

6180.180
102. E

**UNIVERSITATEA "POLITEHNICA" TIMISOARA
FACULTATEA DE MECANICA
CATEDRA DE TERMOTEHNICA SI MASINI TERMICE**

ing. Dorin Lelea

**Intensificarea transferului de caldura la
curgerea fluidelor viscoase prin tevi prin
utilizarea unor generatori de turbulenta**

TEZA DE DOCTORAT

**Conducator stiintific
Prof. dr. ing. Cornel Ungureanu**

1996

CUVANT INAINTE

Intensificarea transferului termic la curgerea laminara a fluidelor viscoase prin tuburi este o problema de o deosebita importanta practica, iar utilizarea generatoarelor de turbulenta este una dintre solutii. Lucrarea de fata are ca obiectiv modelarea numerica a curgerii prin tuburi sub aspecte termice si fluidodinamice.

Validarea rezultatelor obtinute prin rularea programelor de calcul a fost posibila prin utilizarea instalatiei experimentale existenta la catedra de Termotehnica si masini termice a Facultatii de Mecanica din Timisoara.

Pe tot parcursul programului de doctorat m-am bucurat de sprijinul colectivului acestei catedre si in general de posibilitate oferita de statul Roman de a efectua acest program.

Cu aceasta ocazie aduc sincere multumiri tuturor celor care m-au ajutat.

In mod deosebit gandurile mele de recunostinta se indreapta catre cei doi conducatori stiintifici: regretatul *Prof. dr. ing. Liviu Dan Negru* si distinsul *Prof. dr. ing. Cornel Ungureanu*.

ing. Dorin Lelea

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA

CUPRINS

1. INTRODUCERE	1
1.1 FORMULAREA MATEMATICA A FENOMENULUI	4
1.1.1 ECUATIA DE CONTINUTATE	4
1.1.2 ECUATIA DE MISCARE A FLUIDELOR VISCOASE	5
1.1.3 ECUATIA CONDUCTIEI TERMICE PENTRU FLUIDE IN MISCARE	5
1.1.4 FORMA GENERALA A ECUATIILOR FUNDAMENTALE	5
1.2. CRITERIILE DE SIMILITUDINE	6
1.3 DESCRIEREA FIZICA A PROCESULUI	9
1.4 METODELE PASIVE PENTRU INTENSIFICAREA TRANSFERULUI DE CALDURA LA CURGEREA PRIN TUBURI PRIN APLICAREA GENERATOARILOR DE TURBULENTA	13
1.4.1 INTENSIFICAREA TRASFERULUI TERMIC CU BENZI RASUCITE	13
1.4.2 INTENSIFICAREA TRANSFERULUI TERMIC CU GENERATORI DE TURBULENTA IN FORMA INELARA SAU SPIRALA	17
1.4.3 CONCLUZII	22
2. MODELAREA NUMERICA A TRANSFERULUI TERMIC SI A PROCESELOR DE CURGERE LAMINARA PRIN TUBURI	24
2.1. DISCRETIZAREA ECUATIILOR DIFERENTIALE	24
2.1.1 SCHEMA EXPONENTIALA	24
2.1.3 SCHEMA HIBRIDA	27
2.1.4 SCHEMA <i>POWER-LAW</i>	28
2.1.2 PROPRIETATILE COEFICIENTILOR	28
2.1.5 ECUATIA DISCRETIZATA BIDIMENSIONALA	30
2.2 REZOLVAREA SISTEMULUI DE ECUATII ALGEBRICE OBTINUTE CA URMARE A DISCRETIZARII ECUATIILOR FUNDAMENTALE	34
2.2.1 METODA DIRECTA TDMA	34
2.2.2 METODA GAUSS-SIEDEL	35
2.2.3 METODA LINIE DUPA LINIE	36
2.2.4 SOLUTIONAREA ECUATIILOR DE MISCARE	37
2.2.5 CORECTIILE DE PRESIUNE SI VITEZE	38
2.2.6 ECUATIA CORECTIILOR DE PRESIUNE	39
2.2.7 METODA <i>SIMPLE</i>	40
2.2.8 METODA <i>SIMPLER</i>	40
2.2.9 CURGEREA PARABOLICA SAU TRATAREA CADERII DE PRESIUNE AXIALA	41
2.2.10 MODEL NOU PENTRU TRATAREA GRADIENTULUI DE PRESIUNE AXIAL	44
2.3 DESCRIEREA MODELULUI NUMERIC PENTRU CERCETAREA INTENSIFICARII SCHIMBULUI DE CALDURA LA CURGEREA PRIN TUBURI CU GENERATORI DE TURBULENTA	46
2.3.1 INTRODUCERE	46
2.3.2 CÂMPUL DE VITEZE	48
2.3.3 CÂMPUL DE TEMPERATURI	49
2.3.4 ALGORITMUL DE SOLUTIONARE AL ECUATIILOR FUNDAMENTALE IN REGIMUL PERIODIC	51

3. ANALIZA NUMERICA A TRANSFERULUI TERMIC LA CURGEREA PRIN TUBURI SI CANALE SIMPLE	54
3.1 TUB SIMPLU	54
3.1.1 DESCRIEREA MATEMATICA A FENOMENULUI	54
3.1.2 DETALII DE PROGRAMARE	56
3.1.3 DOMENIUL STABILIZAT AL CURGERII SI AL TRANSFERULUI TERMIC	57
3.1.4 PARAMETRI HIDRODINAMICI	57
3.1.5 PARAMETRI TERMICI PENTRU CONDITIA LIMITA TERMICA Hl	60
3.1.6 PARAMETRI TERMICI PENTRU CONDITIA LIMITA TERMICA T	61
3.2. TUB INELAR	63
3.2.1. DESCRIEREA MATEMATICA A FENOMENULUI	63
3.2.2. DETALII DE PROGRAMARE	63
3.2.3. PARAMETRI HIDRODINAMICI	64
3.2.4. PARAMETRI TERMICI PENTRU CONDITIA LIMITA TERMICA Hl	70
3.2.5. PARAMETRI TERMICI PENTRU CONDITIA LIMITA TERMICA T	70
3.3. CANAL DREPTUNGHULAR	72
3.3.1. DESCRIEREA MATEMATICA A FENOMENULUI	72
3.3.2. DETALII DE PROGRAMARE	74
3.3.3. PARAMETRI HIDRODINAMICI	75
3.3.4. PARAMETRI TERMICI PENTRU CONDITIA LIMITA TERMICA Hl	78
3.3.5. PARAMETRI TERMICI PENTRU CONDITIA LIMITA TERMICA T	78
3.4 CONCLUZII	80
4. CERCETAREA EXPERIMENTALA	82
4.1 INTRODUCERE	82
4.2 DESCRIEREA INSTALATIEI EXPERIMENTALE	82
4.3 SCHEMA INSTALATIEI	83
4.4 APARATE DE MASURA SI CONTROL	84
4.5 SCHIMBATORUL DE CALDURA	84
4.6 PRELUCRAREA DETELOR EXPERIMENTALE	85
5. CURGEREA FORTATA IN REGIM LAMINAR SI TRANSFERUL TERMIC PRIN TUBURI CU GENERATORI DE TURBULENTA	92
5.1 DESCRIEREA MATEMATICA A FENOMENULUI	92
5.2 METODA DE SOLUTIONARE CU DETALII DE PROGRAMARE	94
5.3 DETALII DE PROGRAMARE	96
5.4 PERFORMANTELE HIDRODINAMICE	97
5.5 PERFORMANTELE TERMICE	97
5.6 CONCLUZII	115
6. CURGEREA FORTATA SI TRANSFERUL TERMIC PRIN SPATII INELARE CU GENERATORI DE TURBULENTA PE SUPRAFATA EXTERIOARA A TUBULUI INTERIOR	116
6.1 DESCRIEREA MATEMATICA A FENOMENULUI	117
6.2 METODA DE SOLUTIONARE CU DETALII DE PROGRAMARE	118
6.3 PERFORMANTELE HIDRODINAMICE	120
6.4 PERFORMANTELE TERMICE	121
6.5 CONCLUZII	154

