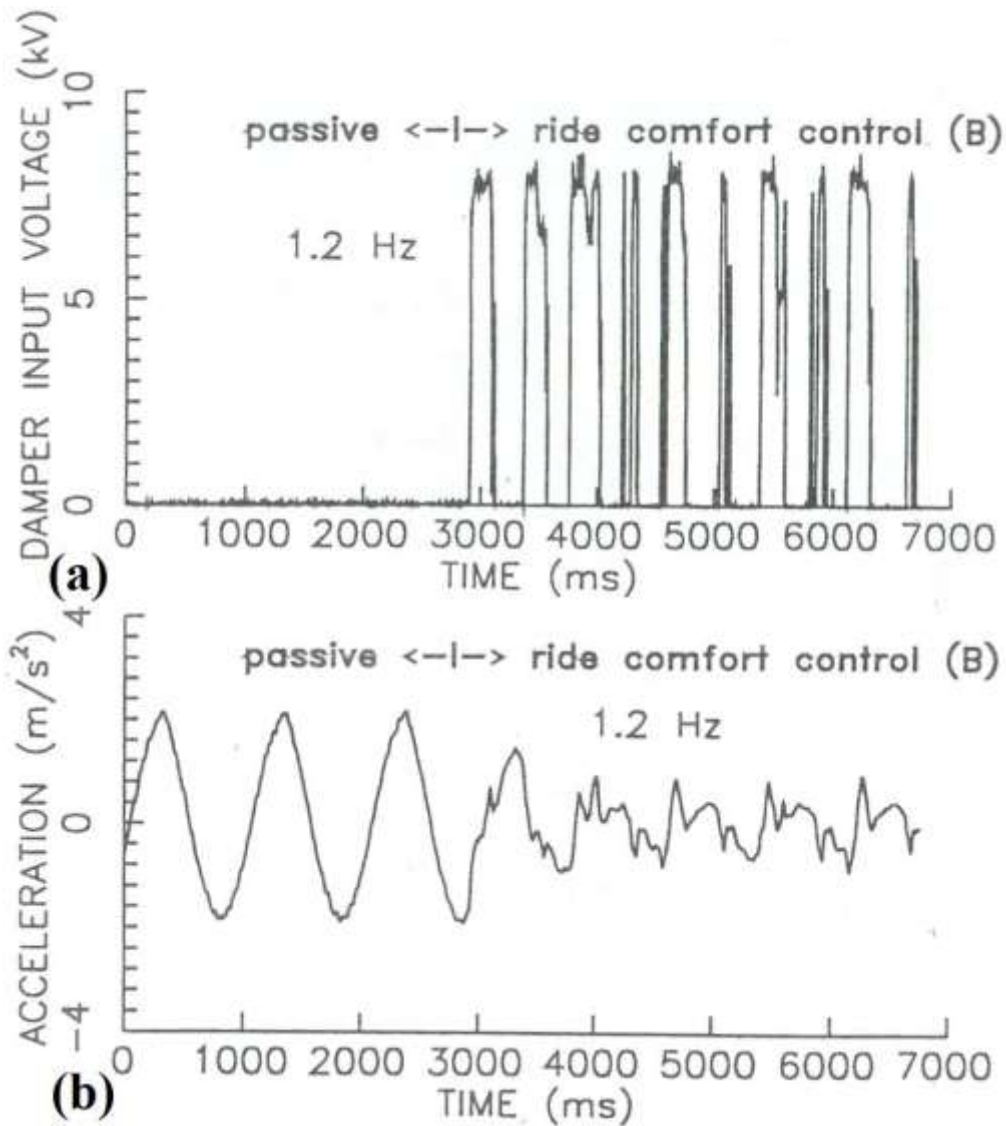


Fig.3.87 Efectele trecerii de la starea pasivă la activarea controlului suspensiei unui amortizor ER, conform strategiei B de control al confortului călătoriei, la frecvența de 1,2 Hz: (a) variațiile tensiunii; (b) variațiile accelerației

Principala diferență constă în creșterea duratei de aplicare a tensiunii, ilustrată în Fig.3.87(a) ceea ce permite obținerea unor modificări notabile ale proprietăților mecanice. Astfel, Fig.3.87(b) ilustrează o modificare evidentă a variației accelerației odată cu trecerea la starea activă. Acesta este principalul beneficiu al strategiei B de control al confortului călătoriei.

4. FLUIDE MAGNETOREOLOGICE

4.1 Noțiuni generale despre fluidele magnetoreologice

Magnetoreologia este ramura reologiei care se ocupă cu curgerea și deformarea sub efectul unui câmp magnetic aplicat. Descoperirea fluidelor magnetoreologice (MR) este atribuită lui Jacob Rabinow, în 1949. Fluidele MR sunt suspensii de particule moi, din punct de vedere magnetic, multidomeniale, necoloidale ($0,05-10 \mu\text{m}$), în lichide organice sau apoase. Au fost descrise mai multe metale ceramice și aliaje care se pot folosi pentru prepararea fluidelor MR, atât timp cât particulele sunt multi-domeniale, din punct de vedere magnetic, și prezintă nivele scăzute ale coercitivității magnetice. Cele mai importante caracteristici ale fazei dispersate, active din punct de vedere magnetic, sunt mărimea particulelor, forma, densitatea, distribuția, saturația magnetică și câmpul coercitiv. Alți factori importanți, care afectează proprietățile reologice, stabilitatea și redispersibilitatea fluidului MR sunt surfactanții și aditivii anticorozivi.

Atunci când nu sunt activate, fluidele MR arată ca niște vopsele lichide și prezintă nivele de vâscozitate aparentă comparabile cu acestea (0.1 până la $1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ la viteze de forfecare scăzute). Atunci când se aplică un câmp magnetic, vâscozitatea lor aparentă crește puternic (de 10^5-10^6 ori), în câteva milisecunde.

