

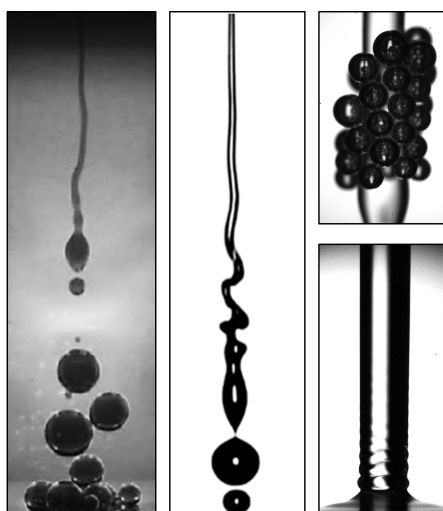
---

# Instabilitatea și dinamica interfețelor lichid-lichid sub acțiunea forțelor de capilaritate

---

- rezumat -

**Doctorand: Claudiu Pătrașcu**  
**Conducător: Prof. Corneliu Bălan**



Lucrare înaintată în vederea obținerii  
titlului de Doctor în științe inginerești

către

DHMHM, Școala Doctorală Energetică,  
Universitatea Politehnică din București



București, România, 2021

UNIVERSITATEA POLITEHNICA DIN BUCUREȘTI  
Școala Doctorală Energetică  
Departamentul de Hidraulică, Mașini Hidraulice și Ingineria Mediului  
Laboratorul REOROM  
Nr. Decizie Senat **658** din **29.03.2021**

# TEZĂ DE DOCTORAT

---

**Instabilitatea și dinamica interfețelor lichid-lichid  
sub acțiunea forțelor de capilaritate**

---



**Doctorand: Claudiu Pătrașcu**  
**Conducător: Prof. Corneliu Bălan**

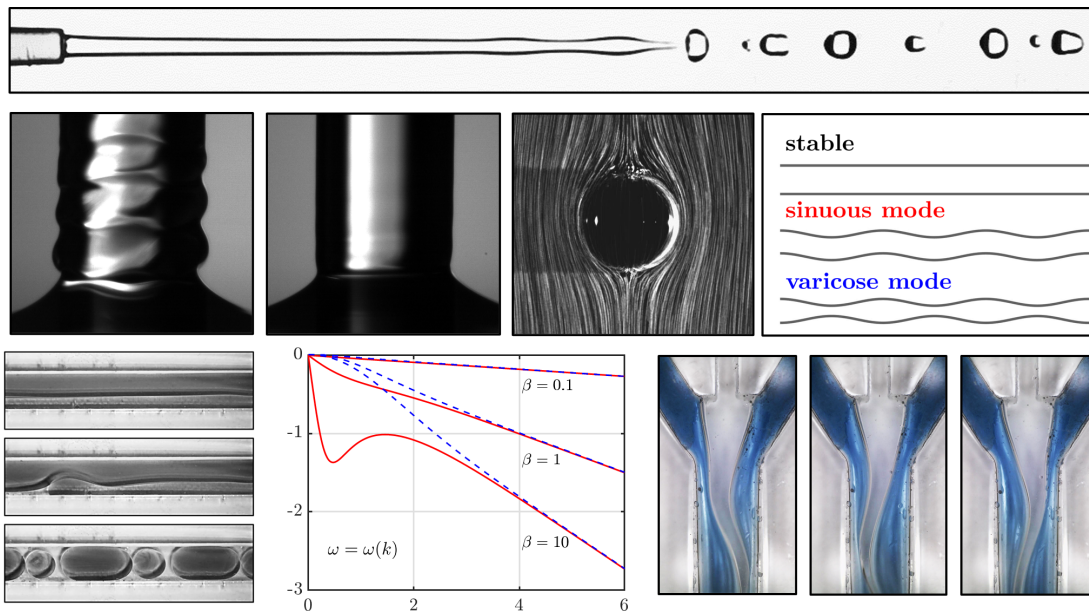
Comisia de doctorat

Președinte	Prof. dr. ing. Constantin Bulac	de la	Universitatea Politehnica București
Conducător	Prof. dr. ing. Corneliu Bălan	de la	Universitatea Politehnica București
Referent	Prof. dr. ing. Carmen Georgescu	de la	Universitatea Politehnica București
Referent	C.S. I dr. ing. Sebastian Muntean	de la	Academia Română - Filiala Timișoara
Referent	Conf. dr. ing. Ilinca Năstase	de la	Univ. Tehnică de Construcții București

București, 2021

# Rezumat

## Rezumat grafic



Teza contribuie la înțelegerea instabilității suprafețelor de separare dintre două fluide imiscibile, instabilitate generată de forțele de tensiune superficială. Se propun modele teoretice care includ influența unui perete solid, efectele date de vâscoelasticitate, prezența la interfață a unor membrane ușor rigide sau modificările aduse de limita unor numere Ohnesorge mari. Rezultatele modelelor teoretice sunt prezentate sub forma unor relații de dispersie ce leagă factorul de amplificare al perturbației de numărul de undă. Predicțiile teoretice ale undei dominante sunt comparate cu date experimentale pentru o serie de sisteme lichid-aer și lichid-lichid cu sau fără comportament pseudo-plastic. Se aduc dovezi experimentale în ceea ce privește lungimea de undă a perturbației dominante ce se dezvoltă natural la interfața de separare. Se verifică experimental predicțiile relației de dispersie în cazul undelor capilare generate la impactul unui jet lichid cu o suprafață lichidă orizontală. Se arată cum straturile de lichid plane imersate sunt stabile pentru orice raport de vâscozitate în limita unor numere Ohnesorge mari. Sunt evidențiate, prin vizualizări experimentale, noi tipuri de instabilitate a interfețelor lichid-lichid. Prin măsurători PIV (Particle Image Velocimetry) sunt identificate structurile de tip vortex asociate curgerii în jurul picăturilor imersate. Se arată faptul că: prezența unui perete solid duce la o stabilizare a corpurilor cilindrice imersate; prezența elasticității produce o destabilizare suplimentară față de cazul newtonian; rigiditatea interfețelor poate modifica intervalul de numere de undă instabile; amplitudinea undelor capilare generate la impactul jeturilor lichide scade exponențial; racordul capilar pentru cazul unui jet de impact respectă forma universală de curbă catenară; contrastul de vâscozitate, caracterul pseudo-plastic și gradul de îngrădire nu modifică intervalul de numere de undă instabile.

**Cuvinte cheie:** instabilitate; amplificare capilară; unde dominante; capilaritate.

If you place a thing in the center of your life that lacks the power to nourish it will eventually poison everything that you are and destroy you. A simple a thing as an idea or your perspective on yourself, of the world. No one can be the source of your contempt, it lies within, in the center.

*Liontamer, Faithless*

# Cuprins

<b>Rezumat</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>Contribuții științifice</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>Rezumat extins</b> . . . . .	<b>7</b>
De ce jeturile formează picături? . . . . .	7
Dovezi ale undei dominante pe jeturi libere . . . . .	10
Motivație . . . . .	11
Măsurători ale undei dominante la interfața lichid-lichid . . . . .	13
Unde capilare amortizate și măsurători ale spectrului de curgere . . . . .	15
Instabilitatea straturilor lichide la numere Ohnesorge mari . . . . .	19
Studii teoretice conexe instabilității Rayleigh - Plateau . . . . .	22
<b>Concluzii</b> . . . . .	<b>25</b>
<b>Referințe</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>Listă de simboluri</b> . . . . .	<b>33</b>
<b>Cuprinsul tezei</b> . . . . .	<b>35</b>

# Contribuții științifice

## Articole ISI publicate în reviste internaționale recenzate

- C. Patrascu, C. Balan (2021). Decay of stationary capillary waves on impinging liquid jets, *Physics of Fluids*, **33(2)**, pp. 022109, 2021;
- C. Patrascu, C. Balan (2020). The effect of curvature elasticity on Rayleigh-Plateau instability, *European Journal of Mechanics, B-Fluids*, **80**, March-April 2020, pp. 167-173;
- C. Patrascu, C. Balan (2019). Prediction and measurement of the fastest-growing mode in two-liquid systems, *Physics of Fluids*, **31(8)**, pp. 083106;
- C. Patrascu, C. Balan (2019). The stabilizing effect of confinement on a liquid jet in a viscous outer fluid, *UPB Scientific Bulletin, Series A: Applied Mathematics and Physics*, **81(3)**, pp. 85-94;
- C. Patrascu, C. Balan (2018). Temporal instability of a viscoelastic liquid thread in the presence of a surrounding viscoelastic fluid, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **261**, pp. 164-170;
- F. Bode, A. Meslem, C. Patrascu, and I. Nastase (2020). Flow and wall shear rate analysis for a cruciform jet impacting on a plate at short distance. *Progress in Computational Fluid Dynamics, an International Journal*, **20(3)**, pp. 169-185.
- Bode, F., Patrascu, C., and Nastase, I. (2020). Heat and mass transfer enhancement strategies by impinging jets: A literature review. *Thermal Science*, <https://doi.org/10.2298/TSCI200713227B>.

## Publicații WOS proceedings și BDI

- C. Patrascu, F. Neagu, C. Balan (2021). Impinging liquid jets on flat fluid interfaces, *EENVIRO 2020*, in press;
- I. Rasuceanu, N. Trandas, C. Patrascu, I. Magos, C. Balan (2021). Liquid-liquid capillary rise, *EENVIRO 2020*, in press;
- C. Patrascu, I. Magos, C. Balan (2019). Drop dispensing from non-circular nozzles, *2019 International Conference on ENERGY and ENVIRONMENT, (CIEM 2019)*, pp. 69-72. IEEE.

- C. Patrascu, C. Balan (2019). Dominant wavelength measurements in liquid-liquid systems, *11th International Symposium on Advanced Topics in Electrical Engineering (ATEE)*, pp. 1-4;
- C. Patrascu, C. Balan (2019). A peculiar behaviour of liquid jet impact, *E3S Web of Conferences, EDP Sciences*, **85**, pp. 05001;
- C. Patrascu, I. Rasuceanu, C. Balan (2019). Advancing drops on curved and flat surfaces, *INCAS BULLETIN*, Vol. 11, Iss. 4, pp. 223 – 226 ;
- G. Ergin, S. Tomas, C. Patrascu (2019). Stereo MicroPIV measurements in an irrigation nozzle, *E3S Web of Conferences, EDP Sciences*, 85, pp. 05005;

### **Participare cu lucrări științifice la conferințe internaționale**

- ICR 2020, Rio, 2020;
- EENVIRO 2020, București, 2020;
- Stokes 200 Symposium, Cambridge, 2019;
- AERC 2019, Portoroz, 2019;
- CIEM 2019, Timișoara 2019;
- Caius Iacob București 2019;
- EENVIRO 2018, Cluj 2018;

### **Stagii de pregătire**

- ETH - Zurich, Soft Materials Group (2020)

### **Afilieri**

- Membru al Societății Române de Reologie
- Membru al Societății Europene de Reologie

# Rezumat extins

Se consideră un lichid injectat printr-un orificiu circular, la un debit constant, astfel încât un jet să se poată dezvolta în mediul fluid extern. Cele două fluide se consideră imiscibile și au proprietăți de material diferite. Pe suprafața care separă fluidul injectat de cel în care se injectează se vor forma în mod natural unde ce conduc la ruperea jetului, deci la apariția picăturilor. O astfel de manifestare este strâns legată de noțiunea de instabilitate hidrodinamică, în acest context, o instabilitate de tip Rayleigh-Plateau generată de acțiunea forțelor de capilaritate.

## De ce jeturile formează picături?

Instabilitatea Rayleigh-Plateau este un tip de instabilitate hidrodinamică ce are ca suport fizic acțiunea forțelor de capilaritate și reprezintă o problemă clasică de fizică întâlnită în cazul jeturilor lichide. Instabilitatea dezvoltată natural de interfața unui jet lichid este o consecință directă a perturbațiilor aleatoare care însoțesc procesele dinamice și a tendinței acestora de a accesa un nivel energetic minim. Astfel de perturbații sunt dispersive, deci factorul de amplificare al amplitudinii depinde de lungimea de undă a perturbației. Atunci când jetul lichid nu este perturbat într-un mod controlat, interfața este dominată de unda cu cea mai rapidă creștere de amplitudine. Sub acțiunea forțelor de capilaritate, și a perturbațiilor aleatoare introduse de procesul dinamic, interfața devine instabilă (v. figura 1-b). Instabilitatea se manifestă prin generarea de picături, proces care reduce aria suprafeței de separare dintre cele două fluide imiscibile, fapt ce contribuie la atingerea unui nivel scăzut de energie liberă [1]. Ruperea jetului se produce atunci când amplitudinea perturbației atinge o valoare egală cu raza neperturbată a coloanei cilindrice. Studiul unor astfel de fenomene are la bază relația de dispersie dintre factorul de amplificare și numărul de undă  $k = 2\pi/\lambda$  asociat perturbației [2, 3]. Un astfel de exemplu este dat în figura 1-a.

Deși acest tip de instabilitate este comun lichidelor, raționamentul asociat acesteia poate fi aplicat și jeturilor granulare solide [4] sau fibrelor solide elastice [5]. Astfel de manifestări apar în multe domenii, inclusiv în artă, unde natura oscilatorie a fenomenelor fizice a reprezentat mereu o sursă de inspirație pentru pictori (v. figura 1-e). Studii teoretice recente au arătat și existența unei legături principiale între instabilitatea corzilor negre din fizica cuantică [6, 7] (v. figura 1-d,i), de tip Gregory-Laflamme, și cea de tip Rayleigh-Plateau (v. figura 1-a,h). Manifestări similare cu acest tip de instabilitate se observă și în forma pe care o capătă unele specii de foraminifere [8], spre exemplu *Nodosaria*, *Rheophaex* și *Sagrina* (v. figura 1-c). În cazul unor perturbații de amplitudine mare, forma unui jet de apă imersat în ulei poate fi asemănătoare cu cea a unui spermatozoid (v. figura 1-f).