7. CONCLUZII GENERALE SI CONTRIBUTII PERSONALE **156**

7.1 CONCLUZII FINALE PRIVIND FOLOSIREA GENERATORILOR DE TURBULENTA CA UN MOD INTENSIFICARE A SCHIMBULUI DE CALDURA IN CAZUL CURGERII LAMINARE	156
6.2 CONTRIBUTII PERSONALE	158

BIBLIOGRAFIE **162**

**ANEXA 1: PROGRAMUL DE CALCUL PENTRU CURGEREA FORTATA SI TRANSFERUL
TERMIC PRIN SPATII INELARE CU GENERATOARE DE TURBULENTA PE SUPRAFATA
EXTERIOARA A TUBULUI INTERIOR**

1. Introducere

Curgerea laminara prin tuburi si transferul de caldura au loc in numeroase aplicatii industriale cum ar fi: incalzirea respectiv racirea lichidelor viscoase in industria alimentara, incalzirea respectiv racirea uleiurilor, racirea echipamentelor spatiale, incalzirea fluidului care circula prin colectoarele solare, transferul de caldura in schimbatoarele de caldura compacte, racirea respectiv incalzirea sangelui in decursul intereventiei chirurgicale. De asemenea, schimbatoarele de caldura care in mod obisnuit lucreaza in regim turbulent, in perioada initiala respectiv finala pot lucra intr - o curgere laminara. De asemenea, curgerea poate sa aiba un regim laminar si din cauza dimensiunilor mici, debitului scazut sau viscozitatii foarte mare a fluidului. Avand in vedere ca performantele termice, in cazul curgerii printr - un tub neted, sunt inferioare, se impune o imbunatatire a performantelor suprafetelor de transfer termic folosite la schimbatoarele de caldura care functioneaza in acest regim de curgere.

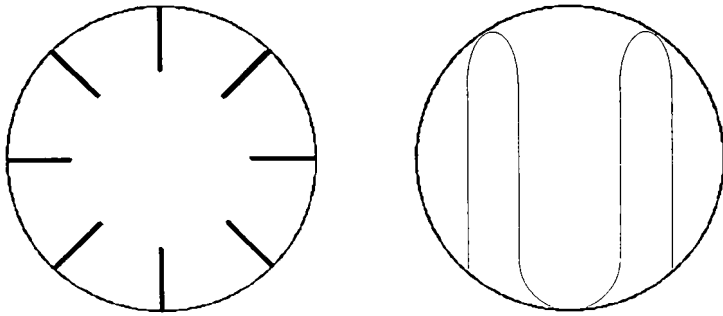
Modelele pasive care se folosesc pentru intensificarea schimbului de caldura pot fi sub forma de nervuri interioare respectiv sub forma de generatori de turbulenta. In primul caz cele mai folosite sunt nervurile simple longitudinale (continue sau intrerupte in directia curgerii), si la care intensificarea schimbului de caldura se obtine, in mod predominant prin majorarea suprafetei de transfer termic (figura 1.1.1) [1,2,3,4,5,6,7,8,15].

Generatorul de turbulenta (figura 1.1.2) actioneaza in primul rand asupra stratului limita termic, intrerupand dezvoltarea acestuia. Prin urmare apare o majorare a coeficientului de convectie. Dintre generatori de turbulenta deosebim cele inelare, spirale sau in forma benzilor rasucite. In cazul celor de forma inelara sau spirala, intreruperea dezvoltarii stratului limita se datoreaza obstacolelor perpendiculare in directia curgerii, si anume in urma fiecarui obstacol procesul de formare a stratului limita incepe de la capat [9,10,11,12,13,14,16].

In cazul generatorilor de turbulenta in forma benzilor rasucite, influenta stratului limita termic este diminuat datorita convectiei centrifugale care apare ca urmare a rasucirii in directia curgerii.

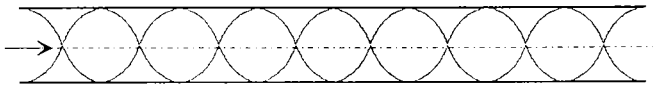
In urma aplicarii unuia dintre modelele prezentate anterior, se doreste sa se obtina un schimbator de caldura cu dimensiuni mici, prin care sa se transmita un flux de caldura maxim cu rezistente hidrodinamice minime. Avand in vedere ca acest schimbator de caldura este unul ideal spre care tindem, si in functie de telul dorit putem obtine o reducere a pretului sau a costurilor de exploatare.

Tot odata pentru o comparare calitativa a diferitelor suprafete de transfer termic s - au dezvoltat o serie de criterii, in urma carora putem aprecia care dintre modele sunt mai avantajoase, mentinand una dintre cele trei marimi constanta, si anume dimensiunile, fluxul termic si pierderile hidrodinamice. Insa, fiecare aplicatie reprezinta un caz aparte care graviteaza mai mult sau mai putin in jurul criteriilor sus mentionate.

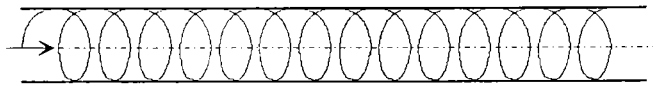


a) Nervura interioara longitudinala b) Nervura interioara de tip Behr

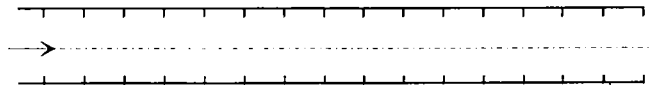
Figura 1.1.1 Nervurile interioare



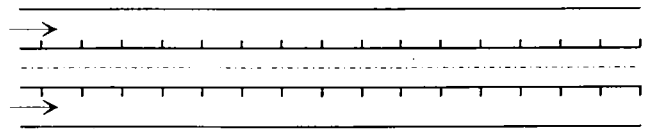
a) banda rasucita



b) generatoare de turbulenta in forma spirala



c) generatoare de turbulenta in forma inelara



d) generatoare de turbulenta in forma inelara dispuse in spatiu inelar

Figura 1.1.2 Generatori de turbulenta

În privința cercetării fenomenului de curgere și transfer termic prin tuburi cu generatori de turbulență, în afara de metodele experimentale în ultimii ani, odată cu dezvoltarea rapidă a mijloacelor de calcul, modelele numerice devin din ce în ce mai performante, atât din punct de vedere al certitudinii rezultatelor obținute cât și din punct de vedere al vitezei de calcul.