Variația vâscozității este complet reversibilă, atunci când câmpul magnetic este îndepărtat. Forțele dintre particulele inerte, care provin din interacțiunile magnetice, conduc la obținerea unui material cu vâscozitate aparentă mai mare. Această interacțiune dipolară este responsabilă pentru formarea unor lanțuri de particule, pe direcția câmpului magnetic aplicat, conform Fig.4.1.

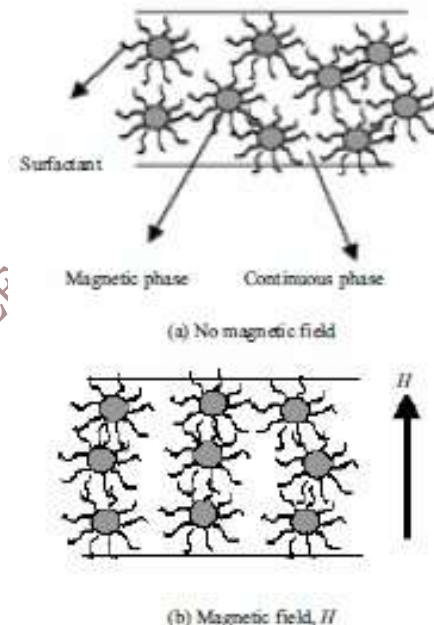


Fig.4.1 Schema formării lanțurilor de particule în fluidele MR: (a) în absența câmpului magnetic; (b) după aplicarea unui câmp magnetic de intensitate H

La constituirea formațiunilor de particule participă atât câmpul magnetic aplicat cât și vâscozitatea aparentă a fluidului purtător. Aceste formațiuni astfel constituite pot suporta un anumit nivel al tensiunii de forfecare fără să se rupă, ceea ce le face să se comporte, într-o anumită măsură, ca un solid. Când tensiunea de forfecare depășește o anumită valoare critică, formațiunile particulelor se rup și materialul începe să curgă. Efectul MR este în general caracterizat prin modelul plastic Bingham, descris prin ecuația (3.1). σ_y este valoarea critică a tensiunii „de curgere aparentă”, peste care începe curgerea, în urma ruperii formațiunilor de

particule. De exemplu, la fluidele MR cu 40 % particule de Fe, sub un câmp magnetic de 1 T s-a obținut $\sigma_y = 100$ kPa.

4.1.1 Structura fluidelor magnetoreologice

Se consideră că fluidele MR au un potențial aplicativ mai ridicat decât fluidele ER (descoperite de Winslow în 1948). Principalul avantaj al fluidelor MR față de fluidele ER este rezistența la curgere mai ridicată, atribuită densității mai ridicate a energiei magnetostatice, $\mu_0 H_0^2$, comparativ cu densitatea electrostatică, $\epsilon_0 E_0^2$, a fluidelor ER. În plus, fluidele MR necesită surse de alimentare de tensiune scăzută și sunt relativ stabile între -40 și 150°C . Spre deosebire de fluidele MR, ferrofluidele sunt coloidale, din cauza diametrelor mult mai mici ale particulelor ceea ce le conferă o stabilitate superioară. Pentru particulele fluidelor MR sunt preferate materialele care au cea mai mică forță coercitivă și cea mai mare magnetizație de saturație, deoarece imediat ce câmpul magnetic este îndepărtat, fluidul MR trebuie să revină la starea demagnetizată în câteva milisecunde. Pulberea de carbonil de fier îndeplinește condițiile de mai sus și din acest motiv este utilizată la majoritatea fluidelor MR comerciale. Pentacarbonilul de fier, $\text{Fe}(\text{CO})_5$, se poate obține mai ales prin depunere fizică de vapori (CVD) care este preferată față de procesele de atomizare, electrolitică sau de pulverizare. Carbonilul de fier obținut prin CVD este pur din punct de vedere chimic, moale din punct de vedere magnetic, are magnetizația de saturație de 2,1 T și rezultă sub formă de particule sferice cu dimensiuni la nivel de meso-scală.

Puritatea chimică (peste 99,7 %) înseamnă lipsa impurităților care pot bloca deplasarea dislocațiilor, cauzând creșteri de duritate și apariția unor efecte de abraziune a particulelor. Forma sferică contribuie la reducerea frecării și a anizotropiei magnetice de formă. Alte materiale magnetice moi sunt aliajele Fe-50%Co cu magnetizația de saturație de 2,43 T. Principalele inconveniente ale acestor aliaje sunt densitatea lor mai ridicată ($8,1 \text{ g/cm}^3$, față de $7,8 \text{ g/cm}^3$ pentru Fe) și costul mai ridicat. În aceste condiții cercetările s-au îndreptat spre aliajele Fe-(1-10)%Ni care au permis obținerea unor tensiuni de curgere relativ ridicate. Alte materiale utilizate pentru obținerea particulelor MR au fost feritele pe bază de Mn-Zn și de Ni-Zn cu o granulație medie de $2 \mu\text{m}$ însă acestea au o magnetizație de saturație destul de scăzută (0,4-0,6 T). **Fig.4.2** prezintă curbele inducție magnetică-intensitate de magnetizare (B-H) a patru fluide MR comerciale, aranjate ascendent în ordinea creșterii procentului de fier: 26, 36, 40 și 46 Fe %.