Studiul stabilității suprafețelor de separare dintre două fluide imiscibile este



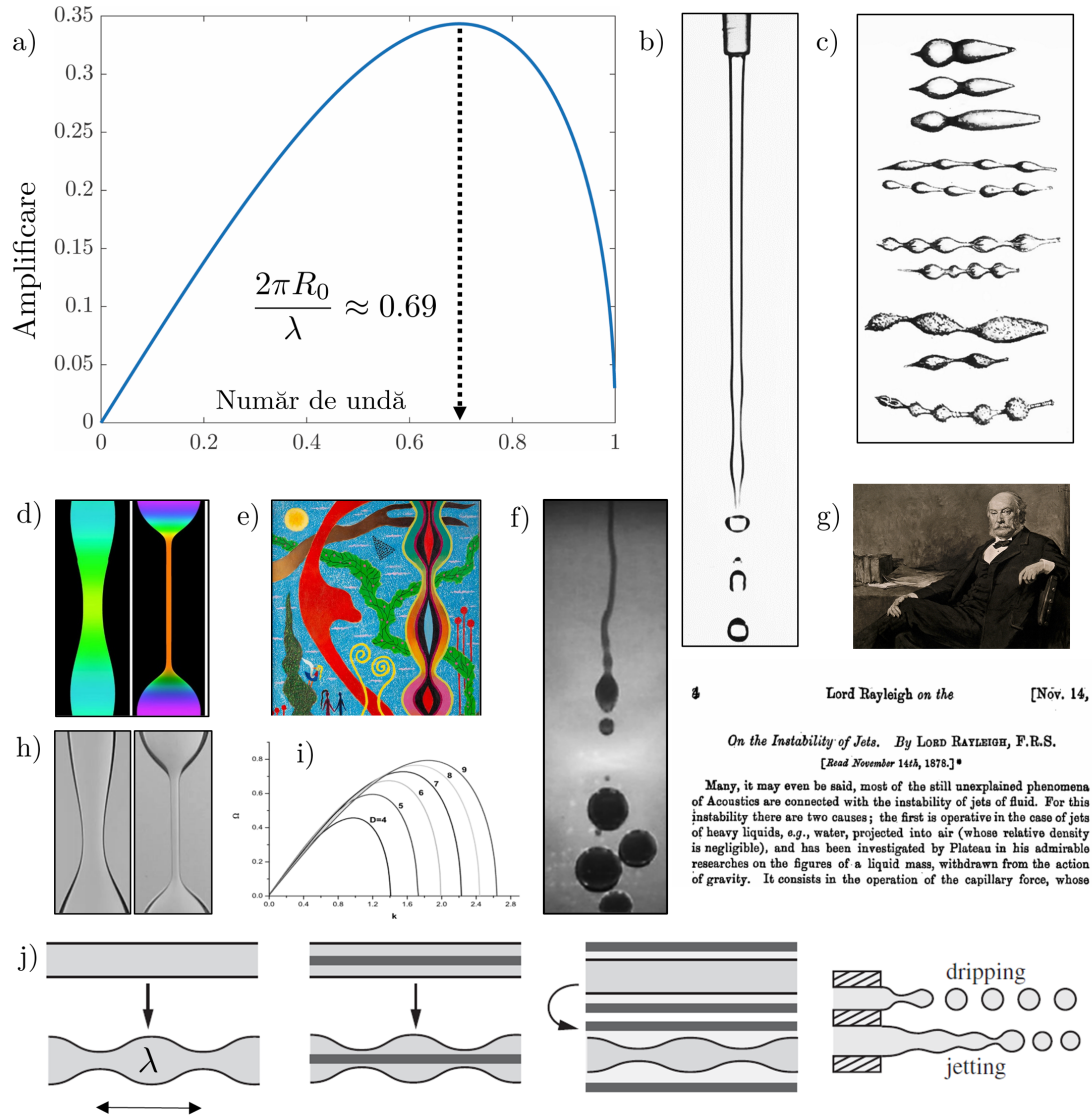


Figura 1: Curba de dispersie (a) propusă de Rayleigh [2] ce descrie instabilitatea unui jet lichid (b) aflat sub acțiunea forțelor de capilaritate. c) Diferite specii de foraminifere, *Nodosaria*, *Rheophax* și *Sagrina*, având forme apropiate cu jeturile instabile [8]. d) Simulări numerice ale instabilității unei corzi negre într-un spațiu 5D [6] care arată o dinamică asemănătoare cu cea indusă de instabilitatea unui jet vâscoelastic (h). e) Yohanan Simon - Fantastic landscape 1961 - pictură cu elemente asemănătoare instabilității jeturilor imersate în lichide extrem de vâscoase. f) Formă post-ruptură a unui jet de apă, imersat în ulei vegetal, asemănătoare cu cea a unui spermatozoid. g) Extract din lucrarea lui Rayleigh [2]. i) Curbe de dispersie ce reprezintă instabilitatea corzilor negre în spații cu dimensiuni suplimentare [7]. j) Exemple schițate de instabilitate Rayleigh-Plateau și a regimului de jet lichid [9].

util în numeroase domenii practice, spre exemplu: agricultură, cosmetică, ingineria țesuturilor umane, printare de tip ink-jet [10, 11, 12], diagnoză, printare 3D [13], DNA sampling [14], încapsulare de substanțelor farmaceutice [15, 16], atomizare controlată [17, 18], modelare de punți lichide stabile [19], coalescența jeturilor și a picăturilor [20, 21] sau în dezvoltarea unor dispozitive de tip lab-on-a-chip [22, 23, 24]. Astfel de studii propun metode de a controla instabilitatea fibrelor

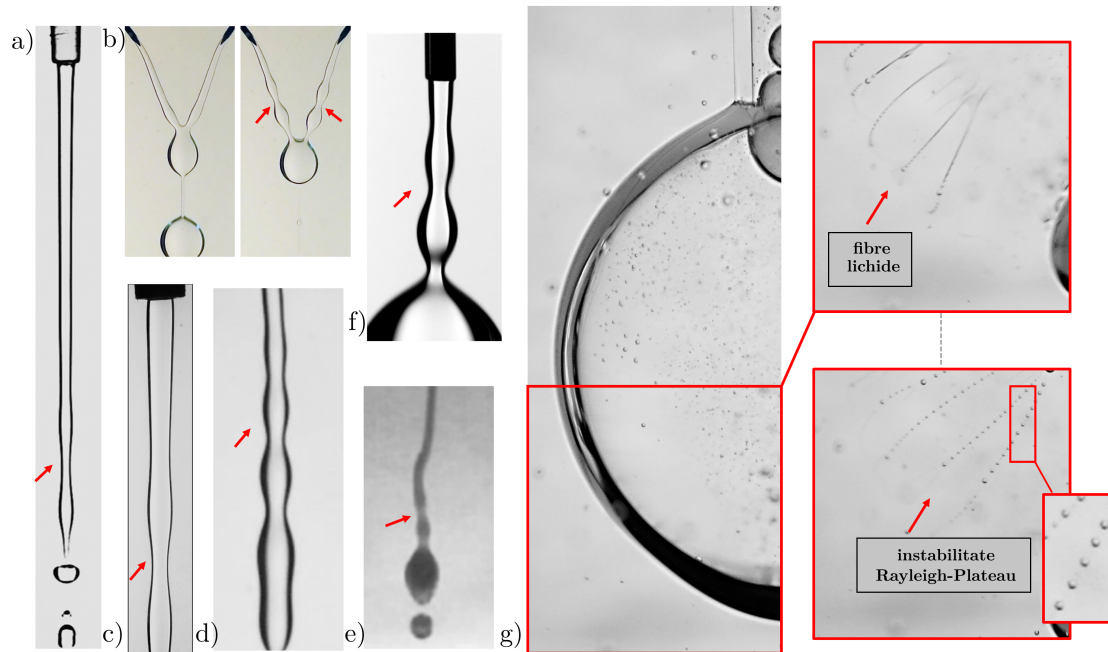


Figura 2: Serie de vizualizări care pune în evidență instabilitatea Rayleigh-Plateau a interfețelor fluide: a) - jet de apă în aer; b) - corpuri lichide coalescente și c) - jeturi vâscoelastice imersate în ulei; d), e), f) - jeturi de apă imersate în ulei; g) - pânze lichide dublu mărginite de ulei.

fluide, fie prin intensificarea ei, fie prin stabilizarea interfeței de separare. De remarcat este invarianța de scară, instabilitatea întâlnindu-se de la dimensiuni nano [25, 26], importante în aplicații biologice [27], până la dimensiuni de ordinul parsecilor în cazul supernovelor [28]. În acest sens, jeturile sunt susceptibile fluctuațiilor termice la scări nano și interacțiunilor gravitaționale pentru dimensiuni galactice. Astfel de jeturi instabile pot fi folosite și pentru a determina proprietățile de material ale unor substanțe slab elastice. Un dispozitiv construit în acest scop, care se bazează pe instabilitatea de tip Rayleigh, este R.O.J.E.R. (Rayleigh Ohnesorge Jetting Extensional Rheometer) care are capacitatea de a proba timpi de relaxare de ordinul microsecundelor [29, 30].

Seria de vizualizări din figura 2 pune în evidență acest regim instabil pentru diferite tipuri de interfețe fluide. Apariția la interfață a unor perturbații care se amplifică în timp poartă numele de instabilitate Rayleigh-Plateau. Instabilitatea este cauzată de tensiunea interfacială/superficială care tinde să minimizeze aria suprafeței de separare. Efectul imediat al perturbației este de a produce ruperea în picături a jetului prin modificarea razei coloanei cilindrice de lichid. Modificarea razei produce o creștere a presiunii capilare, care produce o expulzare locală de lichid contribuind la diminuarea ulterioară a razei acestuia și implicit la apariția picăturilor. Mecanismul acestei modificări de rază este atribuit perturbației (reprezentată de o undă) care prezintă cea mai rapidă creștere de amplitudine în timp, ipoteză introdusă pentru prima dată de Rayleigh [2]. Unda poate extrage energie cinetică din mișcare sau energie potențială din evoluția centrului de greutate al domeniului fluid, rezultatul fiind o creștere a amplitudinii undei, fapt ce conferă fenomenului hidrodinamic atributul de a fi instabil. Dependența factorului de amplificare temporală ( $\omega$ ) de

numărul de undă ( $k$ ) poartă numele de relație de dispersie. Aceasta arată care sunt numerele de undă ce produc destabilizarea jetului lichid. Pentru un jet instabil, amplitudinea oscilației (prezentă la interfață) se amplifică în timp. Jetul este instabil pentru perturbații axial-simetrice, a căror lungime de undă depășește ca valoare circumferința jetului cilindric neperturbat [31],

$$\lambda > 2\pi R_0 \implies kR_0 \in [0, 1], \quad (1)$$

unde  $\lambda = 2\pi/k$ . Motivul pentru care numărul de undă adimensional ia valori cuprinse între 0 și 1 este în strânsă legătură cu diferența de energie liberă a interfeței, dintre starea perturbată și cea neperturbată, care este proporțională cu  $[(kR_0)^2 - 1]$  [14]. Doar valorile cuprinse între 0 și 1 vor genera diferențe negative, care corespund cu tendința naturală a sistemelor de a accesa o stare energetică minimă, deci de a forma picături sferice.

Maximul curbei de dispersie reprezintă unda cu cea mai rapidă creștere de amplitudine în timp, perturbație care va domina dinamica jetului lichid. Pentru valori ale numărului de undă adimensional,  $kR_0$ , mai mari ca unu, factorul de amplificare ia valori negative, fapt ce implică o amortizare a perturbațiilor. Exceptând cazurile în care neliniaritatea ecuațiilor de mișcare devine importantă (spre exemplu, în etapa de desprindere a picăturilor), instabilitatea jetului se manifestă printr-o perturbație ce are ca număr de undă valoarea care generează maximul curbei de dispersie.

## Dovezi ale undei dominante pe jeturi libere

La suprafața de separare dintre lichid și mediul ambiant (aer) se observă apariția unei unde care domină dinamica jetului. Se măsoară lungimea de undă a acesteia și se compară cu predicția teoretică pentru unda cu cea mai rapidă creștere de amplitudine (lungimea de undă ce generează maximul curbei de dispersie). Conform [14], lungimea de undă critică este dată de relația

$$\frac{\lambda}{\pi D_0} = \sqrt{2 + 3\sqrt{2}Oh}, \quad (2)$$

unde  $Oh = \eta/\sqrt{\rho\sigma R_0}$  este numărul Ohnesorge. Pentru un fluid ideal,  $Oh \rightarrow 0$ , relația de mai sus se reduce la valoarea dată de Rayleigh,  $\lambda = \sqrt{2}\pi D_0$  sau  $kR_0 \approx 0.7$ . Jetul lichid are tendința de a-și micșora secțiunea din cauza gravitației. În amonte de poziția unde jetul dezvoltă oscilații, se observă o porțiune care nu manifestă variații în diametru. Măsurătorile au vizat și determinarea acestui diametru,  $D_0$ , rezultate care sunt încorporate în numărul  $Oh$ .

O serie de vizualizări a acestor unde dominante poate fi găsită în figura 3. Datele experimentale arată: valori apropiate de predicția teoretică,  $kR_0 \approx 0.7$ , pentru diferite debite în cazul unui jet de apă; lungimea de undă dominantă depășește circumferința fibrei, datele experimentale fiind în bun acord cu teoria pentru numere  $We > 10$ ; pentru apă, se observă dezvoltarea de jeturi lichide atunci când  $We > 4$ ; valorile experimentale confirmă pragul teoretic critic de trecere de la picături la jeturi pentru numere Ohnesorge și Bond mici [32]; se observă un bun acord cu predicția relației (2) pentru cele cinci tipuri de lichide investigate. Lungimea de undă este întotdeauna mai mare ca circumferința jetului lichid iar raportul celor două crește ușor cu numărul  $Oh$ . Numărul de lungimi capilare asociate undei dominante ( $\lambda/l_c$ ) este întotdeauna mai mare ca doi. Se verifică astfel apariția undelor

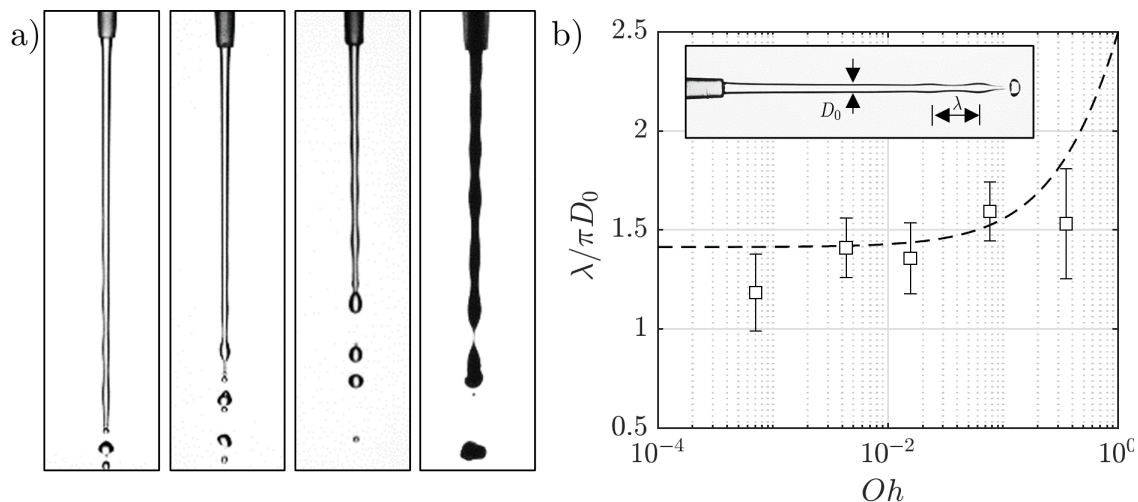


Figura 3: a) Jeturi de lichid ce evidențiază apariția unei dominante. b) Predicția relației (2), lungime de undă, raportată la circumferința fibrei, în funcție de numărul Ohnesorge. Pentru  $Oh \rightarrow 0$ , predicția tinde la valoarea dată de relația de dispersie a unui fluid ideal [2].

critice pe suprafața jeturilor lichide libere (lichide injectate în aer), conform relației de dispersie. Maximul curbei de dispersie va da lungimea de undă a perturbației dominante, perturbație ce apare în mod natural la interfață. Paradoxal, se observă deviații mari față de valoarea medie a lungimii de undă pentru lichide la numere Ohnesorge mari. Pentru astfel de lichide vâscozitatea duce la o relativă stabilizare a interfeței. Cum gravitația produce o continuă diminuare a razei jetului, ca urmare a creșterii de viteză, se ating local dimensiuni mici ce conduc la creșterea în pondere a termenilor neliniari, în acest caz convectivi.