În lucrarea de față accentul s-a pus pe tratarea numerică a proceselor de curgere în prezența generatorilor de turbulență în regim laminar. Totodată s-au efectuat și cercetările experimentale pentru a confirma rezultatele numerice obținute în urma programului.

Lucrarea este compusă din șase capitole, astfel încât primul capitol prezintă o introducere în tema, cu descrierea fizică și matematică a fenomenului, prezentarea criteriilor de similitudine care intervin în fenomenul convecției forțate. Totodată se prezintă și un rezumat al stadiului actual în domeniul intensificării schimbului de căldură în prezența generatorilor de turbulență la curgerea laminară prin tuburi.

În capitolul 2 se descrie, atât modelul de soluționare a ecuațiilor fundamentale ale curgerii și transferului de căldură, cât și metoda prin care se tratează transmiterea căldurii la curgerea prin tuburi în prezența generatorilor de turbulență. Discretizarea ecuațiilor fundamentale se realizează cu metoda diferențelor finite.

În capitolul 3 sunt prezentate programele de calcul pe baza modelului cu diferențe finite descris în capitolul 2, pentru tuburi simple și inelare precum și pentru canale simple.

În capitolul 4 s-au prezentat rezultatele obținute pe standul experimental al laboratorului de termotehnică și mașini termice, care confirmă rezultatele obținute pe cale numerică. Cercetările s-au efectuat pentru curgerea laminară prin tub în prezența generatorilor de turbulență în forma spirală.

Capitolul 5 tratează posibilitățile pentru intensificarea schimbului de căldură la curgerea laminară prin tuburi cu dispunerea generatorilor de turbulență prin interior. Analiza fenomenului se realizează pe baza programelor realizate cu metoda diferențelor finite prezentată în capitolul 2. De asemenea se prezintă o analiză a influenței formei geneartoarelor de turbulență asupra performanțelor termice și fluidodinamice.

În capitolul 6 se prezintă programul de calcul bazat pe modelul diferențelor finite pentru curgerea laminară prin tuburi inelare cu generatori de turbulență pe suprafața exterioară a tubului interior.

Capitolul 7 reprezintă o sinteză a rezultatelor obținute și concluziile deduse în urma cercetărilor efectuate, atât pe baza programelor întocmite cât și pe baza cercetării experimentale, precum și contribuțiile personale la teza de doctorat.

1.1 Formularea matematica a fenomenului

Aspectul matematic al fenomenului de transfer termic la curgerea prin tuburi se descrie printr-un sistem de ecuatii diferentiale. Din punct de vedere fizic fiecare dintre aceste ecuatii este bazata pe principiul conservarii. Presupunem un flux J unei marimi extensive care trece printr-un volum elementar $dx dy dz$ prezentat in figura 1.1.1.

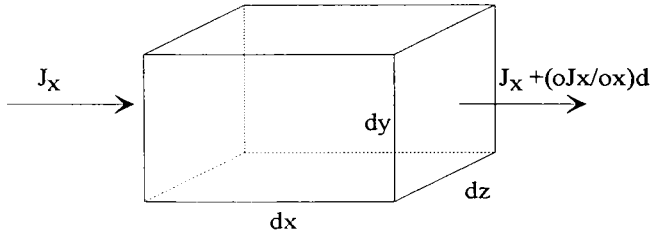


Figura 1.1.1 Volumul elementar

Bunaoara, fluxul J_x intra in acest volum elementar prin suprafata $dy dz$, iar cel care paraseste volumul respectiv este $J_x + (\partial J_x / \partial x) dx$. De aceea fluxul acumulat pentru suprafata $dy dz$ este $(\partial J_x / \partial x) dx dy dz$. Avand in vedere ca $dx dy dz$ este totodata si volumul spatiului considerat rezulta [17]:

$$\frac{\partial J}{\partial x} = \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = \text{div} J \quad (1.1.1)$$

Aceasta balanta asupra volumului sta la baza metodei numerice de discretizare a ecuatiilor diferentiale care va fi descrisa in capitolele ulterioare. Un alt termen al ecuatiilor fundamentale, care necesita atentie, este cel legat de modificarea variabilei specifice ϕ in timp, si anume $\partial(\rho\phi) / \partial \tau$. Acest termen reprezinta o rata de schimbare a proprietatii specifice $\rho\phi$ in timp.

Ecuatiile diferentiale reprezinta o compilare a acestor termeni, fiecare dintre acestia influentand un volum unitar, iar suma lor verifica principiul de conservare.

1.1.1 Ecuatia de continuitate

exprima principiul de conservare a masei prin relatia:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (1.1.2)$$

1.1.2 Ecuatia de miscare a fluidelor viscoase

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho \cdot u_j) + \text{div}(\rho \cdot u \cdot u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad} u_j) \quad (1.1.3)$$

Aceasta ecuatie diferentiaa a conservarii impulsului, reprezinta o balanta dintre fortele exterioare care actioneaza asupra volumului elementar pe de o parte, si fortele de frecare rezultate in urma viscozitatii fluidului in miscare, pe de alta parte. Avand in vedere scopul acestei lucrari, si anume curgerea fortata in regimul laminar pentru fluide incompresibile, nu s-au luat in considerare forta ascensionala a lui *Arhimede* si termenul de frecare.

1.1.3 Ecuatia conductiei termice pentru fluide in miscare

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho T) + \text{div}(\rho \cdot u_j \cdot T) = \text{div}\left(\frac{\lambda}{c_p} \text{grad} T\right) \quad (1.1.4)$$

Aceasta ecuatie verifica principiul de conservare a energiei termice. Totodata ecuatia de conservare a energiei termice reprezinta o balanta dintre doua moduri de transport a energiei termice, si anume: transferul convectiv de energie termica si cel prin conductie. Pentru viteze moderate de curgere ($Ma < 0,7$) s-au neglijat variatiile de presiune si lucrul mecanic de frecare.

1.1.4 Forma generala a ecuatiilor fundamentale

Ecuatiile amintite anterior (1.1.1 - 1.1.4) se pot exprima printr - o ecuatie de o forma generala. In cazul in care variabila dependenta este notata cu ϕ aceasta se poate scrie:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho \cdot \phi) + \text{div}(\rho \cdot u_j \cdot \phi) = \text{div}(\Gamma \cdot \text{grad} \cdot \phi) + S \quad (1.1.5)$$

O astfel de ecuatie contine patru termeni si aume: termenul stationar, termenul de convectie, cel de conductie si termenul sursa. Cu Γ este notat coeficientul de transport, care in cazul ecuatiei de miscare corespunde coeficientului de viscozitate dinamica μ iar in cazul ecuatiei conductiei termice cu raportul λ/c_p .