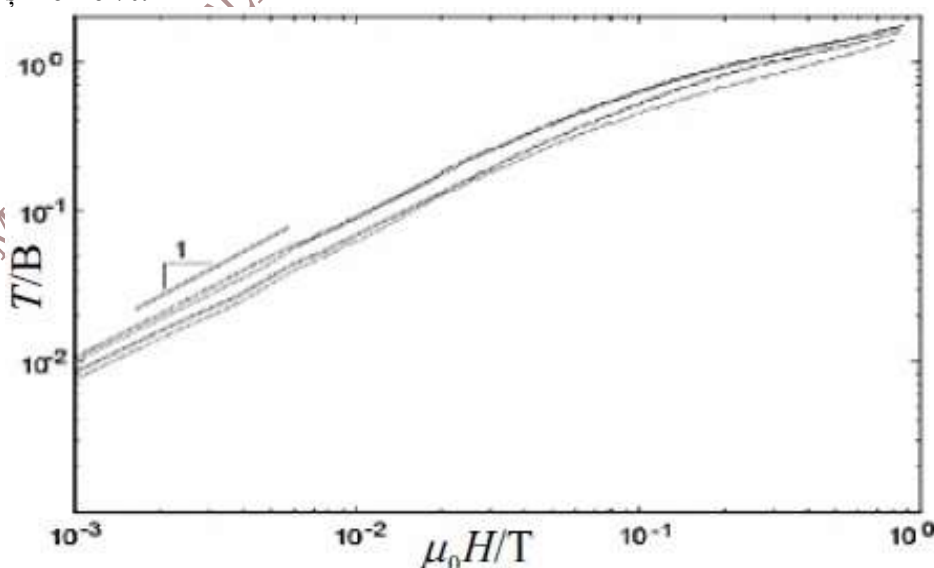


Fig.4.2 Variația densității de flux magnetic în cadrul fluidelor MR în funcție câmpul magnetic aplicat

Principalele caracteristici ale celor patru fluide MR comerciale sunt prezentate în **Fig.4.3**.

4. Fluide magnetoreologice

Comercial 1 MR fluid	Percent iron by volume	Carrier fluid	Density /g•mL ⁻¹
MRX-126PD	26	Hydrocarbon oil	2.66
MRX-140ND	40	Hydrocarbon oil	3.64
MRX-242AS	42	Water	3.88
MRX-336AG	36	Silicone oil	3.47

Fig.4.3 Compoziții chimice de bază și densitățile a patru fluide MR comerciale produse de compania Lord (1998)

Proprietățile reologice ale fluidelor MR depind de concentrația, densitatea, mărimea și forma particulelor; de proprietățile fluidului purtător; de aditivii utilizați; de câmpul aplicat; de temperatură și de alți factori a căror interdependență este foarte complexă. La fracțiuni de volum mari, particulele sunt suficient de apropiate încât câmpul de curgere al unei particule să poată fi afectat de particulele vecine, din cauza interacțiunilor hidrodinamice. Din acest motiv, la o concentrație volumică de cca. 50 % se observă o creștere puternică a vâscozității, ilustrată în Fig.4.4.

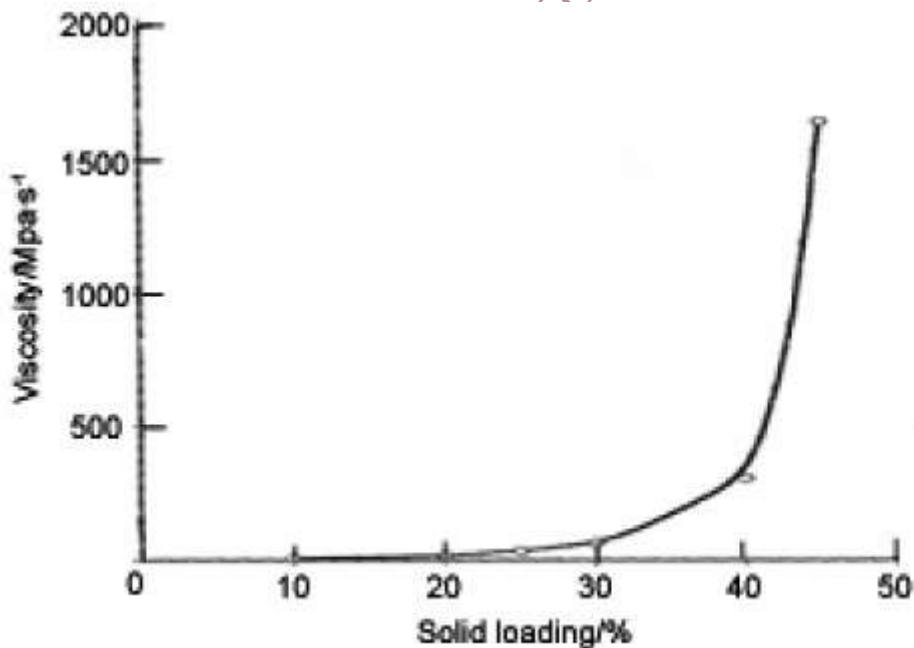


Fig.4.4 Dependența vâscozității de încărcarea solidă a particulelor de alumina cu granulație medie de 0,7 μm

Dacă se consideră împachetarea particulelor sferice după o celulă elementară cubică, se constată că la 52 % vol. este atinsă vâscozitatea maximă, din cauza contribuției frecării produsă de interacțiunea particulelor.

Vâscozitatea liniară este dependentă de timp și caracterizează reacția mecanică a materialului la o tensiunea aplicată. La deformare constantă, solidul vâscoelastic înmagazinează o parte din energia primită și disipă restul în timp ce lichidul vâscoelastic disipă toată energia. Această particularitate reprezintă o caracteristică esențială pentru fenomenele tranzitorii de

repartizare a energiei, cum ar fi fluajul sau relaxarea tensiunilor. La testele de fluaj tensiunea este aplicată brusc până la o valoare menținută apoi constantă și este măsurată evoluția deformației în timp. La testele de relaxare a tensiunii deformația este aplicată brusc până la o valoare menținută apoi constantă și este măsurată evoluția în timp a tensiunii. Un material este considerat liniar vâscoelastic dacă în timpul fluajului stabilizat deformația este proporțională cu tensiunea aplicată și dacă, la forfecare simplă istoria tensiunii corespunde cu cea a deformației. Conform principiului suprapunerii al lui Boltzmann, dacă deformația este o funcție continuă de timp, atunci deformația din orice moment t depinde de tensiunea din momentele anterioare.