## Motivație

Studiul experimental și teoretic al interfețelor instabile se justifică prin gradul ridicat de aplicabilitate al fenomenelor conexe ce însoțesc dinamica indusă de acestea. Așa cum a fost menționat anterior, instabilitatea poate duce la fragmentarea interfeței, deci la formare de picături. Dacă se cunosc cauzele acestui tip de instabilitate, fenomenul devine predictibil, deci controlabil. Controlul diametrelor picăturilor și al jeturilor lichide este o problemă comună multor procese industriale, unde fluide complexe ca: soluții concentrate de polimeri, surfactanți, emulsii sau suspensii trebuie dozate sau procesate, prezența elasticității, chiar și în concentrații reduse, fiind deosebit de importantă [33, 34, 35, 36]. Indiferent de scopul urmărit, pur aplicativ sau fundamental, cunoașterea următoarelor aspecte tipice jeturilor lichide sunt necesare: i) timpul și lungimea de rupere, ii) efectul unui mediu extern dens și vâscos, iii) influența geometriei de confinare, iv) dispersia distribuției picăturilor desprinse de jet, v) efectul elasticității fluidului injectat/extern asupra dinamicii interfeței, vi) lungimea de undă a perturbației dominante ce se dezvoltă în mod natural la interfața de separare. Două exemple concrete vin din industrie. Primul este legat de procesele de încapsulare care folosesc instabilitatea Rayleigh pentru a genera particule bi-compartimentate de tip Janus [15] (v. figura 4-a). Cel de-al doilea este legat de procesul de printare folosit de imprimantele ink-jet, unde o ast-

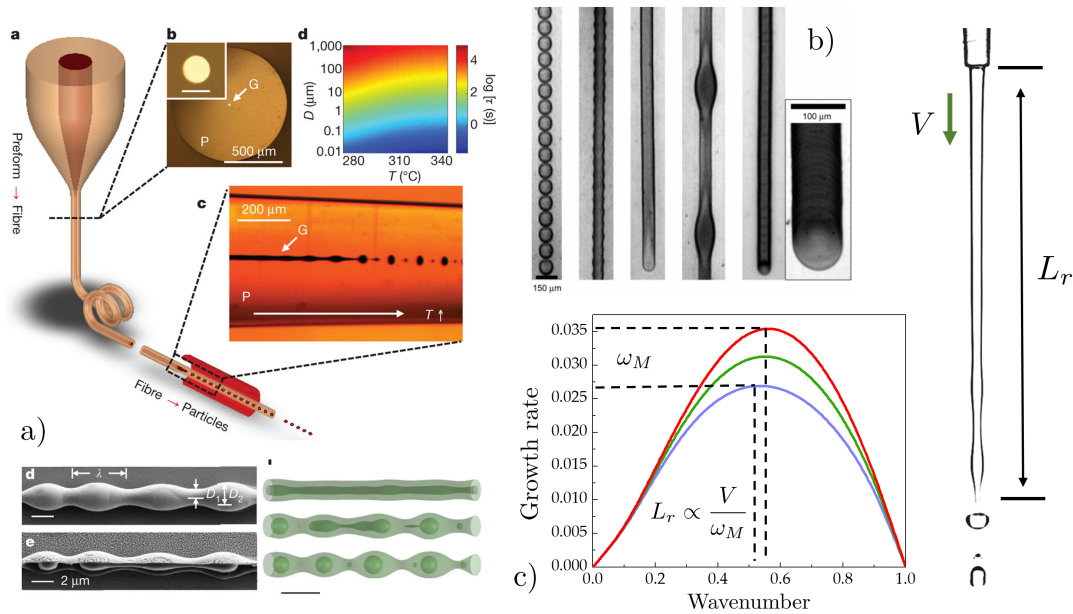


Figura 4: Exemple de aplicații practice unde instabilitatea capilară este dominantă: a) încapsulare, particule bi-compartimentate de tip Janus [15] și b) tipare de instabilitate nedorite în procesul de printare prin tehnologia imprimantelor de tip ink-jet [37]; c) Curbe de dispersie care arată influența maximului acestuia asupra lungimii de rupere a jetului. Numărul de undă corespunzător acestui maxim afectează dimensiunea picăturilor rezultate,  $D_p^3 \propto R_0^2/k$ .

fel de instabilitate nu este de dorit deoarece afectează predictibilitatea și acuratețea procesului de printare [37] (v. figura 4-b).

Din punct de vedere fundamental, studiul corpurilor lichide imersate (înconjurate de un alt lichid imiscibil) împinge granițele cunoașterii către zone neexplorate și dificil de înțeles doar printr-o simplă extrapolare a rezultatelor obținute anterior. Spațiul adimensional se dublează ca număr de parametri, ceea ce face imposibilă o abordare strict intuitivă a problemei. În plus, prin imersare, se reduce influența câmpului gravitațional ca urmare a creșterii în pondere a forței arhimedice. Acest aspect face posibil studiul fenomenelor interfaciale într-un climat micro-gravitațional pe Terra [38].

Lucrarea de față abordează problema instabilității interfețelor de separare dintre două fluide imiscibile din perspectiva relației de dispersie, relație care leagă factorul de amplificare de lungimea de undă a perturbației ce se dezvoltă la nivelul suprafeței de separare. Cunoașterea relației de dispersie și a modului în care aceasta poate fi modificată oferă posibilitatea de a controla jeturile lichide instabile întrucât factorul de amplificare influențează lungimea de rupere a jetului, iar lungimea de undă dominantă diametrul picăturilor desprinse (v. figura 4-c). De regulă, controlul jeturilor se realizează prin introducerea de perturbații generate piezoelectric, metodă care aplicată la scară industrială este costisitoare. Din punct de vedere energetic și economic, cunoașterea modului în care se poate modifica unda dominantă, ce se dezvoltă natural la interfața jetului, prin variația unor parametri de material sau a geometriei, se poate dovedi o alternativă mai puțin costisitoare.

## Măsurători ale undei dominante la interfața lichid-lichid

Predicțiile modelelor teoretice ale numărului de undă critic sunt comparate cu date experimentale pentru diferite sisteme de două fluide newtoniene imiscibile. Acest număr de undă critic este generat de maximul curbei de dispersie. Fluide newtoniene sunt injectate într-un mediu extern lichid (ulei de floarea soarelui) la un debit care asigură dezvoltarea unui jet lichid. Pentru a atinge limita unor numere Reynolds mici, limită în care predicțiile modelelor teoretice sunt valabile, lungimea de undă dominantă este măsurată imediat după oprirea debitului de injecție.

Măsurătorile implică determinarea lungimii de undă a perturbației monocromatice care prezintă cel mai mare factor de amplificare temporală. Datele sunt prezentate sub forma numărului de undă adimensional  $kR_0 = 2\pi R_0/\lambda$ . Comparația dintre datele experimentale și predicțiile teoretice este prezentată în figura 5. Ambele predicții sunt în bun acord cu datele experimentale, diferențe notabile observându-se pentru raporturi de vâscozitate mai mici ca 0.1, unde efectele inerțiale ale fluidului injectat sunt dominante. În acest interval modelul dezvoltat de Kinoshita et al. [39] oferă o aproximare mai bună a datelor experimentale. Diferențele observate sunt cauza neliniarității fenomenului în apropierea ruperii filamentului și a relaxării câmpului de viteză lângă injector. În plus, sensibilitatea fibrei fluide la amplitudinea inițială a perturbației este de regulă neglijată în analiza de stabilitate, aceasta fiind o alta cauză a diferențelor observate pentru raporturi de vâscozitate reduse. Aceste aspecte au o importanță deosebită atunci când se dorește folosirea acestor predicții pentru a determina forma jeturilor lichide dominate de acest tip de instabilitate.

Se consideră cazul unui fluid vâscoelastic, fie ca mediu injectat, fie ca mediu extern. Pentru cazul unui filament vâscoelastic înconjurat de un lichid newtonian, expresia raportului de vâscozitate este dată de

$$\hat{\beta}(\omega) = \frac{\eta_\infty^i}{\eta_e} + \sum_{j=1}^3 \frac{\eta_j^i/\eta_e}{1 + \mu_j^i \omega}, \quad (3)$$

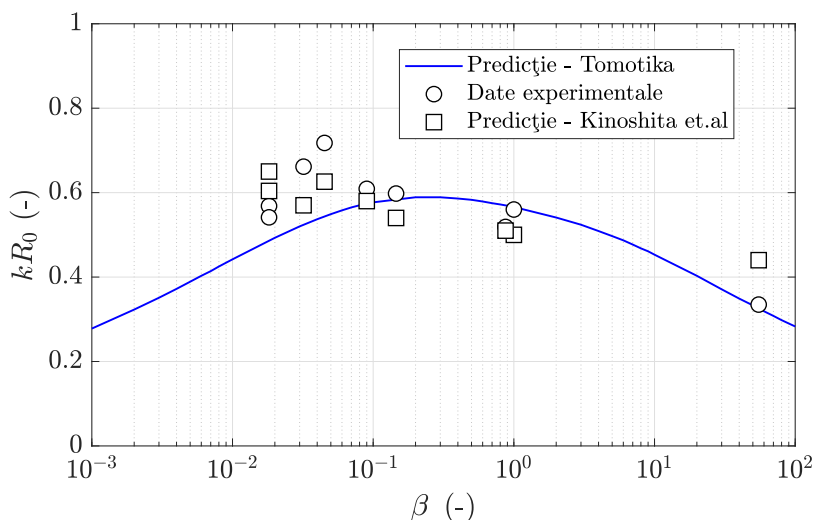


Figura 5: Date experimentale în comparație cu predicțiile a două modele teoretice în privința numărului de undă critic  $kR_0$ . Ambele predicții sunt comparate cu date experimentale pentru diferite raporturi de vâscozitate  $\beta$ .

unde  $\eta_e$  este vâscozitatea mediului exten newtonian. Relația de dispersie devine astfel

$$\omega = \frac{\sigma}{\eta_e R_0} (1 - k^2 R_0^2) f(kR_0, \hat{\beta}(\omega)). \quad (4)$$

În schimb, dacă se consideră faza injectată newtoniană și mediul extern vâscoelastic, raportul de vâscozitate devine

$$\frac{1}{\hat{\beta}(\omega)} = \frac{\eta_\infty^e}{\eta_i} + \sum_{j=1}^3 \frac{\eta_j^e/\eta_i}{1 + \mu_j^e \omega}, \quad (5)$$

care generează relația de dispersie

$$\omega = \frac{\sigma}{\eta_i R_0} (1 - k^2 R_0^2) \hat{\beta}(\omega) f(kR_0, \hat{\beta}(\omega)). \quad (6)$$

Forma exactă a funcției  $f(kR_0, \hat{\beta}(\omega))$  poate fi găsită în [40].

Predicțiile ecuațiilor (4) și (6) privitoare numărului de undă critic, pentru fluidele-test de tip pseudo-plastic sunt prezentate în figura 6. Abscisa reprezentării grafice reprezintă raportul dintre vâscozitatea primului platou newtonian al celor două fluide imiscibile aflate în contact,  $\eta_0^i/\eta_0^e$ . Atunci când faza injectată sau externă este de tip newtonian, vâscozitatea acesteia este înlocuită de valoarea constantă,  $\eta_i$  sau  $\eta_e$ . Valorile experimentale sunt obținute pentru cele trei fluide test, reprezentate de curbele lor de vâscozitate și ulei de floarea soarelui ( $\eta = 55$  mPas). Rezultă astfel trei perechi de sisteme test, fiecare fluid ocupând, fie faza injetată, fie faza externă. Pentru extinderea domeniului de măsură este utilizat un sistem format dintr-o soluție 0.5% P1 și ulei silionic ( $\eta = 1$  Pas). După cum se poate vedea din figura 6 predicțiile modelului sunt în bun acord cu valorile determinate experimental.