1.2. Criteriile de similitudine

Pentru cercetarea transmitării caldurii la curgerea prin tuburi, se folosesc criterii adimensionale care iau în considerare proprietățile fizice ale fluidului, vitezele de curgere, diferențele de temperaturi, geometria tubului. Totodată prin aplicarea acestor criterii numărul marilor asupra care trebuie acționat pentru a estima un astfel de proces cum ar fi convecția forțată prin tuburi, scade simțitor.

Criteriul Reynolds [18] este definit ca:

$$Re = \frac{w \cdot D_h}{\nu} \quad (1.2.1)$$

Prin înmulțirea numitorului și a numărătorului cu w se obține următoarea relație:

$$Re = \frac{w^2 \cdot \rho}{\eta \cdot \frac{w}{L}} \quad (1.2.2)$$

Prin urmare criteriul *Reynolds* se poate defini din punct de vedere fizic ca raportul dintre două forțe, și anume: cea de inerție a mișcării și cea de frecare dintr-un fluid viscos. Dacă M este debitul masic al fluidului iar S secțiunea de curgere, atunci:

$$m = \frac{M}{S} = \rho \cdot w \quad (1.2.3)$$

și astfel criteriul *Reynolds* se poate defini cu relația:

$$Re = \frac{m \cdot L}{\eta}$$

Criteriul Nusselt caracterizează grosimea stratului limita termic, deoarece el se poate scrie și ca raportul dintre lungimea caracteristică l și grosimea stratului limita λ/α de la perete. Acest criteriu este definit prin relația:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = \frac{l}{\lambda/\alpha} \quad (1.2.4)$$

Acest criteriu mai poate fi interpretat și ca raportul dintre densitatea fluxului de căldură transmis prin convecție și cel transmis prin conductivitate într-un strat de fluid de grosime l , adică:

$$Nu = \frac{\alpha}{\lambda/l} \quad (1.2.5)$$

De asemenea criteriul Nu se mai poate defini ca raportul inclinațiilor dintre cele două curbe de temperatură, și anume: între câmpul real de temperatură de la perete $-(\partial t/\partial x)_p$ și cel rectiliniu din stratul conductiv de căldură cu λ constant și cu grosimea l , și anume:

$$Nu = \frac{-(\partial t/\partial x)_p}{(t_p - t_o)/l} \quad (1.2.6)$$

unde t_p este temperatura la perete și t_o temperatura fluidului departe de perete.

Criteriul Stanton [19] este definit cu relatia:

$$St = \frac{Nu}{Re \cdot Pr} = \frac{\alpha}{w \cdot \rho \cdot c} \quad (1.2.7)$$

Pentru a explica esenta fizica a criteriului Stanton, urmarim transferul termic la curgerea fluidului printr-un tub cu diametrul D si de lungime L . Temperatura peretelui este t_p , iar temperatura medie a fluidului t_{med} . Caldura cedata fluidului este:

$$q_1 = \alpha \cdot \pi \cdot D \cdot L \cdot (t_p - t_{med}) \quad (1.2.8)$$

prin urmare fluidul se incalzeste de a lungul tubului de la temperatura t_1 la temperatura t_2 , astfel incat se poate scrie:

$$q_2 = w \cdot \rho \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot c \cdot (t_2 - t_1) \quad (1.2.9)$$

In regimul stationar q_1 este egal cu q_2 , si prin urmare se poate scrie:

$$St = \frac{\alpha}{w \cdot \rho \cdot c} = \frac{D}{4 \cdot L} \cdot \frac{t_2 - t_1}{t_p - t_{med}} \quad (1.2.10)$$

prin urmare, criteriul Stanton reprezinta raportul dintre diferenta de temperatura obtinuta de a lungul tubului ($t_2 - t_1$), fata de diferenta de temperatura efectiva ($t_p - t_{med}$) care reprezinta motorul schimbului de caldura dintre perete si fluid.

Criteriul Peclet se defineste cu relatia:

$$Pe = \frac{w \cdot l}{a} = \frac{w \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda / l} \quad (1.2.11)$$

unde $w \cdot \rho \cdot c_p$ reprezinta densitatea fluxului de caldura transportata cu masa unitara de fluid, iar λ / l fluxul de caldura transmis prin conductivitate. Pentru ambele fluxuri de caldura se va lua in considerare aceeasi cadere de temperatura.

Criteriul Prandtl este definit cu relatia

$$Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \quad (1.2.12)$$

Acest criteriu reprezinta un grup adimensional al proprietatilor fizice ale fluidului. Totodata el compara doua marimi moleculare de transport, si anume: cea de impulsuri cu frecare, reprezentata prin vascozitatea cinematica ν , si cea de caldura, reprezentata prin difuzibilitatea termica a . Cauza transportului de impulsuri consta in caderea de viteza, iar cel de caldura din cauza variatiei de temperatura. Criteriul *Prandtl* caracterizeaza, raportul dintre campul de temperaturi si cel de viteze.

De asemenea criteriul *Prandtl* compara cele doua grosimi ale stratului limita hidrodinamic, respectiv stratului limita termic. Bunaoara, pentru aer valoarea criteriului *Prandtl* ($Pr = 0,707$) grosimile celor doua straturi sunt aproximativ identice, iar pentru apa ($Pr = 3 - 7$) stratul limita termic este de doua ori mai subtire. Prin urmare criteriul *Prandtl* se poate exprimi si prin raportul

grosimii celor doua straturi limita:

$$Pr^{1/2} \approx \frac{\delta_h}{\delta_l} \quad (1.2.13)$$

Pentru gazele care se apropie in comportarea lor de gazul perfect, criteriul *Prandtl* are urmatoarele valori: 0,67 pentru gazele monoatomice; 0,73 pentru gazele biatomice; 0,80 pentru cele triatomice. Daca gazul se abate mai mult in comportare de la gazul perfect, valorile criteriului *Prandtl* vor fi determinabile numai pe cale experimentală, prin masurarea directă a lui v și α .

Cocficientul de rezistenta hidrodinamica reprezinta raportul dintre caderea de presiune in directia curgerii și presiunea dinamica, și anume:

$$f = \frac{(-dp/dx)D_h}{\frac{1}{2}\rho u^2} \quad (1.2.14)$$

Criteriul Colbourn j este definit prin relatia:

$$j = \frac{St}{Pr^{2/3}} \quad (1.2.15)$$

Ecuatia criteriala a convecției forțate cu viteze moderate, in mod general se poate exprima prin relatia:

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (1.2.16)$$

și care se poate interpreta astfel: caldura transmisa (Nu) depinde de formarea campului de viteze (Re) și de relatia dintre acesta și campul de temperaturi (Pr).

1.3 Descrierea fizica a procesului

Spre deosebire de convecția liberă, unde mișcarea fluidului se produce prin diferența de densitate, ca urmare a diferenței de temperatură, curgerea forțată apare ca urmare a diferenței de presiune. Datorită viscozității apare un strat de fluid aderent la perete care se numește strat limită hidraulică și în care apar gradienti de viteze în direcția perpendiculară a curgerii.