Modelele dezvoltate pentru fluidele ER pot fi adoptate fluidelor MR doar la câmpuri magnetice slabe din cauză că la câmpuri puternice intervin vâscozitatea neliniară și saturația magnetică. În modelele formulate prin FEM, tensiunea de curgere statică este considerată drept tensiunea maximă de forfecare definită prin componenta de întindere, pe direcția de forfecare, a unui lanț infinit, unic și liniar de particule. Reologia suspensiilor MR este analizată în două etape: 1-pre-curgere și 2-post-curgere, ilustrate în Fig.4.5.

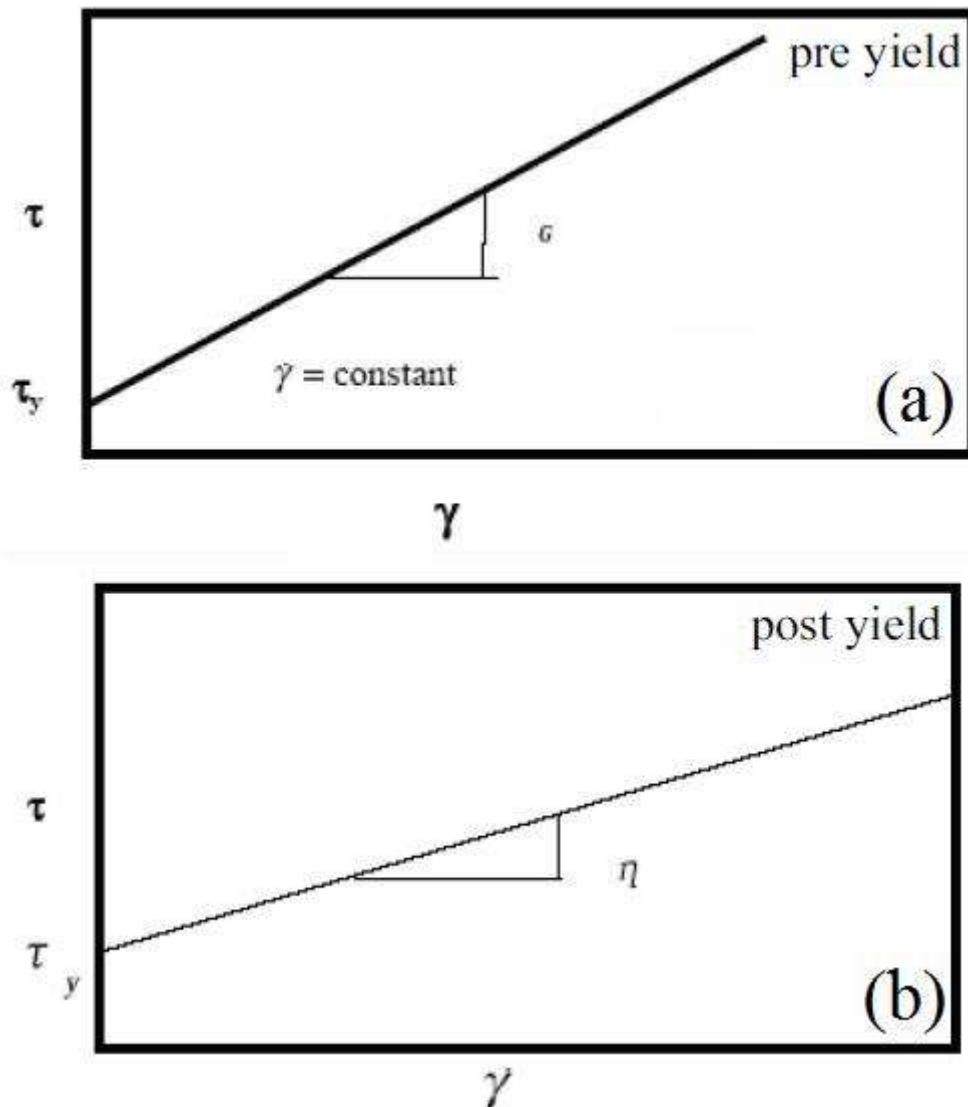


Fig.4.5 Modelul de curgere plastică Bingham

Regim pre-curgere, Fig.4.5(a):

$$\sigma = G'\gamma; \dot{\gamma} = 0; \sigma < \sigma_y \quad (4.1)$$

4. Fluide magnetoreologice

regimul post-curgere, Fig.4.5(b):

$$\sigma = \eta\dot{\gamma} + \sigma_y; \sigma \geq \sigma_y \quad (4.2)$$

unde η este vâscozitatea plastică, $\dot{\gamma}$ este viteza de forfecare, σ_y este tensiunea de curgere dinamică iar G este modulul de înmagazinare a energiei. În regiunea de pre-curgere fluidele MR prezintă proprietăți vâscoelastice, utile mai ales în aplicațiile de amortizare a vibrațiilor. Fluidele MR curg la tensiuni $\tau > \tau_y$.

Principalele geometrii de curgere, cu ecuațiile corespunzătoare sunt date în **Fig.4.6** iar geometriile reometrelor care funcționează conform acestor configurații sunt prezentate în **Fig.4.7**.