Ipoieza introdusă de Goldin et al. [41],  $\omega \sim \dot{\gamma}$ , pentru fluide vâscoelastice având un prim platou newtonian extins, cu valori ridicate de vâscozitate, implică

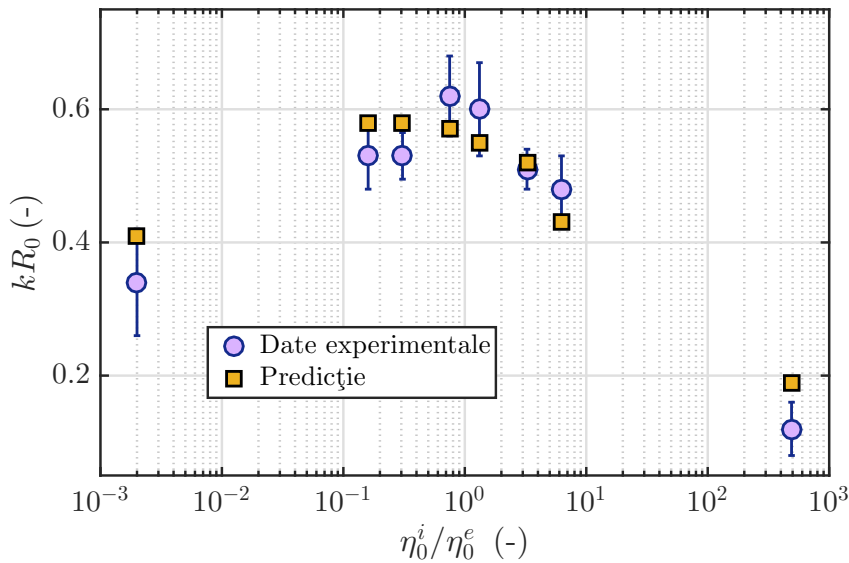


Figura 6: Comparație între date înregistrate experimental și predicțiile teoretice ale numărului de undă critic  $kR_0$  pentru o serie de rapoarte de vâscozitate  $\eta_0^i/\eta_0^e$ .

un comportament asemănător fluidelor pur vâscoase. Pentru rapoarte de vâscozitate cuprinse între 0.1 și 1 predicțiile modelului prezentat în acest subcapitol sunt apropiate de valorile teoretice date de modelul pur newtonian. Această observație poate fi explicată prin analiza curbelor de dispersie și a celor de vâscozitate. Valoarea factorului de amplificare este sub 6 1/s, prag sub care fluidele vâscoelastice (P1 0.25 și 0.5%) se comportă aproximativ newtonian, prezentând deviații mici față de valoarea primului platou newtonian.

## Unde capilare și măsurători ale spectrului de curgere

### Unde capilare rezultate la impactul unui jet de lichid

Un jet lichid având densitatea  $\rho$ , vâscozitatea  $\eta$  și tensiunea superficială  $\sigma$ , străpunge suprafața liberă a unui corp lichid staționar (v. figura 7). Se urmărește validarea experimentală a ipotezei de amortizare exponențială pentru undele capilare generate ca urmare a impactului. În acest scop se măsoară amplitudinea creștelor succesive ale trenului de unde și poziția acestora față de nivelul zero al băii de lichid. Se consideră următoarea formă pentru variația creștelor de undă

$$(D - D_0)/(D_M - D_0) = \exp(-k_i z), \quad (7)$$

unde  $D_0$ , este diametrul jetului neperturbat,  $D_M$  este diametrul jetului la primul maxim, iar  $k_i$  este factorul de amortizare. Figura 8-a arată comparația între datele experimentale, în variantă adimensională, înregistrate pentru o serie de cazuri particulare și predicția teoretică, unde se observă un bun acord calitativ. Se regăsește panta de variație acestora, ceea ce indică valori apropiate ale predicțiilor teoretice cu datele experimentale pentru factorul de amortizare.

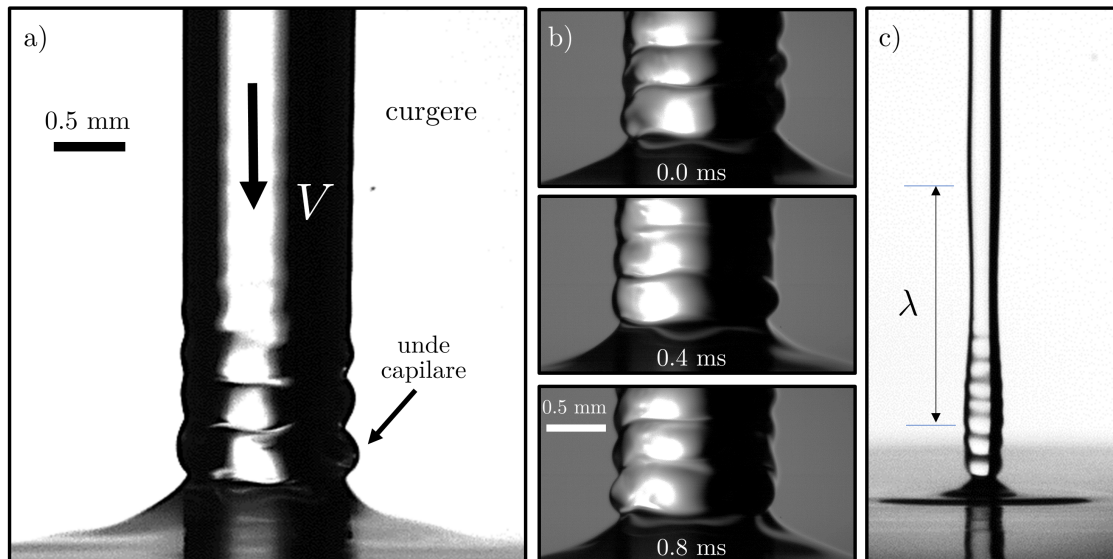


Figura 7: a) Jet de apă aflat în impact cu o baie de lichid și undele capilare rezultate ca urmare a impactului. b) Detalii ale trenului de unde la o frecvență de achiziție de 10000 fps care arată pierderea simetriei axiale. c) Instabilitatea de tip Rayleigh a jetului impactant și trenul de unde capilare de la bază. Un detaliu al zonei de impact este prezentat unde se poate observa suprapunerea celor două. Imagini realizate pentru un jet de apă în aer ( $Re = 855$ ).



Aceste unde capilare pot fi ușor eliminate printr-o creștere a vâscozității lichidului. Pentru a arăta acest lucru, Se consideră o soluție de apă cu glicerină având o vâscozitate de 2.4 ori mai mare ca apa ( $\rho = 1075 \text{ kg/m}^3$ ,  $\eta = 2.4 \text{ mPas}$ ,  $\sigma = 0.059 \text{ N/m}$ ,  $Re = 383$ ). Pentru acest caz, valoarea factorului de amortizare este  $\hat{k}_i = 4.16$ , de aproximativ patru ori mai mare față de cazul jetului de apă,  $\hat{k}_i = 1.14$ . Pentru această valoare trenul de undă se amortizează rapid. O creștere în vâscozitate duce la o creștere a numărului de undă, deci către lungimi de undă mai mici. Deși se consideră dominant efectul dat de vâscozitate, o stabilizare a trenului de undă vine și ca urmare a scăderii tensiunii superficiale cauzată de prezența glicerinei. Cum relația de dispersie este dependentă atât de  $We$  cât și de  $Re$ , se pot separa calitativ efectele date de vâscozitate și cele date de tensiunea superficială, cu înțelegerea faptului că cele două influențe sunt legate neliniar prin relația de dispersie. Pentru numere Reynolds de 2.4 ori mai mici, la numere Weber constante, se obține o creștere a factorului de amortizare cu aproximativ 93%. Scăderea de tensiune superficială crește numărul Weber care, în condițiile unui număr Reynolds constant (cel inițial), produce o creștere a factorului de amortizare de doar 47%. În consecință, o ușoară creștere de vâscozitate are un efect dominant asupra creșterii factorului de amortizare.

În apropierea zonei de impact, suprafața liberă descrește până la nivelul orizontal, pe o distanță aproximativ egală cu lungimea capilară a sistemului fluid,  $l_c = (\sigma/\Delta\rho g)^{1/2}$ . Această manifestare este similară cu forma meniscului lichid în apropierea unui perete solid cilindric, formă dată de o curbă catenară [42, 43]. Profilul interfeței, în variantă adimensională,  $\hat{R}(\hat{Z})$ , pentru cazul unui unghi de contact nul este dat de relația

$$\hat{R} = \cosh \hat{Z}, \quad (8)$$

unde  $\hat{R} = r/R_m$  și  $\hat{Z} = (z - h_c)/R_m$  sunt lungimea radială, respectiv axială, a interfeței, cu  $h_c = R_m \ln(2l_c/R_m)$ . Meniscul urcă și atinge punctul de maxim acolo unde raza jetului este minimă. Figura 8-b arată comparația între predicția relației de mai sus și date experimentale pentru două tipuri de sisteme, lichide în aer și lichide în lichide imiscibile, la diferite numere  $Re$ ,  $Fr$  și  $\beta$ . Cazul  $Re = 0$ ,  $Fr = 0$ ,  $\beta = 55$  reprezintă situația în care injectorul este pus în contact cu interfața după care este gradual ridicat până la momentul anterior detașării. Forma meniscului este înregistrată înaintea evenimentului de desprindere. Racordul capilar este bine aproximat de forma catenară, dimensiunea radială a acestuia fiind de ordinul lungimii capilare. Similitudinea cu modelul dezvoltat pentru o situație statică este surprinzătoare, dar poate fi explicată dacă se ia în considerare faptul că jetul străpunge la viteze relativ mari baia de lichid, transferul de impuls fiind realizat departe de interfață.

Un efect invers, față de cel dat de vâscozitate, se observă atunci când se adaugă elasticitatea. Se observă o scădere a factorului de amortizare cu elasticitatea fluidului. Predicțiile modelului teoretic dezvoltat în lucrare, pentru diferite valori ale numerelor adimensionale caracteristice, urmează aceeași curbă universală descrisă de ecuația

$$\hat{k}_i = \hat{k}_i^0 [1 + (We De)^2]^{(n-1)/2}. \quad (9)$$

cu  $n = -0.72$ . Expresia de mai sus poate fi folosită cu ușurință pentru a obține rapid factorul de amortizare pentru fluide slab elastice de tip Maxwell. O problemă curentă legată de reologia fluidelor slab elastice este determinarea timpului de relaxare.

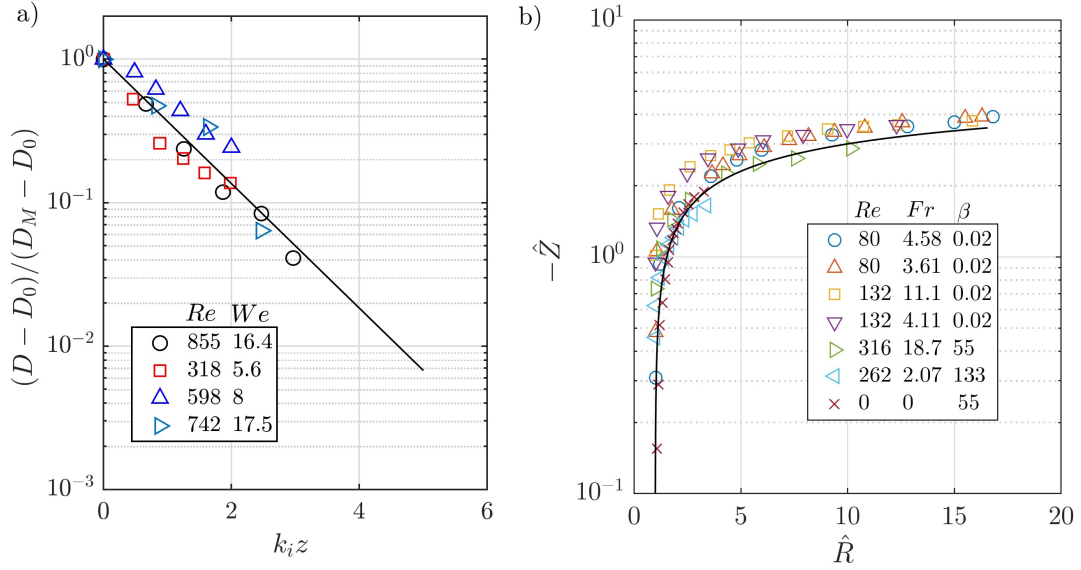


Figura 8: a) Reprezentare adimensională a maximelor trenului de undă care arată amortizarea lor exponențială. b) Reprezentare adimensională a formei meniscului de racord cu baia de lichid pentru diferite sisteme lichid-lichid. Linia continuă este dată de relația (8).

Pentru astfel de substanțe timpii de relaxare sunt extrem de reduși [44], de unde și problema determinării lor pe cale experimentală. În acest context, relația (9) poate fi folosită pentru a determina calitativ timpul de relaxare al fluidelor slab elastice. Se consideră un astfel de fluid injectat într-o baie de lichid (50 ppm w% poliacrilamidă în apă,  $\sigma = 63$  mN/m,  $Q = 70$  ml/min). La impact, jetul dezvoltă un tren de unde capilare staționare, jetul neperturbat având local raza egală cu  $R_0 = 0.51$  mm. Se măsoară valoarea maximelor și se folosește relația de dispersie pentru a aproxima valoarea factorului de amortizare. Folosind relația (9) se determină numărul  $De$ , de unde rezultă o expresie pentru timpul de relaxare

$$\mu \sim \frac{R_0}{V} \frac{\sqrt{(\hat{k}_i^0/\hat{k}_i)^{0.86} - 1}}{We}. \quad (10)$$

Pentru soluția de poliacrilamidă investigată aici, prin aproximarea datelor experimentale, rezultă un factor de amortizare aproximativ egal cu  $\hat{k}_i \approx 0.92$ , de unde rezultă timpul de relaxare al fluidului,  $\mu \approx 19$   $\mu$ s. Valoarea este apropiată, ca ordin de mărime, de timpii de relaxare asociați unor astfel de fluide slab elastice [29, 44]. Se observă cum predicția pur newtoniană ( $De = 0$ ) supraestimează valoarea factorului de amortizare. Se observă o destabilizare a trenului de undă, efect întâlnit și în cazul fibrelor vâscoelastice afectate de instabilitate Rayleigh.