Lungimea parcursă de fluid de la secțiunea de intrare până la secțiunea pe care profilul vitezelor este stabilizat, se numește lungimea de stabilizare hidraulică. În figura 1.3.1 se prezintă dezvoltarea profilului de viteze de-a lungul tubului.

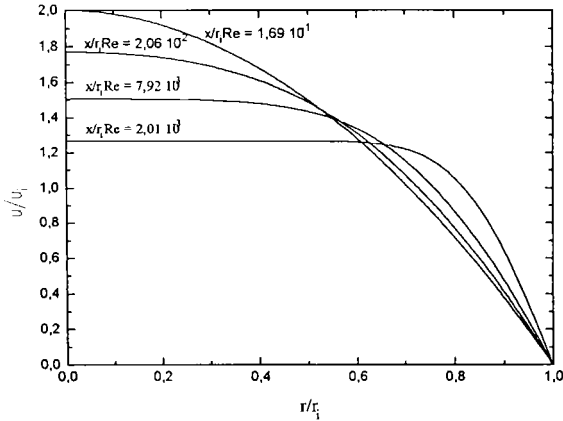


Figura 1.3.1 Dezvoltarea profilului de viteze la curgerea laminară prin tuburi în cazul proprietăților fizice constante ale fluidului

În cazul în care proprietățile fizice variază simțitor cu temperatura, în special viscozitatea, variația vitezelor pe secțiune se prezintă în figura 1.3.2, pentru încălzirea respectiv răcirea fluidului.

Valoarea criteriului fRe în regimul stabilizat (fig. 1.3.3) se poate defini ca cea obținută în momentul în care viteza axială obține 99 % din valoarea dezvoltată, sau în momentul în care produsul fRe este de 1.05 ori mai mare decât valoarea stabilizată $fRe_{st.}$. Pe de altă parte lungimea de stabilizare hidraulică în regimul laminar depinde de diametrul țevii și criteriul Re , și prin urmare se poate scrie:

$$l_{sh} = C \cdot Re \cdot D_h \quad (1.3.1)$$

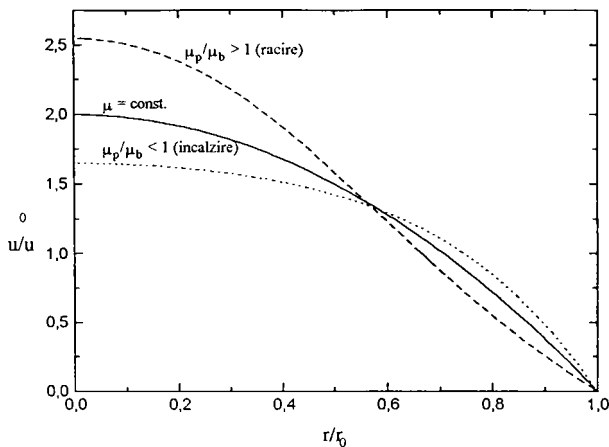


Figura 1.3.2 Profilul de viteze la curgerea laminara prin tuburi in cazul viscozitatii variabile ale fluidului

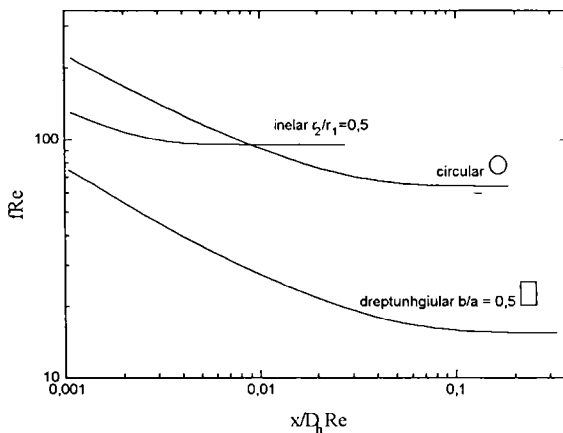


Figura 1.3.3 Variatia criteriului fRe pentru unele cazuri de curgere

Similar cu stratul limita hidraulic apare si un strat limita termic in care temperatura variaza de la temperatura peretelui pana la temperatura neinfluentata de prezenta peretelui. Totodata modul principal de transfer termic prin stratul limita termic este conductia. Din relatia transmitarii caldurii [61]:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial r} \right)_{r=r_0} \quad (1.3.2)$$

rezulta ca cei doi factori de temperatura, si anume gradientul $(\partial\theta/\partial r)_{r=r_0}$ si caderea de temperatura θ au o comportare diferita de-a lungul tubului, pentru $x < l_{st}$. In portiunea initiala a tubului variatia temperaturii are loc numai intr - un strat aderent la perete iar miezul curgerii ramane neinfluentat, pastrand temperatura de la intrare. Prin urmare rezulta ca gradientul $(\partial\theta/\partial r)_{r=r_0}$ are o viteza de schimbare mai mare de - a lungul tubului, pentru $x < l_{st}$, decat θ . Pentru $x > l_{st}$ acest raport ramane constant), fie ca au aceleasi viteze de schimbare ($t_p = \text{const.}$) (figura 1.3.4), fie ca raman constante ($q_p = \text{const.}$) (figura 1.3.5).

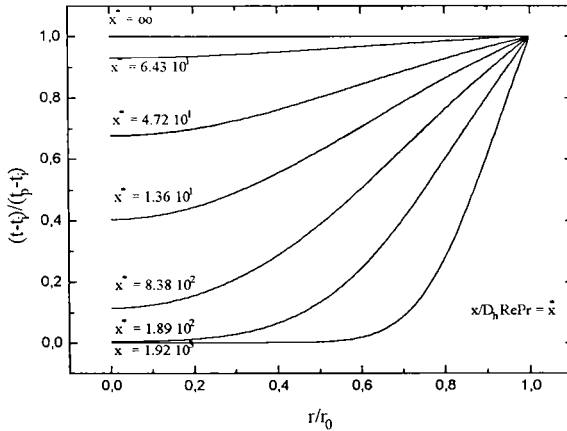


Figura 1.3.4 Variatia profilului de temperaturi de-a lungul procesului de stabilizare in cazul in care temperatura peretelui este constanta

Pe masura ce curgerea inainteaza, acest strat se ingroasa pana ce ocupa intreaga sectiune. Distanța parcursa de la sectiunea de intrare pana la aceasta din urma se numeste lungimea de stabilizare termica l_{st} (figura 1.3.6). Regimul stabilizat termic se poate defini si ca cel in care coeficientul de convecție ramane constant de a lungul curgerii. Similar cu lungimea de stabilizare hidrodinamica, se definește si lungimea de stabilizare termica:

$$l_{st} = C \cdot D_h \cdot Re \cdot Pr \quad (1.3.3)$$

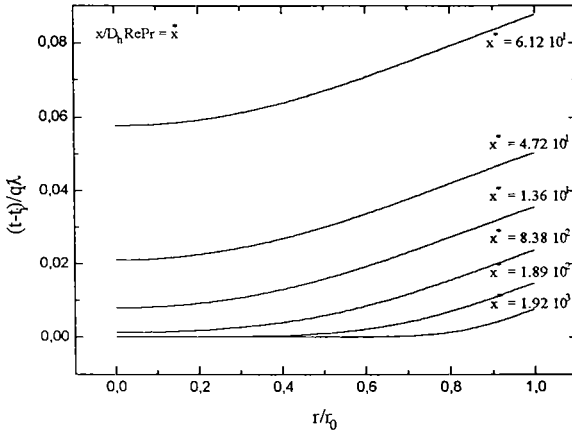


Figura 1.3.5 Variatia profilului de temperaturi de-a lungul procesului de stabilizare in cazul in care fluxul termic transmis prin perete este constant