Geometry	Shear stress	Shear rate	Strain	Viscosity
Concentric cylinder 	$\frac{M}{(2\pi R_{ave}^2 h)}$	$\frac{2\Omega R_1^2 R_2^2}{r^2 (R_2^2 - R_1^2)}$	$\frac{\theta R_{ave}}{R_2 - R_1}$	$\frac{M(R_2^2 - R_1^2)}{4\pi h \Omega R_1^2 R_2^2}$
Parallel plate 	$\frac{M}{2\pi R^3}$	$\frac{\Omega R}{h}$	$\frac{R\theta}{h}$	$\frac{\pi \Omega M R^4}{2h}$
Cone and plate 	$\frac{3M}{2\pi R^3}$	$\frac{\Omega}{\alpha}$	$\frac{\theta}{\alpha}$	$\frac{3\alpha M}{2\pi R^3 \Omega}$
Double concentric 	$\frac{M}{2\pi h (R_1^2 + R_4^2)}$	$\frac{\Omega R_4^2}{(R_4^2 - R_3^2)} + \frac{\Omega R_1^2}{(R_2^2 - R_1^2)}$	$\frac{\theta R_4^2}{(R_4^2 - R_3^2)} + \frac{\theta R_1^2}{(R_2^2 - R_1^2)}$	$\frac{M(R_4^2 - R_3^2)(R_2^2 - R_1^2)}{2\pi h}$

Fig.4.6 Ecuațiile proprietăților reologice ale diferitelor geometrii de activare a fluidelor ER și configurația acestora

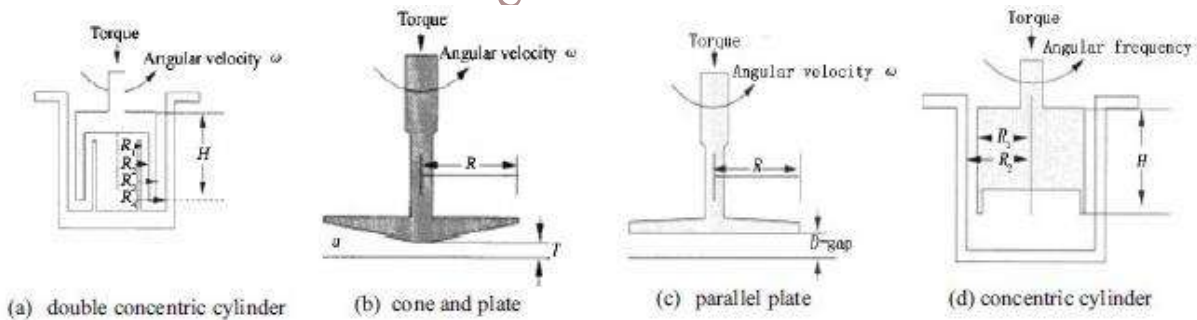


Fig.4.7 Tipuri de geometrii ale reometrelor: (a) cilindru dublu concentric; (b) con și placă; (c) placă paralelă; (d) cilindru concentric

Notațiile din cele două figuri reprezintă:

M - momentul, h - înălțimea, R - raza, Ω - viteza unghiulară, θ - deplasarea unghiulară, α - unghiul conului.

Cele mai mari neajunsuri ale fluidelor MR sunt stabilizarea și redispersibilitatea. Stabilitatea fluidelor MR presupune lipsa sedimentării. La sistemele diluate viteza de sedimentare a particulelor sferice poate fi determinată cu legea lui Stokes:

$$v = \frac{2R_s^2 (\Delta\rho)g}{9\eta} \quad (4.3)$$

în care R_s este raza particulelor, $\Delta\rho$ - diferența de densitate între faza magnetică și fluidul purtător, η - vâscozitatea fluidului purtător iar g - accelerația gravitațională ($9,8 \text{ m/s}^2$). Pentru prevenirea sedimentării s-a utilizat o fază vâscoelastică continuă (ex.: unsoare). Condiția de

formare a suspensiei este ca tensiunea de curgere a mediului vâscoplastic să fie mai mare decât cea a fluidului MR.

La majoritatea aplicațiilor, fluidele MR trebuie să aibe o vâscozitate cât mai mică posibil, în stare neexcitată. La aplicațiile antiseimice sunt preferate fluidele MR sub formă de pastă, pentru a evita sedimentarea gravitațională în lungile perioade de timp când amortizorul este inactiv. Solicitățile oscilatorii, aplicate între -20 și 50°C , au arătat creșteri ale modulelor de înmagazinare și de pierdere odată cu creșterea frecvenței de la 5 la 50 Hz și cu scăderea temperaturii (în concordanță cu comportamentul polimerilor vâscoși). „Condensând” datele dependente de temperatură cu cele dependente de frecvență s-au obținut curbe etalon ale modulului complex.

Aplicarea câmpului magnetic la fluidele MR, ca și câmpul electric la fluidele ER, produce formarea unor lanțuri individuale care se transformă în clustere și în final într-o structură tvc, cu împachetare compactă. Formarea structurilor compacte contribuie la creșterea limitei de curgere dar necesită timp îndelungat. Din acest motiv s-au căutat metode suplimentare de accelerare a creșterii limitei de curgere. Una dintre acestea presupune aplicarea unei forțe de comprimare, asupra fluidului MR, imediat după activarea câmpului magnetic. Sub efectul forței de comprimare, lanțurile sunt presate astfel încât for mează structuri compacte într-un timp mult mai scurt. Pentru experimente, s-a preparat o suspensie de 46 % vol. particule de carbonil de fier, cu diametrul mediu $5\ \mu\text{m}$, conform **Fig.4.8**, în ulei siliconic.