### Curgerea în jurul picăturilor aflate în mișcare

O picătură care se deplasează printr-un mediu extern lichid, sub acțiunea forței de gravitație, antrenează particulele de fluid din jurul ei într-o mișcare axial simetrică. Acest aspect poate fi observat în figura 9. Se pot face următoarele observații: o structură vorticală de formă toroidală ce însoțește picătura, structură care este situată

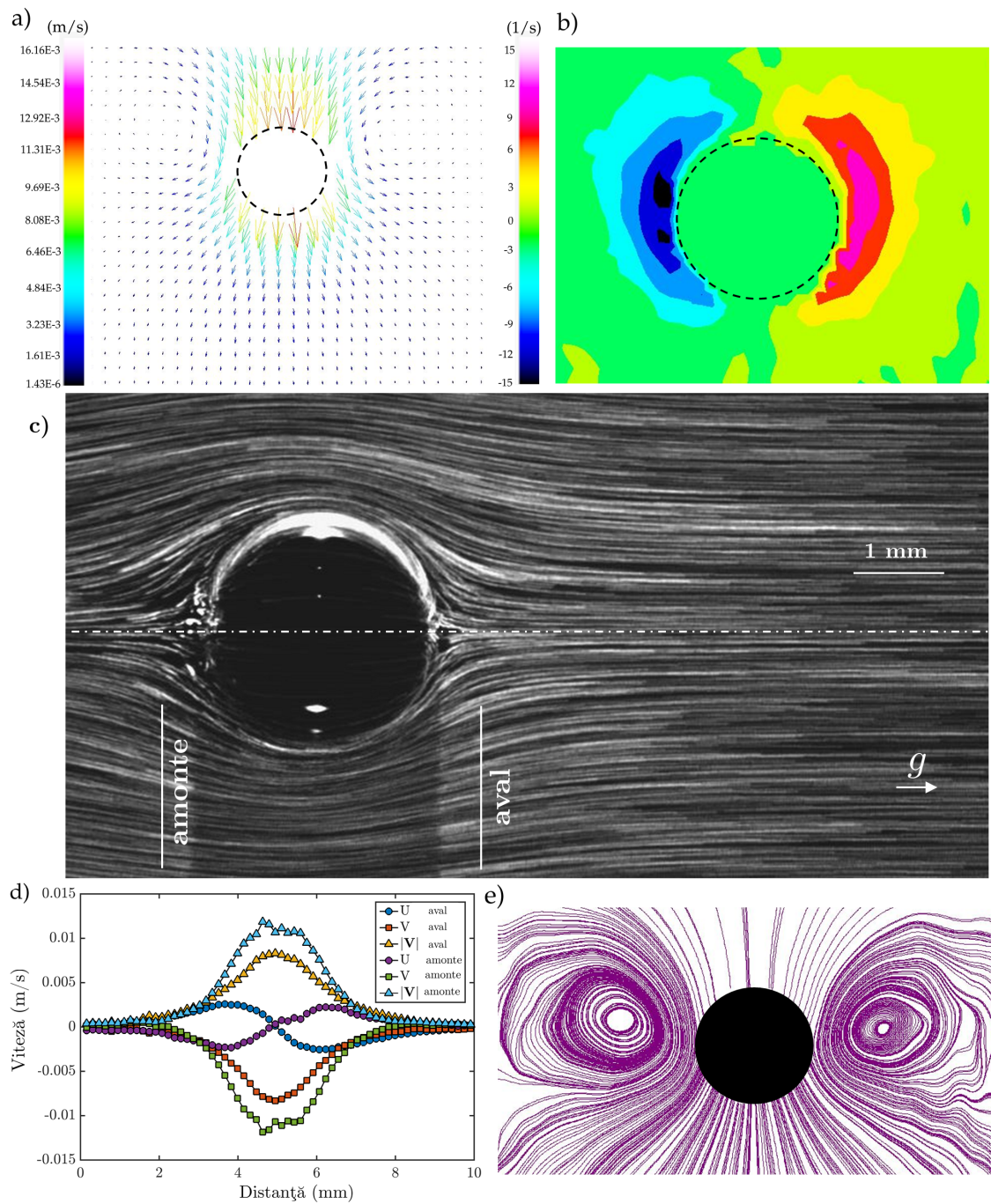


Figura 9: Câmpul de viteză în jurul unei picături de apă în ulei (a) în vecinătatea interfeței de separare. Este reprezentat câmpul de vorticitate (b) și liniile de curent (e) obținute ca urmare a procesării câmpului de viteză; c) Liniile de curent, în exteriorul unei picături de apă care avansează prin ulei, în cazul unui sistem de referință atașat picăturii; d) Valori instantanee de viteză (radială,  $U$ , axială,  $V$ , modulul vectorului rezultat,  $|\mathbf{v}|$ ) aval (front) și amonte (wake) față de picătură. Diametrul picăturii de apă este de 6.5 mm.

puțin spre amonte; cauza acestei asimetrii este dată de asimetria curgerii amonte-aval de picătură. În aval, fluidul este dislocuit de avansul picăturii, presiunea având o valoare mai ridicată în comparație cu regiunea din amonte, efect cauzat de zona de recirculare (de dimensiuni reduse) prezentă în imediata vecinătate a interfeței. Această diferență de presiune produce deplasarea vortexului înspre amonte; față de direcția axială, se observă simetrie în câmpul de viteză cât și în câmpul de vorticitate (v. figura 9-b); zona de vorticitate negativă arată că fluidul se rotește în sens invers față de regiunea simetrică situată de cealaltă parte a picăturii; liniile de curent, reprezentate în figura 9-e și trasate pentru un sistem de referință fix, reprezintă practic o secțiune prin vortexul toroidal, sugerând din nou simetrie axială; liniile de curent trasate pentru un sistem de referință mobil, solidar cu picătura arată o dispunere perfect simetrică față de direcția de deplasare, în această reprezentare vârtejul lip-sind (figura 9-c); dacă se consideră două linii perpendiculare pe direcția de curgere, una amonte iar cealaltă aval de picătură distanțate de 8 mm, se observă o perfectă simetrie a componentelor câmpului de viteză (figura 9-d). Valorile componente radiale sunt egale pentru ambele cazuri, componenta axială având valori mai ridicate în amonte din cauza presiunii mai scăzute din această regiune; influența picăturii asupra câmpului de curgere se extinde până la o distanță de maxim două diametre față de interfața de separare.

## Instabilitatea straturilor lichide la numere Ohnesorge mari

### O aproximare de tip Stokes

Se consideră o pânză lichidă bidimensională având densitatea  $\rho_i$  și vâscozitatea  $\eta_i$ , înconjurată de un alt lichid imiscibil de densitate  $\rho_e$  și vâscozitate  $\eta_e$ . Tensiunea interfacială dintre cele două lichide,  $\sigma$ , se consideră constantă, lichidul exterior nefiind îngrădit. Nu se vor considera prezente curgeri de bază în cele două lichide, interfața fiind supusă doar unei perturbații având o amplitudine inițială mică în comparație cu grosimea pânzei. Prezentul subcapitol tratează problema stabilității unei pânze de lichid înconjurată de un alt lichid imiscibil. Se prezintă prioritar cazul în care forțele de frecare vâscoasă domină curgerea (curgeri la numere Reynolds modificate mici ( $1/Oh^2 = \hat{Re} \ll 1$ , unde  $\hat{Re} = \rho V_c \delta / \eta$ ,  $V_c = \sigma / \eta$  fiind viteza capilară) pentru care se propune următoarea relație de dispersie:

$$\tilde{\omega} = \frac{\beta \tilde{k} (\varsigma_2 - \varsigma_1 \tanh \tilde{k})}{2 [\beta (\varsigma_1 - \varsigma_2 \tanh \tilde{k}) - \varsigma_3]}, \quad (11)$$

unde

$$\begin{aligned} \varsigma_1 &= -\tilde{k}(\beta + \tanh \tilde{k}), \\ \varsigma_2 &= -(\beta \tilde{k} + 1) \tanh \tilde{k} - (\beta + \tilde{k}), \\ \varsigma_3 &= \tilde{k}(\tanh^2 \tilde{k} - 1) - (\tanh \tilde{k} + \beta). \end{aligned} \quad (12)$$

Relația (11) reprezintă relația de dispersie aferentă mișcării în fază a celor două interfețe. Relația de dispersie pentru mișcarea în anti-fază este dată de următoarea

ecuație

$$\tilde{\omega} = \frac{\beta \tilde{k} (\varsigma_2 \tanh \tilde{k} - \varsigma_1)}{2 \left[ \beta (\varsigma_1 \tanh \tilde{k} - \varsigma_2) - \varsigma_3 \right]}, \quad (13)$$

unde

$$\begin{aligned} \varsigma_1 &= -\tilde{k}(\beta \tanh \tilde{k} + 1), \\ \varsigma_2 &= -(\beta \tilde{k} + 1) - (\beta + \tilde{k}) \tanh \tilde{k}, \\ \varsigma_3 &= \tilde{k}(1 - \tanh^2 \tilde{k}) - (\beta \tanh \tilde{k} + 1) \tanh \tilde{k}. \end{aligned} \quad (14)$$

Predicțiile ecuațiilor (11) și (13), pentru trei valori ale raportului de vâscozitate, sunt date în figura 10.

Relația de dispersie arată valori negative pentru factorul de amplificare indiferent de numărul de undă asociat perturbației. În limita unui număr Reynolds modificat mic, aceste pânze lichide sunt stabile indiferent de raportul de vâscozitate. Stabilitatea acestor configurații plane este oarecum surprinzătoare, acest rezultat teoretic fiind rar întâlnit la sisteme pur newtoniene. De regulă, stabilizarea interfețelor de acest tip se realizează prin adaos de surfactant care, datorită agenților tensio-activi, crește stabilitatea sistemului prin eforturi de tip Marangoni. Stabilitatea poate fi cauzată de prezența unui mediu extern lichid vâscos, efectul stabilizator al acestuia fiind raportat în lucrări anterioare [45]. Exemple de alte straturi fluide stabile pot fi găsite în [46, 47, 48].

Același caz limită este investigat de către Tomotika [40] pentru un corp cilindric lichid imersat. În acest caz, relația de dispersie arată valori pozitive pentru factorul de amplificare, deci instabilitate pentru un interval de numere de undă cuprins între zero și unu,  $kR_0 \in (0, 1)$ , predicțiile teoretice fiind în bun acord calitativ cu datele experimentale în ceea ce privește lungimea de undă dominantă [49]. Pentru pânze plane imersate (la numere Reynolds modificate mici) o dovadă experimentală

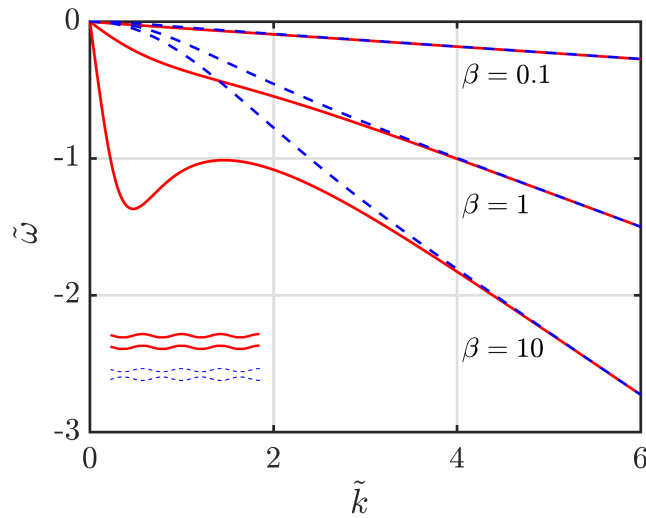


Figura 10: Dependența factor de amplificare - număr de undă pentru trei valori ale raportului de vâscozitate  $\beta$ . Linia continuă reprezintă mișcarea în fază, cea discontinuă mișcarea în antifază.

a stabilității acestora lipsește. În subcapitolul următor se propune o configurație-test care aduce o dovadă calitativă a stabilității unor astfel de straturi imiscibile plane.

### Straturi imiscibile în canale rectangulare

Se urmărește identificarea formelor de manifestare a interfeței, respectiv a instabilității acesteia, în canale rectangulare pentru sisteme cu două lichide imiscibile. Sunt identificate două tipuri de instabilitate și se propune un sistem pentru care instabilitatea este înlăturată în condiții dinamice.

Pentru sistemul PPG 2000-apă, sistem pentru care contrastul de densitate este extrem de redus  $\zeta = 1.005$ , se observă apariția a trei regimuri de curgere (v. figura 11-a): un regim lent de generare a unor picături deformate pentru  $Ca_1 < 1$  și  $Re_2 < 10$ ; un regim de generare de picături pentru  $Ca_1 > 1$  și  $Re_2 < 10$ . Cele două coloane de apă se rup în picături sferice, care apoi sunt purtate de cealaltă fază. Acestea devin instabile periodic, pe rând, două picături succesive neapartenând aceleși coloane. Se crează astfel posibilitatea de a folosi acest regim pentru administrarea controlată a două substanțe diferite; un regim puternic instabil, unde se observă o "bătăie" a lichidului injectat pentru  $Re_2 > 10$  și  $Ca_1 > 0.1$  (v. figura 11-b). Frecvența de "bătăie" a pânzei de PPG 2000 crește cu debitul de injecție.

În lipsa unui contrast de vâscozitate (PPG 2000 - G+W4%) stratul de PPG 2000 existent pe linia mediană este extrem de stabil în condiții de curgere. Pentru  $Ca_1 < 1$  și  $Ca_2 > 0.1$  se obțin straturi subțiri stabile de PPG, stabilitate dată de valoarea redusă a tensiunii interfaciale (5 mN/m). Prin ajustarea debitului, se pot obține straturi de PPG 2000 extrem de subțiri ( $\delta/h \approx 0.075$ ) straturi care arată un grad ridicat de stabilitate, chiar și atunci când sunt supuse unor perturbații mari cum ar fi cea indusă de o schimbare a direcției de curgere. Astfel de straturi stabile au fost observate și pentru curgeri cu contrast de vâscozitate, spre exemplu  $\beta = \eta_i/\eta_e = 30/450 = 0.066$  (ulei de parafină-G+W4%). Observațiile anterioare se află în acord cu predicțiile relației de dispersie (11), pentru mișcarea în fază, sau (13) pentru mișcarea în anti-fază. Se cunosc extrem de puține situații în care interfețele lichide sunt stabile în prezența unor astfel de curgeri.

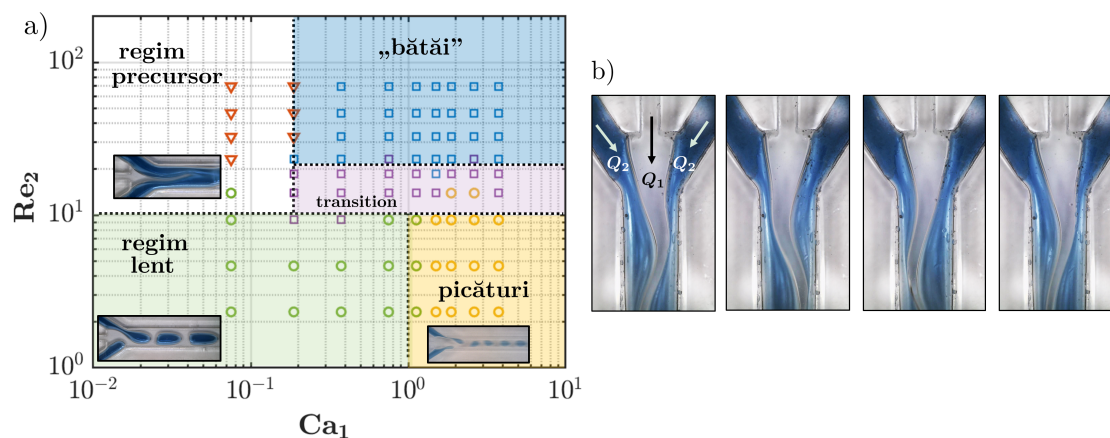


Figura 11: a) Regimuri de curgere într-un canal rectangular în reprezentare adimensională pentru PPG 2000 - apă. b) Serie de vizualizări a instabilității unui strat de PPG 2000 înconjurat de apă ( $Q_1 = Q_2 = 5$  ml/min).