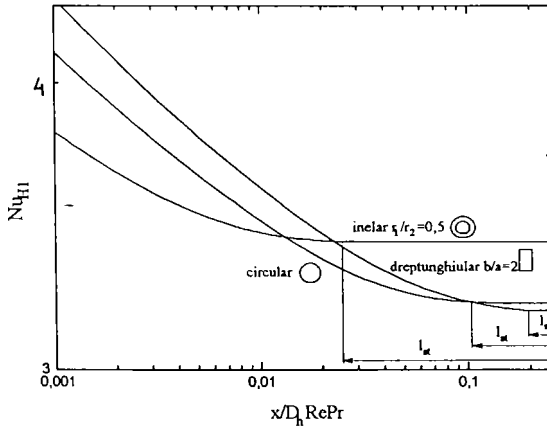


Figura 1.3.6 Variatia criteriului Nu pentru unele cazuri de curgere in cazul in care fluxul termic transmis prin perete este constant

1.4 Metodele pasive pentru intensificarea transferului de caldura la curgerea prin tuburi prin aplicarea generatorilor de turbulenta

1.4.1 Intensificarea trasferului termic cu benzi rascucite

Elementele inserate in tuburi in forma benzilor rascucite sunt modele avantajoase pentru intensificarea schimbului de caldura in cazul convecției forțate prin tuburi. Stadiul actual cuprinde cercetari, atat in regimul turbulent, cat si in regimul laminar. In cazul regimului turbulent imbunatatirea performantelor termice este de 100 %, pentru apa ca fluid de lucru. Aceste mijloace pentru imbunatatirea performantelor termice sunt ieftine si se pot aplica atat pe un sistem nou cat si pe un sistem existent.

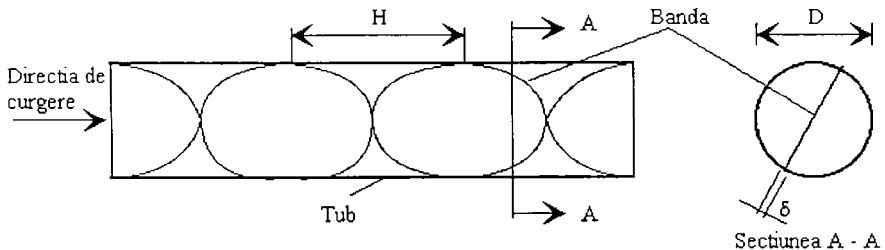


Figura 1.4.1 Tub cu banda rascucita inserata

In lucrarea [20] s-a analizat experimental influenta benzilor rascucite asupra performantelor termice si fluidodinamice in cazul curgerii laminare prin tuburi. S-a urmarit influenta criteriului *Reynolds*, a pasului si a criteriului *Prandtl*, fara si cu luarea in considerare a influentei pasului axial, si anume:

$$Nu = f(Re, y, Pr) \quad (1.4.1)$$

Instalatia experimentală a fost concepută astfel incat fluidul de lucru s-a incalzit cu rezistentele electrice dispuse in peretele tubului, prin urmare conditia limita termica corespunde celei cu flux termic transmis prin perete constant. Banda a fost izolata de tub astfel incat s-a aproximat cazul real unde benzile sunt inserate in tuburi schimbatorului de caldura existent. Incercarile s-au realizat pentru urmatoarele conditii:

- Debitul: 6.5 - 136 kg/h;
- Fluxul de caldura transmis prin perete: 500 - 38500 W/m²;
- Criteriul Prandtl $Pr = 3 - 7$;
- Criteriul Reynolds $Re = 13 - 2460$;
- Raportul de rascucire $y = H/D$: $y = 2,45$; $y = 5,08$;

•Fluidul de lucru: apa, etilen - glicol.

Performantele hidrodinamice s-au obtinut pentru conditii izotermice (figura 1.4.1). Variatia rezultata corespunde celei obtinute analitic [2] pentru tub cu sectiunea in forma sectorului.

S-a observat ca influenta rasucirii asupra coeficientului de rezistenta hidraulica, este mai mare pentru criteriul *Reynolds* mai mare, in cazul in care rezultatele depasesc variatia (fig. 1.4.2), in forma:

$$f = \frac{183.6}{Re_s} \quad (1.4.2)$$

unde:

Re_s - criteriul *Reynolds* pentru pentru curgerea turbionara.

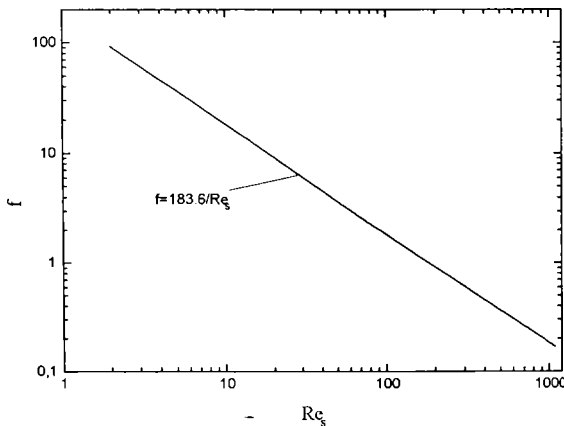


Figura 1.4.2 Coeficientul de rezistenta hidrodinamica pentru tub cu benzi rasucite

In cazul in care diferenta de temperatura dintre perete si fluid, care se incalzeste de - a lungul tubului, este mai mare si viscozitatea este dependenta de temperatura, ecuatiia (1.4.2) trebuie corectata cu:

$$f_{s,iso} = f_s (\mu_b / \mu_p)^{0,35(D_h / D_i)} \quad (1.4.3)$$

in care:

μ_b - coeficientul de viscozitate dinamica pentru temperatura medie a fluidului

μ_p - coeficientul de viscozitate dinamica pentru temperatura peretelui

In privinta performantelor termice obtinute, ele s-au urmarit conform relatiei (1.4.1). Din figura 1.4.3 se observa ca invariantul Nu se majoreaza cu majorarea lui Re_s si a lui Pr , si prin

scaderea raportului de rasucire y . Aceasta observatie se explica prin influenta curgerii secundare induse de forma spirala a tubului. In continuare, cei doi parametri care influenteaza curgerea si transferul termic, Re_s si y s-au inlocuit cu unul singur, si anume Re_s / y . Acest raport corespunde criteriului *Dean* in cazul curgerii prin tuburi spirale, prin care este luat in considerare efectul centrifugal al curgerii. Prin transformarea celor patru seturi de date, s-a obtinut relatia criteriala (fig. 1.4.4) cu abaterea de 16.4 % in forma:

$$Nu_s = 5.172 \cdot [1 + 5.484 \cdot 10^{-3} \cdot Pr^{0.7} \cdot (Re_s / y)^{1.25}]^{0.5} \tag{1.4.4}$$