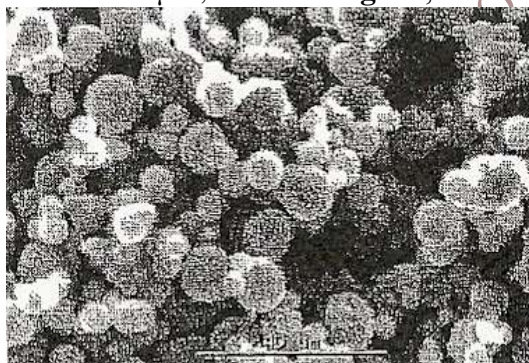


Fig.4.8 Micrografie SEM a particulelor de $\text{Fe}(\text{CO})_5$

S-a adăugat surfactant pentru a împiedica sedimentarea particulelor pe durata a cel puțin 24 de ore. Instalația experimentală, prezentată în **Fig.4.9**, include un electromagnet și un container de Al cu fluidul MR.

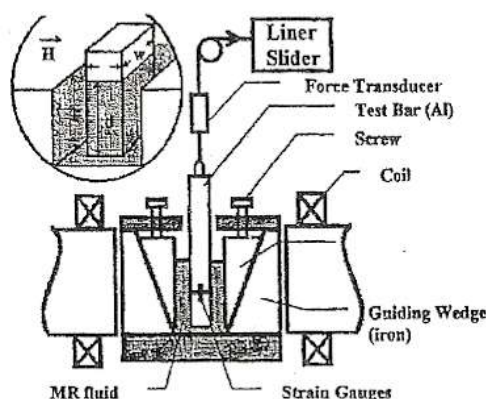


Fig.4.9 Instalație experimentală pentru determinarea comportării la forfecare a unui fluid MR cu particule de carbonil de fier

Containerul de Al, cu dimensiuni $115 \times 89 \times 89\text{mm}$ și un volum de 200 ml, are capete din oțel, unul fix altul mobil, pentru a permite comprimarea fluidului. În fluidul MR, care are un

4. Fluide magnetoreologice

volum de 120 ml, s-a introdus vertical o bară de Al. După aplicarea câmpului magnetic și comprimarea fluidului MR din container, s-a determinat tensiunea de curgere, la extragerea barei de Al, măsurătorile efectuându-se cu ajutorul unui traductor de forță și al unei mărci tensometrice. Efectele cumulate ale aplicării câmpului magnetic și a forței de comprimare sunt prezentate în Fig.4.10.

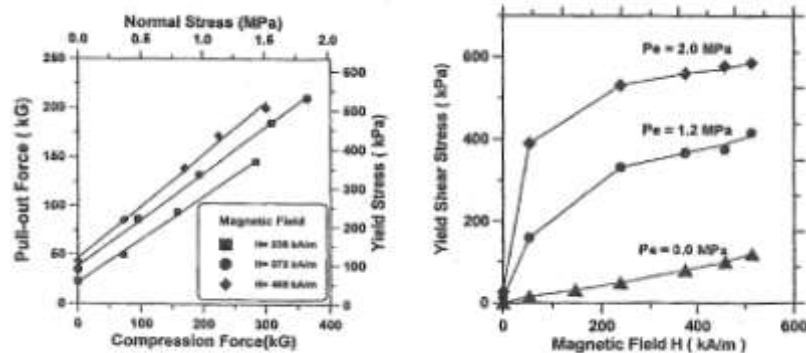


Fig.4.10 Efectele câmpului magnetic și ale forței de comprimare asupra comportării la forfecare a unui fluid MR cu particule de carbonil de fier: (a) variația forței de extragere în funcție de forța de comprimare, la diverse câmpuri magnetice aplicate; (b) variația rezistenței la curgere prin forfecare în funcție de câmpul magnetic aplicat, pentru fluid necomprimat sau comprimat cu două presiuni aplicate

Fig.4.10(a) conține variația forței de extragere a unei barei de Al cu secțiunea 12,7x25,4 mm, în funcție de forța de comprimare, la trei valori diferite ale câmpului magnetic aplicat. Se observă ușor că forța de extragere crește liniar cu presiunea de comprimare. Fig.4.10(b) prezintă variația tensiunii de curgere în funcție de câmpul magnetic aplicat, în stare relaxată și sub 2 presiuni de comprimare. Se constată ușor variația liniară a rezistenței statice la curgere, în funcție de intensitatea câmpului magnetic aplicat. Pe de altă parte, se observă că rezistența la curgere crește, în mod evident, odată cu aplicarea presiunii de comprimare.

Pentru o mai bună înțelegere a mecanismului fizic care stă la baza acestei creșteri a rezistenței la curgere, a fost studiată microstructura fluidului MR înainte și după aplicarea presiunii de comprimare. În acest scop s-a folosit o emulsie de rășină polimerică (epoxidică) care s-a turnat peste cu 45 % particule de carbonil. Într-o primă etapă s-a aplicat în câmp magnetic de 372 kA/m, înainte de reticularea rășinii. În cea de-a doua etapă s-a aplicat și o presiune de 1,2 MPa, înainte să se producă reticularea rășinii. Cele două probe au fost secționare și supuse analizei SEM, conform Fig.4.11.

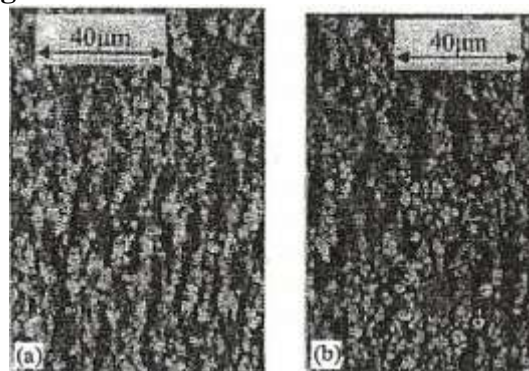


Fig.4.11 Micrografii SEM ale unui amestec fier-rășină epoxidică reticulat într-un câmp magnetic de 372 kA/m. Direcția câmpului este în sus. (a) fără comprimare; (b) cu comprimare

Fig.4.11(a) arată formarea lanțurilor unice de particule, care predomină în microstructură. Fig.4.11(b) arată că, în urma compresiei, microstructura este predominantă de coloane de

particule. Grosimea medie a unei coloane a fost de 50 μm , ceea ce corespunde la cca. 100 de particule.