## Studii teoretice conexe instabilității Rayleigh - Plateau

### Instabilitatea jeturilor imersate și îngrădite

În figura 12 este prezentată sensibilitatea curbei de dispersie la variația raportului de confinare. Atunci când raza de confinare  $R_c$  crește, efectul peretelui se face resimțit din ce în ce mai puțin, curba de dispersie apropiindu-se de valorile teoretice ale cazului în care peretele lipsește. Pentru valori ale raportului de confinare mai mari ca 10, curba de dispersie nu mai suferă modificări. Se poate considera că jetul este imersat într-un mediu infinit dacă raza cilindrului, sau a rezervorului care conține mediul extern, este de minim 10 ori mai mare ca raza injectorului. Factorul de amplificare scade cu gradul de îngrădire, dar numărul de undă critic crește, fapt ce implică o scădere a diametrului picăturilor formate ( $D_p \propto R_0^2/k_M$ ). Se observă atingerea unor valori nule pentru  $\omega$ , pe întreg intervalul caracteristic instabilității,  $kR_0 \in [0, 1]$ , atunci când  $\alpha = 1$ , ceea ce reprezintă practic cazul unui lichid staționar întubat. Creșterea raportului de vâscozitate duce la o diminuare a factorului de amplificare temporală. Pentru  $\beta \geq 10$  valorile factorului de amplificare tind către 0 indiferent de valoarea raportului de confinare, ceea ce implică o stabilizare a interfeței independentă de gradul de îngrădire. Pe măsură ce  $\beta$  crește  $k_{cr}R_0$  crește, atinge un maxim pentru  $\beta \approx 0.25$ , după care descrește. O variație asemănătoare se observă pentru orice raport de confinare, de precizat faptul că pentru  $\alpha > 10$  variația tinde către predicția lui Tomotika (jeturi/fibre neîngrădite). Cum diametrul picăturilor desprinse de jet este proporțional cu  $R_0^2/k_{cr}$ , se observă existența a două rapoorturi de vâscozitate care generează picături de același diametru.

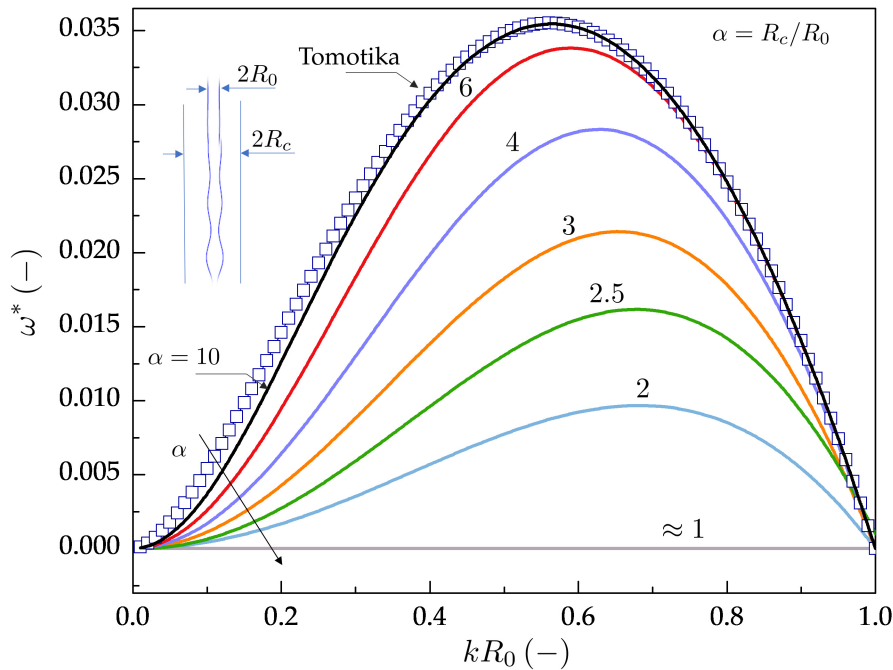


Figura 12: Influența raportului de confinare asupra relației de dispersie în cazul particular al unui raport de vâscozitate unitar. Pentru  $\alpha = 1$  factorul de amplificare este nul, fapt ce indică stabilitatea totală a fibrei fluide (curbe trasate pentru  $R_0 = 0.3 \text{ mm}$ ,  $Oh = 0.65$ ,  $\beta = 1$ ).

## Instabilitatea fibrelor lichide de tip Jeffreys

Se propune un model teoretic pentru instabilitatea unui sistem lichid-lichid în care ambele fluide sunt vâscoelastice. Prezența unui fluid vâscoelastic ca mediu lichid extern produce o destabilizare suplimentară a fibrei lichide. Modelele de tip Maxwell produc valori maxime pentru factorul de amplificare comparativ cu modelele de tip Jeffreys sau Newton. Creșterea numărului elasto-capilarității mediului extern are ca efect o creștere a factorului de amplificare și o deplasare a numărului de undă critic către valori mai mici. Interfața de separare devine mai puțin stabilă, lungimea de rupere scade, iar diametrul picăturilor desprinse de jet crește cu elasticitatea lichidului. În cazul unui mediu extern newtonian, prezența elasticității în fluidul injectat produce o creștere a factorului de amplificare, cea mai mare valoare fiind dată de modelul Maxwell. Dacă fluidul injectat este de tip newtonian, introducerea componentei elastice în mediul extern induce o creștere a factorului de amplificare, cu modelul Maxwell ca valoare maximă. Aceeași observație este valabilă și dacă se fixează un model de elasticitate pentru fluidului injectat și se variază componenta elastică a celui extern. Cea mai instabilă configurație de două lichide este cea cu două lichide de tip Maxwell.

## Instabilitatea membranelor fluide ușor rigide

În acest subcapitol este investigată instabilitatea interfețelor de tip biologic sau a unui tip de film biologic care poate manifesta rigiditate la interfață. Aceste efecte sunt introduse în analiza de stabilitate printr-o dezvoltare în serie Taylor a tensiunii superficiale/interfaciale. Efectul acestei ipoteze este apariția a trei noi proprietăți de material: rigiditatea la încovoire, curbura spontană și modulul topologic. Astfel de studii sunt justificate de existența unor noi metode de formare și control al dimensiunilor veziculelor lipidice gigant, având ca interfață bistraturi lipidice asimetrice [50]. Procesul de producție al unor astfel de vezicule implică jeturi de lichid îndreptate către o membrană lipidică asimetrică, jet care devine instabil sub acțiunea tensiunii superficiale. Astfel de micro-tuburi se rup în picături, instabilitatea lor fiind asemănătoare celei de tip Rayleigh-Plateau [51]. La aceste dimensiuni reduse, asimetria bistraturilor lipidice și rigiditatea lor pot modifica intervalul de numere de undă care generează instabilitatea fibrei fluide.

Modificările produse de variația modulului topologic asupra curbei de dispersie sunt prezentate în figura 13, unde se poate observa o diminuare a maximului factorului de amplificare. Pentru lungimi de undă mari (numere de undă mici) curba de dispersie suferă modificări minore în raport cu variația modulului topologic. A doua observație importantă este cea legată de intervalul de numere de undă instabile. O dată cu creșterea modulului topologic acest interval se micșorează, membrana fluidă devenind stabilă în raport cu lungimi de undă din ce în ce mai mari.

Membranele biologice au ca valori tipice pentru rigiditatea la încovoire  $10 - 100 k_B T$ , dar, de regulă, valoarea depinde de grosimea bistratului lipidic, ceea ce poate ridica valoarea maximă atinsă [52, 53]. Spre exemplu, considerând  $C_b = 75 k_B T$ , tensiunea interfacială  $\sigma_0 = 0.1 \mu\text{N/m}$ , temperatura 300 K, iar  $\tilde{C}_b = 1.5$ , se poate determina dimensiunea caracteristică la care aceste efecte sunt preponderente, și anume  $R_0 \approx 1 \mu\text{m}$ . Chiar și la aceste dimensiuni reduse modelele continue sau moleculare ale capilarității pot oferi predicții satisfăcătoare [54, 55, 56]. Valori tipice ale modulului topologic se regăsesc în jurul valorii de  $C_t \approx 25 k_B T$  [57],



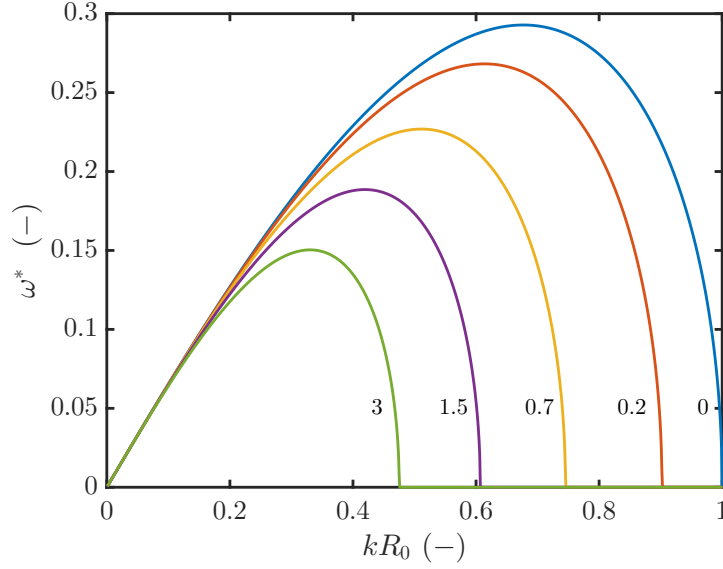


Figura 13: Curbe de dispersie, factor de amplificare  $\omega^*$  vs. număr de undă  $kR_0$ , pentru trei valori distincte ale modulului topologic  $\tilde{C}_t$ , care arată o scădere a maximului factorului de amplificare și o diminuare a intervalului de numere de undă instabile ( $\tilde{C}_0 = 1, \tilde{C}_b = 0.5$ ).

sau  $\tilde{C}_t \approx 1$ , pentru o fibră fluidă de rază  $R_0 \approx 1 \mu\text{m}$ . Predicțiile teoretice ale exemplului numeric de mai sus arată deviații importante de la cazul clasic (parametri elastici nuli, cazul clasic Rayleigh). Modelul teoretic poate oferi o explicație a instabilității microtuburilor lipidice utilizate în procesul de producție al veziculelor gigant, proces de producție care se bazează pe instabilitatea de tip Rayleigh-Plateau [51]. Cunoașterea relației de dispersie oferă posibilitatea de a controla dimensiunea veziculelor și eliminarea microveziculelor satelit.

## Concluzii

### Principalele contribuții ale tezei

Teza contribuie la înțelegerea instabilității suprafețelor de separare dintre două fluide imiscibile, instabilitate generată de forțele de tensiune superficială. Predicțiile teoretice pentru unda dominantă sunt comparate cu date experimentale pentru o serie de sisteme lichid-aer și lichid-lichid cu sau fără comportament pseudo-plastic. Se aduc dovezi experimentale în ceea ce privește lungimea de undă a perturbației dominante ce se dezvoltă natural la interfața de separare. Se verifică experimental predicțiile relației de dispersie în cazul undelor capilare generate la impactul unui jet lichid cu o suprafață lichidă orizontală. Se arată cum straturile de lichid plane imersate sunt stabile pentru orice raport de vâscozitate în limita unor numere Ohnesorge mari. Sunt evidențiate, prin vizualizări experimentale, diferite noi tipuri de instabilitate a interfețelor lichid-lichid. Prin măsurători PIV (Particle Image Velocimetry) sunt identificate structurile de tip vortex asociate curgerii în jurul picăturilor imersate. Se propun modele teoretice care includ influența unui perete solid, efectele date de vâscoelasticitate, prezența la interfață a unor membrane ușor rigide sau modificările aduse de limita unor numere Ohnesorge mari. Rezultatele modelelor teoretice sunt prezentate sub forma unor relații de dispersie ce leagă factorul de amplificare al perturbației de numărul de undă.

Se verifică experimental, pentru jeturi libere în aer, pragul critic de trecere de la regimul de picături la cel de jet lichid și apariția undei dominante la interfața jetului. Datele experimentale arată dezvoltarea de jeturi lichide pentru  $We > 4$ . Lungimea de undă dominantă este întotdeauna mai mare ca circumferința jetului, valorile experimentale fiind apropiate de predicțiile teoretice pentru acest caz. Paradoxal, se observă deviații mari față de valoarea medie a lungimii de undă pentru lichide la numere Ohnesorge mari. Pentru astfel de lichide vâscozitatea duce la o relativă stabilizare a interfeței. Cum gravitația produce o continuă diminuare a razei jetului, ca urmare a creșterii de viteză se ating local dimensiuni mici ce conduc la creșterea în pondere a termenilor neliniari, în acest caz convectivi.

Predicțiile teoretice ale numărului de undă critic (dominant), date de relația lui Tomotika [40] în cazul sistemelor newtoniene lichid-lichid, pentru un raport de vâscozitate mai mare ca 0.1 se află în bun acord cu investigațiile experimentale propuse în teză. Sub acest prag, relația propusă de Kinoshita et al. [39] oferă predicții mai apropiate de valorile experimentale. Pentru fluide vâscoelastice, cu un prim platou newtonian extins și cu valori ridicate în vâscozitate, predicțiile modelului teoretic, propus în teză, și datele experimentale sunt apropiate de valorile date de modelul pur newtonian. Rezultatul este obținut în ipoteza în care viteza de forfecare este apropiată ca valoare de factorul de amplificare.

Relația de dispersie poate fi folosită pentru a aproxima valoarea factorului de amortizare a undelor capilare generate de impactul unui jet lichid cu o baie de lichid orizontală. Predicțiile teoretice sunt în bun acord cu valorile investigațiilor experimentale prezentate în teză. Se arată cum o creștere a vâscozității poate duce la o amortizare rapidă a undelor capilare, trenul de undă fiind practic absent. Se arată, teoretic și experimental, cum elasticitatea poate contribui la creșterea instabilității trenului de undă. O dependență simplă între factorul de amortizare și produsul dintre numărul Weber și Deborah este propusă pentru a cuantifica acest efect. Relația poate fi folosită pentru a aproxima timpul de relaxare al soluțiilor polimerice slab

elastice. Experimental, se arată faptul că racordul capilar dintre jet și baia de lichid urmează o formă universală dată de o curbă catenară. În cazul unui jet lichid de apă, imersat într-un lichid imiscibil de 55 de ori mai vâscos, aflat în impact cu o baie de lichid, este identificat un nou tip de instabilitate. Se aduc dovezi experimentale cu privire la câmpul de curgere dezvoltat în jurul picăturilor sau jeturilor imersate într-un lichid imiscibil prin tehnica măsurătorilor PIV. Sunt identificate: structurile de tip vortex asociate curgerii, simetria impusă de geometria interfeței și distribuția de viteză la interacțiunea dintre două corpuri lichide apropiate.