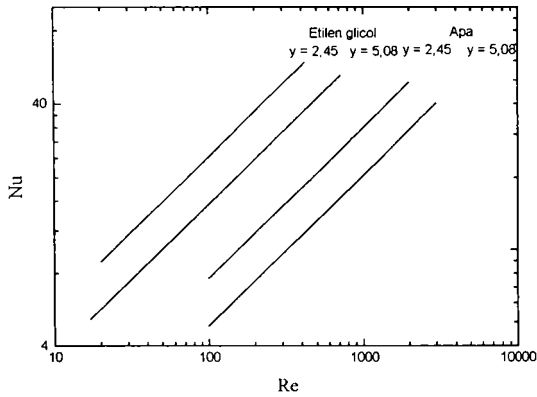


Figura 1.4.3 Variatia criteriului Nu in functie de Re

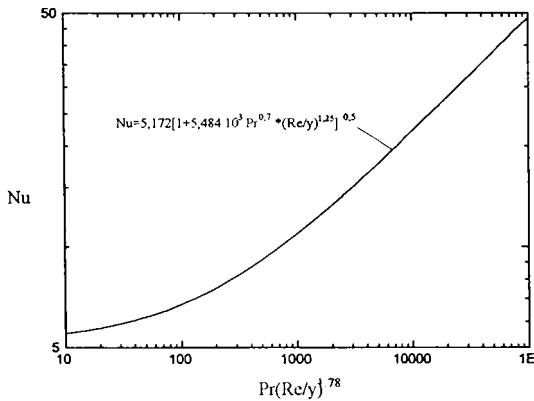


Figura 1.4.4 Variatia finala a performantelor termice

Cresterea maxima a criteriului Nu relativ la tubul neted este de 10 ori, fata de majorarea corespunzatoare a coeficientului de rezistenta hidrodinamica de 4 ori (pentru acelasi Re). Prin compararea rezultatelor obtinute pe baza criteriilor de conditi constante, in functie de obiectivul propus, s-au constatat urmatoarele: in cazul in care scopul este majorarea transferului termic pentru parametri geometrici constanti, cresterea este de 2, 3 ori; in schimb pentru un flux de caldura constant marimea schimbatorului de caldura se poate micșora si cu 40 %.

In lucrarea [21] *Date* analizeaza acelasi fenomen pe cale numerica, considerand regimul de curgere stabilizat, ceea ce este in concordanta cu cercetarile experimentale. Discretizarea sistemului de ecuatii fundamentale s-a facut folosind sistemul de coordonate rotativ, prin urmare s-a simulat rotatia sectorului semicircular in jurul axei, si in directia axiala. Implicit rezulta ca rezultatele obtinute se compara cu cele obtinute pentru tub semicircular. Totodata s-a luat in considerare si influenta conductiei termice prin nervura printr-un parametru al nervurii, si anume

$$C_{fin} = \frac{\lambda_n \delta}{\lambda_f D} \quad (1.4.5)$$

unde λ_n si λ_f sunt conductivitatile termice ale nervurii respectiv fluidului, iar δ este grosimea nervurii si D diametrul interior al tubului. Conditia limita termica in cazul tubului corespunde celei $t_p = \text{const}$. Incercarile numerice s-au efectuat atat in regim laminar cat si in regim turbulent.

In privinta performantelor hidrodinamice s-a constatat ca pentru acelasi Re coeficientul de rezistenta hidrodinamica se majoreaza cu scaderea raportului de rasucire. De asemenea, pentru valori ale lui Re mai mici curbele de variatie tind spre curba de variatie pentru tubul semicircular, observatie confirmata si prin cercetarile experimentale. Pentru regimul turbulent, rezultatele obtinute numeric sunt mai mici, comparativ cu cele experimentale. Motivul acestei diferente consta in alegerea modelului pentru determinarea viscozitatii efective, si prin considerarea viscozitatii turbulente, ca fiind isotropica. In schimb cercetarile experimentale ne arata ca, in cazul curgerii asimetrice cu vortejuri, viscozitatea turbulenta este anisotropica.

In cazul performantelor termice, se constata majorarea invariantului Nu in raport cu majorarea lui Re si cu scaderea raportului de rasucire y , observatie confirmata si de cercetarile experimentale. De asemenea, se confirma si o variatie mai pronuntata a lui Nu in domeniul criteriului Re mai mare.

Totodata se observa si o imbunatatire substantiala a performantelor termice pentru valori mai mari ale criteriului Pr . O asemenea concluzie este dedusa si in urma cercetarii experimentale, dar intr-o masura mai mica. Aceasta abatere se poate explica prin majorarea lungimii de stabilizare termica cu majorarea invariantului Pr , ceea ce este in discordanta cu prezumptia adoptata initial

a regimului stabilizat de curgere. In privinta efectului de nervurare, se arata ca acest efect este mai important pentru valori mai mari ale criteriului Re ($Re > 1000$).

In cazul regimului de curgere turbulent se observa aceeaasi diferenta a rezultatelor numerice comparativ cu cele experimentale, concluzia descrisa anterior fiind valabila si in acest caz.

Cercetarea experimentală a curgerii prin tuburi in prezenta generatorilor de turbulenta in forma benzilor rasucite este prezentata si in lucrarea [22], pentru curgerea apei in regim turbulent. Apa s-a incalzit cu abur care circula prin spatiu inelar si se condenseaza pe suprafata exterioara a tubului interior, asigurandu-se astfel conditia limita termica $t_p = \text{const}$. Incercarile s-au efectuat in urmatoarele conditii de lucru:

Criteriul Prandtl $Pr = 2.5 - 9.0$;

Criteriul Reynolds $Re = 1700 - 20,000$;

Raportul de rasucire $y = H/D: 3.23 < y < 7.69$;

Fluidul de lucru: apa;

Ecuatia criteriala dedusa pe baza rezultatelor obtinute pentru conditiile amintite anterior are forma:

$$Nu = 1.84 \cdot Re^{0.44} \cdot Pr^{0.36} \cdot \left(\frac{D}{H}\right)^{0.33} \quad (1.4.6)$$

1.4.2 Intensificarea transferului termic cu generatori de turbulenta

in forma inelara sau spirala

Folosirea elementelor inserate in tub, in forma spirala (fig. 1.4.5) sau inelara, este un mod atractiv de imbunatatire a performantelor termice la curgerea prin tuburi, din punctul de vedere al pretului scazut de confectionare, introducerea acestora este usoara, iar in cazul curatirii evacuarea din tub este usoara.