4.1.2 Fenomene magnetoreologice

Pentru simularea reologiei fluidelor MR, induse de câmpurile magnetice uni- și biaxiale, au fost luate în considerație interacțiunile dipolare, mișcarea browniană tridimensională și curgerea staționară prin forfecare Stokes între particulele, considerate drept sfere rigide și fluidul purtător. Simulările s-au făcut în mod diferențiat, pentru forfecare staționară și oscilatorie.

A. Forfecarea staționară a fost inițial simulată în *câmp uniaxial* pentru un fluid MR cu o fracțiune de 30 % vol. particule. **Fig.4.12** prezintă variațiile simulate ale forfecării în câmp uniaxial, în funcție de numărul lui Mason, definit prin ecuația (3.22), pentru trei valori ale parametrului adimensional $\lambda=(2/3)af_c/(k_B T)$, unde a -raza particulei, f_c -forța de interacțiune dintre 2 particule, k_B -constanta lui Bolzman, T -temperatura.

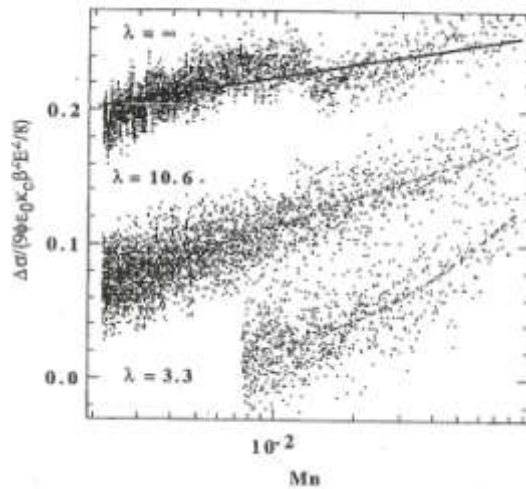


Fig.4.12 Simulările forfecării în câmp uniaxial, pentru un fluid cu $\Phi=30\%$, arată că tensiunea este aproape independentă de numărul lui Mason (Mn) în absența mișcării browniene ($\lambda=\infty$), indicând o viscozitate cu subțiere prin forfecare. La Mn mici mișcarea browniană reduce tensiunea în mod semnificativ

În absența mișcării browniene, ($\lambda=\infty$) tensiunea de forfecare este foarte puțin influențată de Mn . Amplificarea mișcării browniene reduce tensiunea la Mn mici.

În continuare este prezentat un model al fluctuațiilor termice bazat pe dinamica lanțurilor de particule și caracterizat prin formarea fazelor cu structură în benzi, la valori mari ale parametrului adimensional λ și la concentrații de până la 40 % vol, ca în exemplul ilustrat în **Fig.4.13**.

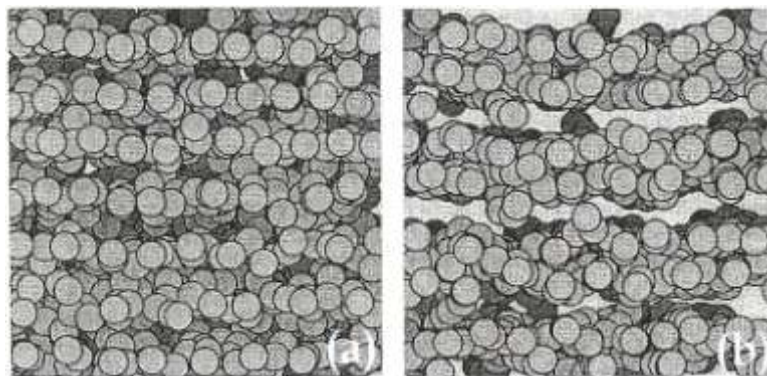


Fig.4.13 La valori mari ale lui λ se formează o fază cu structură în benzi, care nu este vizibilă la valori mici. Aceste structuri se obțin la valoarea marginală $\lambda=16,7$. Imaginile sunt pe direcția câmpului (axa z) și corespund valorilor (a) $Mn=0,08$ și (b) $Mn=0,002$ (dreapta)

4. Fluide magnetoreologice

Aceste structuri laminare sunt conținute în planul câmpului și a direcției de curgere, adică perpendicular pe axa vorticității fluidului (intensitatea circulației sau rotației dintr-un lichid, reprezentată prin viteza unghiulară de rotație). Faza cu structura în benzi nu apare valori mici ale parametrului adimensional λ , chiar dacă valoarea tensiunii fluidului este destul de ridicată. Neglijând efectele structurale și termice deosebit de complexe pe care le pot avea aceste structuri în benzi, se poate considera, cu o bună aproximație, că aceste structuri sunt formate din straturi de lanțuri dense de particule

Concluzionând rezultatele simulării în câmp uniaxial se poate afirma că, în faza cu structură în benzi formată din lanțuri dense de particule, cele mai importante efecte termice apar ca urmare a intensificării amplitudinii mișcării browniene, care reduc semnificativ valoarea tensiunii de forfecare staționară, atunci când sunt atinse cele mai mici valori ale numărului lui Mason (Mn).

Rezultatele simulărilor efectuate în *câmp biaxial* diferă de cele din câmp uniaxial prin valoarea mai ridicată a tensiunii și prin tendința opusă de variație a acesteia odată cu creșterea lui Mn , conform **Fig.4.14**. Câmpul biaxial forțează formarea fazelor cu structură în benzi care se dezvoltă în planul y - z , diferit de planul de formare a benzilor în câmp uniaxial.