Se propune un model teoretic pentru a obține relația de dispersie în cazul straturilor lichide plane imersate, la numere Ohnesorge mari. Relația de dispersie arată valori negative pentru factorul de amplificare indiferent de raportul de vâscozitate dintre cele două lichide. Astfel de configurații sunt stabile atât la perturbații simetrice cât și la cele asimetrice. Se propune o abordare experimentală ce reprezintă o confirmare calitativă a predicțiilor relației de dispersie și a stabilității unor astfel de sisteme. Sunt identificate două tipuri noi, atipice, de instabilitate în canale rectangulare: o undă dominantă instabilă, pentru un raport de vâscozitate unitar și un fenomen de „bătaie” a interfeței pentru un contrast de vâscozitate ridicat, ambele în condițiile unor tensiuni interfaciale reduse, unde valorile scăzute ale acestei proprietăți de interfață ar implica o relativă stabilizare a sistemelor.

Raportul de vâscozitate, elasticitatea mediului lichid sau prezența unui perete solid nu modifică intervalul de numere instabile, lungimea de undă fiind întotdeauna mai mare ca circumferința corpului cilindric fluid,  $\lambda > \pi D_0$ .

Prezența unui perete solid duce la stabilizarea interfeței de separare dintre două lichide imiscibile. Creșterea gradului de îngrădire duce la scăderea factorului de amplificare și la lungimi de undă dominante mai mici. Pentru un raport de îngrădire  $\alpha$  mai mare ca zece, peretele solid nu afectează instabilitatea fibrei. Pentru un contrast de vâscozitate mai mare ca zece, efectele peretelui solid sunt nesemnificative în ceea ce privește valoarea de maxim a curbei de dispersie. Pentru un jet lichid imersat într-un mediu extern lichid neîngrădit, numărul de undă critic crește cu raportul de vâscozitate pentru  $\beta < 0.3$  și descrește în caz contrar. Rezultă un spectru de bi-configurații lichid-lichid, diferite ca raport de vâscozitate, ce generează același număr de undă critic (o paralelă la axa absciselor, dată de raportul de vâscozitate, intersectează curba de variație a numărului de undă critic în două puncte), deci picături de același diametru. Prezența peretelui solid împinge acest prag către valori mai mari ale raportului de vâscozitate. Creșterea în diametru a injectoarelor folosite la generarea de jeturi lichide implică factori mai mici de amplificare a perturbațiilor, care, la rândul lor, implică o stabilizare a sistemului.

Sensibilitatea curbei de dispersie la prezența unui fluid pseudo-plastic, ca mediu injectat sau extern, este cuantificată prin numărul elasto-capilarității,  $Ec^{i,e}$ , și prin raportul dintre timpul de întârziere și timpul de relaxare,  $\mu_{i,e}^*$ . Creșterea elasto-capilarității lichidului extern duce la o destabilizare a fibrei fluide, factorul de amplificare crescând. Pentru jeturi vâscoelastice imersate în lichide newtoniene, creșterea raportului dintre timpul de întârziere și timpul de relaxare duce la o stabilizare a interfeței.

Existența membranelor ușor rigide la interfața de separare modifică factorul de amplificare dar și intervalul de numere instabile. Creșterea rigidității la încovoiere  $\tilde{C}_b$  reduce factorul de amplificare dacă valoarea curburii spontane  $\tilde{C}_0$  este sub  $3/4$ . În caz contrar, creșterea acesteia duce la intensificarea instabilității. Cel mai important

efect este cel dat de modulul topologic  $\tilde{C}_t$ , care modifică intervalul de numere de undă instabile. Valoarea maximă a acestui interval scade cu modulul topologic, fibra fluidă fiind instabilă la perturbații cu lungimi de undă din ce în ce mai mici. În limita unui modul topologic nul, rigiditatea la încovoiere nu modifică intervalul de numere de undă instabile. Pentru valori ale curburii spontane mai mari ca  $1/\tilde{C}_b + 3/4$ , fibra fluidă este întotdeauna stabilă. Sub acest prag critic, curbura spontană stabilizează fibra fluidă.

### Rezultate importante (rezumat)

- se confirmă experimental apariția unei dominante la interfața de separare pentru sisteme newtoniene și vâscoelastice imersate sau libere;
- prezența unui perete solid produce o stabilizare a corpurilor lichide cilindrice imersate;
- pentru corpurile lichide cilindrice imersate și îngrădite, aflate sub acțiunea dominantă a forțelor de capilaritate, prezența peretelui solid la o distanță mai mare de zece raze nu afectează instabilitatea acestora;
- amplitudinea undelor capilare, generate la impactul unui jet lichid cu o suprafață liberă lichidă, scade exponențial;
- racordul capilar dintre un jet lichid și suprafața liberă a unui rezervor ia forma universală a unei curbe catenare;
- în limita unor numere Ohnesorge mari, straturile plane imersate sunt stabile indiferent de contrastul de vâscozitate dintre cele două lichide.
- prezența unui fluid extern vâscoelastic produce o destabilizare suplimentară a suprafeței de separare;
- contrastul de vâscozitate, natura pseudo-plastică a materialului sau raportul de îngrădire nu schimbă intervalul de numere de undă instabile.

### Perspective de cercetare

Varietatea și complexitatea fenomenelor generate de forțele de suprafață echilibrate de inerție, vâscozitate, elasticitate sau forțe electrice contribuie la crearea unui domeniu de studiu extrem de vast, cu potențiale aplicații în tehnologii de tip lab-on-a-chip. Din punct de vedere experimental, rolul elasticității sau al vâscozității suprafeței de separare este dificil de investigat din cauza impedimentelor în a crea o interfață omogenă și izotropă în condiții dinamice. Deși este o problemă clasică, lungimea de rupere a jeturilor libere sau imersate rămâne o problemă deschisă întrucât numărul de dimensiuni abstracte ale spațiului determinat de parametrii de material este ridicat. Investigată cu preponderență în lucrarea de față, apariția la interfață a unei dominante rămâne un subiect deschis pentru cazurile extreme de vâscozitate și elasticitate. Cum lucrarea pune în evidență noi tipuri de instabilitate (oscilația jeturilor de impact imersate și fenomenul de „bătaie” al interfeței de separare), nereportate până acum, continuarea unor astfel de studii este motivată de noutatea

și de potențialul lor aplicativ în microfluidică. Investigațiile teoretice și experimentale pot fi extinse către: zona jeturilor imersate miscibile, meniscurilor instabile la numere Reynolds și Bond mici, similitudinea de formă cu entități fundamentale ale vieții, impactul a două jeturi oblice. Aleea de vârtejuri Karman se poate dovedi un candidat ideal pentru inducerea unei frecvențe dominante de oscilație la interfața de separare, la fel cum folosirea de jeturi imersate poate asigura controlul poziției bulelor de gaz.

Stabilitatea în curgere a unor astfel de straturi lichid-lichid poate fi folosită în mixere statice pentru a multiplica numărul de straturi lichide [58]. La rândul lor, aceste straturi pot fi folosite pentru a genera nano-emulsii, lucru permis de stabilitatea interfeței dintre cele două lichide, dar și de dimensiunea redusă a straturilor ce poate fi obținută cu astfel de dispozitive. Rolul acestor dispozitive este de a întinde, tăia și recombina straturi fluide prin adăugarea de trepte succesive într-o configurație de tip serpentină. Stabilitatea sistemului permite tăierea, recombinarea și multiplicarea straturilor inițiale. Astfel de dispozitive, utilizate cu fluide vâscoase în configurații stabile, au un potențial aplicativ ridicat la generarea de micro sau nano-emulsii în industria farmaceutică sau a cosmeticii [59, 60].

Predicțiile relației de dispersie sugerează stabilitatea jeturilor lichide pentru lungimi de undă mai mici decât circumferința jetului. Experimental, acest lucru rămâne un subiect deschis pentru jeturi lichide unde perturbația se impune în mod controlat din exterior. Efectul de buclă produs la desprinderea picăturilor de jetul emergent, ce poate induce o modificare a instabilității jeturilor lichide, este un fenomen puternic neliniar încă dificil de abordat din punct de vedere experimental. Pentru straturi lichide imersate, la numere Ohnesorge mari, curba de dispersie arată valori negative indiferent de contrastul de vâscozitate. Diferențe notabile față de această predicție pot apărea în sistemele lichid-lichid cu un contrast ridicat de vâscozitate.

Întrucât efectele neliniare, ce domină ultimele etape ale formării de picături, nu pot fi ușor surprinse de analiza de stabilitate, rezolvarea prin metode numerice a ecuațiilor de mișcare constituie o perspectivă importantă de cercetare, care poate oferi informații suplimentare despre rolul proprietăților de material în spectrul de dimensiune al picăturilor generate, despre apariția la interfață a unei dominante în cazul fluidelor cu vâscozitate ridicată cât și informații despre câmpul de viteză acolo unde tehnica experimentală nu o poate face.

# Referințe

- [1] Drazin P. G. and Reid W. H. *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press, 2004.
- [2] Strutt J. W. On the instability of jets. *Proceedings of the London mathematical society*, 1(1):4–13, 1878.
- [3] Papageorgiou D. On the breakup of viscous liquid threads. *Physics of Fluids*, 7(7):1529–1544, 1995.
- [4] Prado G., Amarouchene Y., and Kellay H. Experimental evidence of a rayleigh-plateau instability in free falling granular jets. *Physical Review Letters*, 106(19):198001, 2011.
- [5] Xuan C. and Biggins J. Plateau-Rayleigh instability in solids is a simple phase separation. *Physical Review E*, 95(5):053106, 2017.
- [6] The instability of higher dimensional black strings. <https://phy.princeton.edu/people/frans-pretorius>. Accessed: 2020-08-22.
- [7] Cardoso V. and Dias O. J. C. Rayleigh-Plateau and Gregory-Laflamme instabilities of black strings. *Physical Review Letters*, 96(18):181601, 2006.
- [8] Thompson W. *On growth and form*, volume 1. Cambridge University Press, 1952.
- [9] Gallaire F. and Brun P.T. Fluid dynamic instabilities: theory and application to pattern forming in complex media. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 375(2093):20160155, 2017.
- [10] Singh M., Haverinen H., Dhagat P., and Jabbour G. Inkjet printing—process and its applications. *Advanced Materials*, 22(6):673–685, 2010.
- [11] Boland T., Xu T., Damon B., and Cui X. Application of inkjet printing to tissue engineering. *Biotechnology Journal*, 1(9):910–917, 2006.
- [12] Martin G., Hoath S., and Hutchings I. Inkjet printing—the physics of manipulating liquid jets and drops. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 105(1), page 012001. IOP Publishing, 2008.
- [13] Planchette C., Marangon F., Hsiao W. K., and Brenn G. Breakup of asymmetric liquid ligaments. *Physical Review Fluids*, 4(12):124004, 2019.

- [14] Eggers J. and Villermaux E. Physics of liquid jets. *Reports on progress in physics*, 71(3):036601, 2008.
- [15] Kaufman J., Tao G., Shabahang S., Banaei E., Deng D., Liang X., Johnson S., Fink Y., and Abouraddy A. Structured spheres generated by an in-fibre fluid instability. *Nature*, 487(7408):463, 2012.
- [16] Lee C. and Wang T. The centring dynamics of a thin liquid shell in capillary oscillations. *Journal of Fluid Mechanics*, 188:411–435, 1988.
- [17] Lee J. and Chen L. Linear stability analysis of gas-liquid interface. *AIAA Journal*, 29(10):1589–1595, 1991.
- [18] Shen J. and Li X. Instability of an annular viscous liquid jet. *Acta Mechanica*, 114(1):167–183, 1996.
- [19] Newhouse L. and Pozrikidis C. The capillary instability of annular layers and liquid threads. *Journal of Fluid Mechanics*, 242:193–209, 1992.
- [20] Wu M., Cubaud T., and Ho C. Scaling law in liquid drop coalescence driven by surface tension. *Physics of Fluids*, 16(7):L51–L54, 2004.
- [21] Mohamed-Kassim Z. and Longmire E. Drop coalescence through a liquid/liquid interface. *Physics of Fluids*, 16(7):2170–2181, 2004.
- [22] Daw R. and Finkelstein J. Lab on a chip. *Nature*, 442(7101):367, 2006.
- [23] Zeng J. and Korsmeyer T. Principles of droplet electrohydrodynamics for lab-on-a-chip. *Lab on a Chip*, 4(4):265–277, 2004.
- [24] Stone H., Stroock A., and Ajdari A. Engineering flows in small devices: microfluidics toward a lab-on-a-chip. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36:381–411, 2004.
- [25] Gopanu N. and Sathian S. P. Rayleigh instability at small length scales. *Physical Review E*, 90(3):033001, 2014.
- [26] Zhao C., Sprittles J. E., and Lockerby D. A. Revisiting the Rayleigh–Plateau instability for the nanoscale. *Journal of Fluid Mechanics*, 861, 2019.
- [27] Benita S. *Microencapsulation, Drugs and the Pharmaceutical Science*. Marcel Dekker, New York, 1996.
- [28] Hughes P. *Beams and jets in astrophysics*, volume 19. Cambridge University Press, 1991.
- [29] Greiciunas E., Wong J., Gorbatenko I., Hall J., Wilson M., Kapur N., Harlen O., Vellido D., and Threlfall-Holmes P. Design and operation of a Rayleigh Ohnesorge jetting extensional rheometer (ROJER) to study extensional properties of low viscosity polymer solutions. *Journal of Rheology*, 61(3):467–476, 2017.
- [30] Mathues W., Formenti S., McIlroy C., Harlen O., and Clasen C. CaBER vs ROJER—different time scales for the thinning of a weakly elastic jet. *Journal of Rheology*, 62(5):1135–1153, 2018.

- [31] Ashgriz N. *Handbook of atomization and sprays: theory and applications*. Springer Science & Business Media, 2011.
- [32] Clanet C. and Lasheras J. Transition from dripping to jetting. *Journal of Fluid Mechanics*, 383:307–326, 1999.
- [33] Phung T. H. and Kwon K. S. How to manipulate droplet jetting from needle type jet dispensers. *Scientific reports*, 9(1):1–12, 2019.
- [34] Wagner C., Amarouchene Y., Bonn D., and Eggers J. Droplet detachment and satellite bead formation in viscoelastic fluids. *Physical Review Letters*, 95(16):164504, 2005.
- [35] Entov V. and Hinch E. Effect of a spectrum of relaxation times on the capillary thinning of a filament of elastic liquid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 72(1):31–53, 1997.
- [36] Anna S. and McKinley G. Elasto-capillary thinning and breakup of model elastic liquids. *Journal of Rheology*, 45(1):115–138, 2001.
- [37] Soltman D. and Subramanian V. Inkjet-printed line morphologies and temperature control of the coffee ring effect. *Langmuir*, 24(5):2224–2231, 2008.
- [38] Myshkis A., Babskii V., Kopachevskii N., Slobozhanin L., and Tyuptsov A. *Low-gravity fluid mechanics*. Springer-Verlag Berlin An, 2012.
- [39] Kinoshita C., Teng H., and Masutani S. A study of the instability of liquid jets and comparison with Tomotika’s analysis. *International Journal of Multiphase Flow*, 20(3):523–533, 1994.
- [40] Tomotika S. On the instability of a cylindrical thread of a viscous liquid surrounded by another viscous fluid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 150(870):322–337, 1935.
- [41] Goldin M., Yerushalmi J., Pfeffer R., and Shinnar R. Breakup of a laminar capillary jet of a viscoelastic fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 38(4):689–711, 1969.
- [42] De Gennes P., Brochard-Wyart F., and Quéré D. *Capillarity and wetting phenomena: drops, bubbles, pearls, waves*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [43] Christophe C., Clanet and Quéré D. Onset of menisci. *Journal of Fluid Mechanics*, 460:131–149, 2002.
- [44] Keshavarz B., Sharma V., Houze E., Koerner M., Moore J., Cotts P., Threlfall-Holmes P., and McKinley G. Studying the effects of elongational properties on atomization of weakly viscoelastic solutions using Rayleigh Ohnesorge Jetting Extensional Rheometry (ROJER). *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 222:171–189, 2015.
- [45] Eggers J. The subtle dynamics of liquid sheets. *Journal of Fluid Mechanics*, 672:1–4, 2011.



- [46] Laure P., Le Meur H., Demay Y., Saut J-C., and Scotto S. Linear stability of multilayer plane Poiseuille flows of Oldroyd-B fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 71(1-2):1–23, 1997.
- [47] Scotto S. and Laure P. Linear stability of three-layer Poiseuille flow for Oldroyd-B fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 83(1-2):71–92, 1999.
- [48] Lenz R. and Kumar S. Instability of confined thin liquid film trilayers. *Journal of Colloid and Interface Science*, 316(2):660–670, 2007.
- [49] Patrascu C. and Balan C. Prediction and measurement of the fastest-growing mode in two-liquid systems. *Physics of Fluids*, 31(8):083106, 2019.
- [50] Richmond D., Schmid E., Martens S., Stachowiak J., Liska N., and Fletcher D. Forming giant vesicles with controlled membrane composition, asymmetry, and contents. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 108(23):9431–9436, 2011.
- [51] Kamiya K., Kawano R., Osaki T., Akiyoshi K., and Takeuchi S. Cell-sized asymmetric lipid vesicles facilitate the investigation of asymmetric membranes. *Nature Chemistry*, 8(9):881, 2016.
- [52] Bermudez H., Hammer D., and Discher D. Effect of bilayer thickness on membrane bending rigidity. *Langmuir*, 20(3):540–543, 2004.
- [53] Derényi I., Jülicher F., and Prost J. Formation and interaction of membrane tubes. *Physical Review Letters*, 88(23):238101, 2002.
- [54] van Hoeve W., Gekle S., Snoeijer J., Versluis M., Brenner M., and Lohse D. Breakup of diminutive Rayleigh jets. *Physics of Fluids*, 22(12):122003, 2010.
- [55] Choi Y., Kim S., and Kim M. Molecular dynamics of unstable motions and capillary instability in liquid nanojets. *Physical Review E*, 73(1):016309, 2006.
- [56] Moseler M. and Landman U. Formation, stability, and breakup of nanojets. *Science*, 289(5482):1165–1169, 2000.
- [57] Petrov A., Mitov M., and Derzhanski A. Saddle splay instability in lipid bilayers. *Physics Letters A*, 65(4):374–376, 1978.
- [58] Neerincx P. E., Denteneer R. P., Peelen S., and Meijer H. E. Compact mixing using multiple splitting, stretching, and recombining flows. *Macromolecular Materials and Engineering*, 296(3-4):349–361, 2011.
- [59] Li C., Fu R., Yu C., Li Z., Guan H., Hu D., Zhao D., and Lu L. Silver nanoparticle/chitosan oligosaccharide/poly (vinyl alcohol) nanofibers as wound dressings: a preclinical study. *International Journal of Nanomedicine*, 8:4131, 2013.
- [60] Lallemand F., Daull P., Benita S., Buggage R., and Garrigue J.S. Successfully improving ocular drug delivery using the cationic nanoemulsion, novasorb. *Journal of Drug Delivery*, 2012, 2012.

# Listă de simboluri

$c$	concentrație	%
$f$	funcție în sens general	-
$\mathbf{g}$	accelerație gravitațională	m/s <sup>2</sup>
$k, k_r$	număr de undă	1/m
$k_i$	factor de amplificare/amortizare spațială	1/m
$\tilde{k}, \hat{k}$	număr de undă adimensional	-
$k_B$	constanta lui Boltzmann	m <sup>2</sup> kg/(s <sup>2</sup> K <sup>-1</sup> )
$p$	presiune	Pa
$l_c$	lungime capilară	m
$l, l_{i,e}, m$	număr de undă modificat	1/m
$\mathbf{n}$	vector normal	-
$q_{i,e}$	fracții volumice	-
$s$	abatere pătratică medie	
$t$	timp	s
$t_R$	timp caracteristic inerțial	s
$t_v$	timp caracteristic vâscos	s
$t_r$	timp de rupere	s
$\mathbf{t}$	tensiune Cauchy	Pa
$\mathbf{v}$	vector viteză	m/s
$V_c$	viteză capilară	m/s
$v_r$	viteză radială	m/s
$v_z$	viteză axială	m/s
$x, y, z$	coordonate spațiale	m
$A$	arie	m <sup>2</sup>
$C, \mathcal{C}$	constante	-
$C_b$	constantă de rigiditate la încovoiere	N·m
$C_t$	modul topologic	N·m
$C_0$	curbura spontană	1/m
$D, D_0$	diametru/ diametru inițial	m
$D_p$	diametrul picăturii	m
$\mathbf{D}$	tensor viteză de deformare specifică	1/s
$F_f$	forță de frecare	N
$F_{rg}$	forță de gravitație redusă	N
$F_\sigma$	forță de tensiune interfacială	N
$G$	constantă gravitațională	m <sup>3</sup> /kg s <sup>2</sup>
$H$	curbură medie	1/m
$I_{0,1}$	funcții Bessel modificate de speța I	-
$K_{0,1}$	funcții Bessel modificate de speța a II-a	-
$\mathcal{K}$	curbură totală	1/m <sup>2</sup>

$L$	lungime caracteristică	m
$L_r$	lungime de rupere	m
$M_w$	masă moleculară	g/mol
$Q, Q_0$	debit volumic	m <sup>3</sup> /s
$R_c$	rază de confinare	m
$R_0$	rază	m
$\mathbf{T}, \mathbf{T}_{i,e}$	tensor tensiune Cauchy	Pa
$\mathbf{T}_E$	tensor extra-tensiune	Pa
$T$	temperatură	K
$V, W$	viteză medie	m/s
$\mathcal{V}$	volum	m <sup>3</sup>
$\mathcal{V}_p$	volumul picăturii	m <sup>3</sup>
$\alpha$	raport de confinare	-
$\beta$	raport de vâscozitate	-
$\dot{\gamma}$	viteza de deformație specifică	1/s
$\delta$	distanță/grosime	-
$\epsilon_0, \epsilon$	amplitudine inițială, amplitudine	m
$\lambda$	lungime de undă	m
$\mu, \mu_{i,e}$	timp de relaxare	s
$\nu$	frecvență	1/s
$\eta, \eta_{i,e}$	vâscozitate	Pa·s
$\eta_p$	vâscozitatea polimerului	Pa·s
$\eta_s$	vâscozitatea solventului	Pa·s
$\eta_0$	vâscozitatea primului platou newtonian	Pa·s
$\eta_\infty$	vâscozitatea celui de-al doilea platou newtonian	Pa·s
$\rho, \rho_{i,e}$	densitate	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	tensiune superficială/interfacială	N/m
$\tau$	efort tangențial	Pa
$\boldsymbol{\tau}$	versor tangent	-
$\psi$	funcție de curent	m <sup>2</sup> /s
$\underline{\omega}$	pulsația complexă	1/s
$\omega_r, \omega$	factor de amplificare temporală	1/s
$\omega_i$	pulsație	1/s
$\omega^*, \tilde{\omega}$	factor de amplificare adimensional	-
$\zeta$	raport de densitate	-
$\sim$	<i>Numere adimensionale</i>	$\sim$
$Bo$	numărul Bond	$\Delta\rho g L^2 / \sigma$
$Ca$	numărul capilarității	$\eta V / \sigma$
$De$	numărul Deborah	$\mu V / L$
$Ec$	numărul elasto-capilarității	$\mu \sigma / \eta L$
$Fr$	numărul Froude	$V^2 / g L$
$La$	numărul Laplace	$\rho \sigma L / \eta^2$
$Oh$	numărul Ohnesorge	$1 / La^{-2}$
$Re$	numărul Reynolds	$\rho V L / \eta$
$\hat{Re}$	numărul Reynolds modificat	$1 / Oh^2$
$We$	numărul Weber	$\rho V^2 L / \sigma$

## Cuprinsul tezei

<b>Rezumat</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>În semn de recunoștință</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>Contribuții științifice</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>Listă de simboluri</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>Listă de figuri</b> . . . . .	<b>12</b>
<b>Listă de tabele</b> . . . . .	<b>21</b>
<b>Preambul</b> . . . . .	<b>22</b>
<b>1 Introducere</b> . . . . .	<b>24</b>
1.1 Stadiul actual al cercetărilor în domeniu . . . . .	24
1.2 De ce jeturile formează picături? . . . . .	27
1.2.1 Surse, perturbații și unde . . . . .	27
1.2.2 Mărimi caracteristice . . . . .	29
1.2.3 Semnificația fizică a relației de dispersie . . . . .	34
1.3 Dovezi ale undei dominante pe jeturi libere . . . . .	36
1.4 Motivație . . . . .	39
<b>2 Măsurători ale undei dominante la interfața lichid-lichid</b> . . . . .	<b>41</b>
2.1 Introducere . . . . .	41
2.2 Aspecte teoretice . . . . .	42
2.3 Detalii experimentale . . . . .	45
2.4 Cazul a două fluide newtoniene imiscibile . . . . .	47
2.5 Cazul fluidelor pseudo-plastice . . . . .	49
2.6 Concluzii . . . . .	52
<b>3 Unde capilare amortizate și măsurători ale spectrului de curgere</b> <b>53</b>	
3.1 Unde rezultate la impactul unui jet de lichid . . . . .	53
3.1.1 Observații preliminare . . . . .	53
3.1.2 Determinarea factorului de amortizare . . . . .	55
3.1.3 Efectul de amortizare dat de vâscozitate . . . . .	57
3.1.4 Forma catenară a meniscului de racord . . . . .	58
3.1.5 Relația de dispersie pentru fluide Maxwell . . . . .	59
3.1.6 Un nou tip de instabilitate . . . . .	61
3.1.7 Concluzii . . . . .	63
3.2 Curgerea în vecinătatea interfețelor fluide . . . . .	64

3.2.1	Tehnica măsurătorilor de tip PIV . . . . .	64
3.2.2	Detalii experimentale . . . . .	64
3.2.3	Curgerea în jurul picăturilor aflate în mișcare . . . . .	65
3.2.4	Concluzii . . . . .	70
<b>4</b>	<b>Instabilitatea straturilor lichide la numere Ohnesorge mari . . . . .</b>	<b>71</b>
4.1	Instabilitatea pânzelor lichide imersate . . . . .	71
4.1.1	Relația de dispersie . . . . .	72
4.1.2	O aproximare de tip Stokes . . . . .	76
4.1.3	Discuție . . . . .	77
4.2	Straturi imiscibile în canale rectangulare . . . . .	77
4.2.1	Detalii experimentale . . . . .	78
4.2.2	Regimuri de curgere . . . . .	78
4.2.3	Unde dominante instabile . . . . .	80
4.2.4	Concluzii . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Studii teoretice conexe instabilității Rayleigh - Plateau . . . . .</b>	<b>82</b>
5.1	Instabilitatea jeturilor imersate și îngrădite . . . . .	82
5.1.1	Expresia matematică a relației de dispersie . . . . .	82
5.1.2	Influența raportului de confinare . . . . .	87
5.1.3	Dimensiunea minimă a razei de confinare . . . . .	88
5.1.4	Influența razei injectorului . . . . .	91
5.1.5	Correspondența curbă de dispersie - lungime de rupere . . . . .	91
5.1.6	Concluzii . . . . .	93
5.2	Instabilitatea fibrelor lichide văscuoelastice . . . . .	94
5.2.1	Introducere . . . . .	94
5.2.2	Cazul unui fluid extern newtonian . . . . .	94
5.2.3	Cazul unui fluid extern de tip Jeffreys . . . . .	96
5.2.4	Concluzii . . . . .	100
5.3	Instabilitatea membranelor fluide ușor rigide . . . . .	100
5.3.1	Introducere . . . . .	100
5.3.2	Determinarea relației de dispersie . . . . .	102
5.3.3	Influența parametrilor de material . . . . .	104
5.3.4	Dimensiuni care pun în evidență influența membranei . . . . .	107
5.3.5	Concluzii . . . . .	109
<b>6</b>	<b>Concluzii . . . . .</b>	<b>110</b>
6.1	Principalele contribuții ale tezei . . . . .	110
6.2	Perspectivă de cercetare . . . . .	113
<b>A</b>	<b>Relația de dispersie Rayleigh . . . . .</b>	<b>115</b>
<b>B</b>	<b>Metode de determinare a proprietăților de material . . . . .</b>	<b>118</b>
	<b>Referințe . . . . .</b>	<b>125</b>
	<b>Curriculum Vitae . . . . .</b>	<b>139</b>