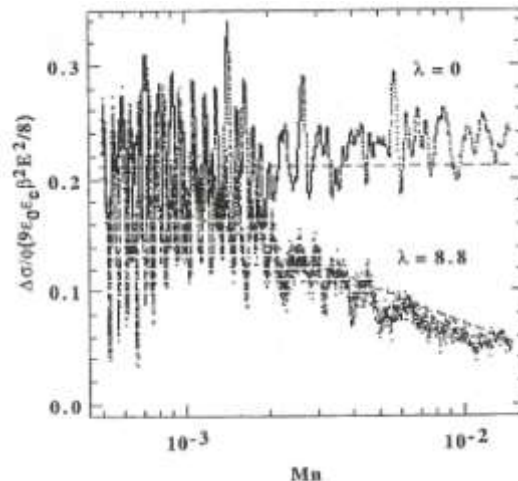


Fig.4.14 Tensiunea într-un câmp biaxial este similară cu cea dintr-un câmp uniaxial însă dependența de temperatură este opusă, prezentând o scădere semnificativă a tensiunii la valori mari ale Mn

Imagini de-a lungul axei y ilustrează organizarea particulelor în câmp biaxial, conform **Fig.4.15**.

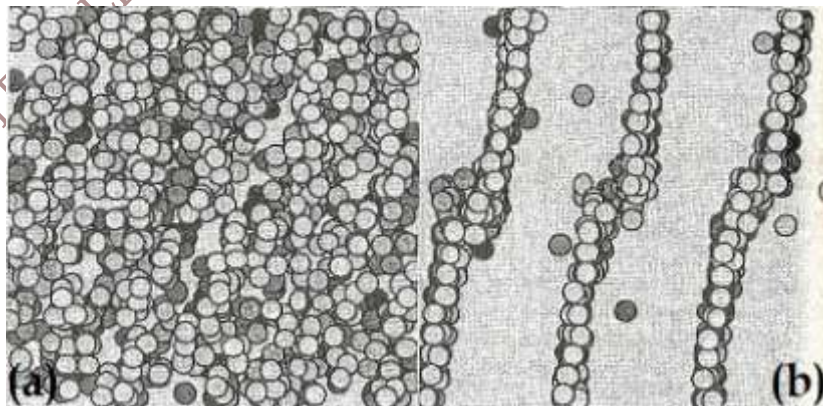


Fig.4.15 Vederi de-a lungul axei fluidului, (axa y) ilustrând formarea structurilor biaxiale, de tip foaie, în planul y - z corespunzătoare lui $\lambda=8,8$: (a) $Mn = 0,08$ și (b) $Mn = 0,002$

Fig.4.15(b) prezintă formarea acestor structuri în benzi atunci când sunt atinse valori mici ale lui Mn , $Mn=0,002$, în cazul de față. Atunci când Mn are valori ridicate, structurile în benzi dispar, ca în exemplul din Fig.4.15(a) unde $Mn=0,08$.

B. Forfecarea oscilatorie a fost simulată prin aplicarea unui câmp timp de 25 ms urmată de supunerea particulelor la forfecare cu valori fixate ale frecvenței și amplitudinii de deformare. În general, după câteva cicluri, este atinsă o comportare de stare staționară însă pentru obținerea unor rezultate statistice corecte s-au aplicat 200 de cicluri de forfecare.

Simulările de forfecare oscilatorie în câmp uniaxial au fost făcute luându-se în considerație 10.000 de particule. În aceste cazuri, s-a observat apariția fazei cu structură în benzi în situațiile în care amplitudinea deformației depășește $\sim 0,15$. Faza cu structură este caracterizată printr-o instabilitate în zona de alunecare prin forfecare ceea ce dă naștere unor puternice deformații efective. Evidențierea acestor deformații este prezentată în **Fig.4.16** prin variația tensiunii normalizate în funcție de deformația efectivă, $\gamma \times (L/d)$, unde L/d este raportul dintre dimensiunea volumului de simulare pe direcția z și diametrul particulelor.

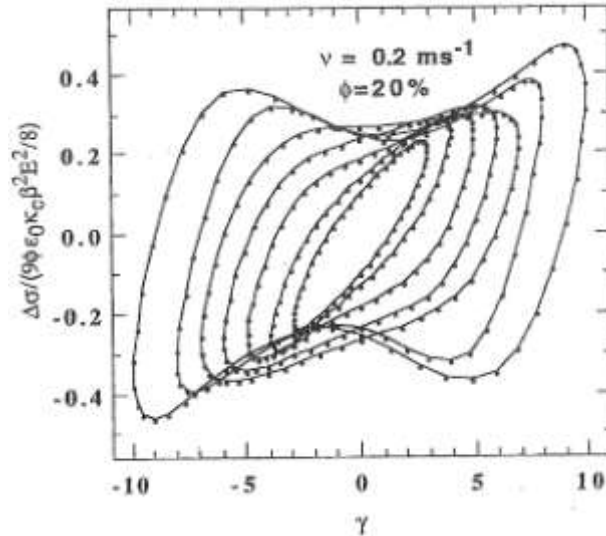


Fig.4.16 Forfecarea oscilatorie în câmp uniaxial arată că parametrul predominant este amplitudinea deformației. Neliniarițările se accentuează, pe măsură ce se formează faza în benzi, producând creșterea tensiunii efective

Fig.4.16 arată că amplitudinea deformației este parametrul dominant care controlează neliniarițările din acest sistem. Observațiile au arătat că variația dinamică a tensiunii normalizate devine din ce în ce mai neliniară pe măsură ce faza cu structură în benzi evoluează.