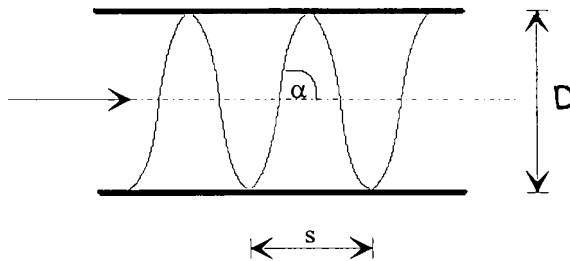


Figura 1.4.5 Tub cu spirala inserata

Cercetarea experimentală a îmbunătățirii performanțelor termice la curgerea uleiului (SAE 10) prin tuburi în prezența generatorilor de turbulență în forma spirale și în regim tranzitoriu, s-a prezentat în lucrarea [23]. Uleiul cedează fluxul de căldură apei care circulă prin spațiul inelar. S-au încercat 16 tipuri de spirale, pentru patru valori diferite ale pasului respectiv diametrului spiralelor.

Încercările au fost efectuate în următoarele condiții de lucru:

Debitul: 1.9 - 22.7 l/min,

Criteriul Prandtl: $Pr \approx 90$;

Criteriul Reynolds: $Re = 600 - 10,000$;

Pasul adimensional al spirelor $p = s/D$: $0.15 < p < 0.45$;

Înălțimea adimensională unei spire $h = d/D$: $0.037 < h < 0.11$;

Temperatura medie a uleiului: 101 - 116 °C.

Performanțele termice și fluidodinamice s-au prezentat în forma variațiilor $j = f(Re)$ respectiv $f = f(Re)$, în schimb nu a fost dedusă ecuația criterială pe baza rezultatelor obținute.

În privința performanțelor hidrodinamice, coeficientul de rezistență hidrodinamică se măjorează cu creșterea criteriului Re pentru toate cazurile cercetate. În schimb această observație este valabilă pentru variația invariantului j numai la valori mai mici ale pasului. Cu măjorarea pasului, exceptând spirala cu cel mai mic diametru, la toate celelalte spirale se observă mai întâi o măjorare a lui j urmată apoi de o scădere. Aceiași observație este valabilă și pentru coeficientul de rezistență hidrodinamică f . Prin urmare rezultă implicit că pentru un diametru al spiralei (înălțimea), există o valoare optimă a pasului pentru care se obține j_{max} .

Pentru evaluarea geometriei cele mai avantajoase a spiralei, s-a folosit dependența raportului coeficientului de convecție pentru tub cu spirala inserată față de tub neted h^* în funcție de puterea necesară vehiculării fluidului E și anume

$$E = \frac{m \cdot \Delta p}{\rho \cdot A} \quad [\text{W/m}^2] \quad (1.4.7)$$

unde A este suprafața de transfer termic iar m debitul masic al fluidului.

Acesta este unul dintre criteriile pentru alegerea tipului cel mai avantajos de spirală. Celelalte criterii cum ar fi costul dispozitivului sau al instalării, nu au fost luate în considerare.

Totodată, din comparațiile făcute, rezultă că aceste dispozitive pentru intensificarea schimbului de căldură sunt mai avantajoase pe măsura ce scade energia E . Totodată, în cazul pasului mai mic, cele mai avantajoase sunt spiralele cu diametrul mai mic, obținându-se astfel o măjorare a coeficientului de convecție de 4 ori pentru aceeași energie E .

Un alt studiu experimental care analizeaza acest fenomen este prezentata in [24]. Incercarile s-au efectuat in regimul pur laminar de curgere folosindu - se ca fluid de lucru ulei pentru motor. Uleiul s-a incalzit cu apa care circula in regim turbulent prin spatiul inelar al schimbatorului experimental, obtinandu-se astfel o temperatura constanta pe peretele tubului.

Performantele hidrodinamice au fost evualate in conditi isoterme si anume la o temperatura de 30 °C. Analizand comportarea hidraulica a curgerii, se constata o tendinta similara observata in cazul curgerii prin tuburi cu benzi rasucite, si anume variatia coeficientului de rezistenta hidraulica, la valori mai mici ale invariantului Re (pana la $Re = 180$), se suprapune cu variatia tubului fara spirale. Pe masura ce creste Re , abaterea de la tubul neted este din ce in ce mai mare. Aceasta se explica prin puterea vartejurilor care apar in urma curgerii peste aceste obstacole.

Momentul initial al acestei abateri este definit de unii autori ca fiind punctul trecerii spre regimul turbulent, iar valoarea lui Re ca valoarea critica care in acest caz este de $Re_{cr} = 200$.

In privinta performantelor termice, pe baza rezultatelor obtinute s-a dedus urmatoarea ecuatie criteriala:

$$Nu = 1.65 \cdot \tan \alpha \cdot (Re_{D_c})^{[0.25 \cdot (\tan \alpha)^{-0.38}]} \cdot (Pr)^{0.35} \cdot \phi \quad (1.4.8)$$

unde:

ϕ - coeficientul pentru corectia viscozitatii $(\mu_b / \mu_p)^{0.14}$

α - unghiul spiralei

Ecuatia 1.4.8 este valabila pentru urmatoarele conditii de lucru:

Criteriul Prandtl: $Pr = 300 - 675$,

Criteriul Reynolds: $Re = 30 - 700$;

Pasul adimensional al spirelor: $p = s/D: 0.39 < p < 2.6$;

Inaltimea adimensională unei spire: $0.079 < h = \frac{d}{D} < 0.135$;

Unghiul elicei: $\alpha = 32 - 61$ °;

unde d este diamterul sarmei iar D este diamterul tubului.

Evaluarea performantelor dispozitivelor pentru intensificarea schimbului de caldura s-a facut conform criteriului de majorare a coeficientului de convecție fata de tubulu neted pentru doua obiective constante, si anume geometria schimbatorului de caldura si puterea necesara vehiculării fluidului prin schimbator de caldura. Pe masura ce scade pasul si raportul coeficientilor de convecție se majoreaza, obtinandu-se astfel o majorare de aproximativ 5 ori pentru pasul cel mai mic.

De asemenea s-a facut compararea dispozitivelor si pe baza criteriului de miscorare a suprafetei de transfer termic, in timp ce doua marimi s-au mentinut constante, si anume fluxul de caldura si puterea pentru vehicularea fluidului. S-a constatat ca in cazul folosirii spiralei cu pasul cel mai mic reducerea suprafetei de transfer termic este de 70 - 80 %. Pentru ambele cazuri imbunatatirea este mai evidenta pe masura scaderii invariantul Re .

In lucrarea [22] se analizeaza acelasi fenomen, unica deosebire fiind regimul turbulent de curgere. Incercarile s-au efectuat pentru apa ca fluid de lucru, care s-a incalzit cu abur, realizandu-se astfel conditia limita termica $t_p = \text{const}$. Pe baza rezultatelor obtinute s-a dedus urmatoarea relatie criteriala:

$$Nu = 1.04 \cdot Re^{0.52} \cdot Pr^{0.54} \cdot \left(\frac{d}{s}\right)^{0.29} \cdot \left(\frac{\phi}{d}\right)^{0.35} \quad (1.4.9)$$

valabila pentru urmatoarele conditii de lucru:

Criteriul Prandtl: $Pr = 2.5 - 9.0$;

Criteriul Reynolds: $Re = 1,700 - 20,000$;

Pasul adimensional al spirelor: $0.68 < p = \frac{s}{D} < 2.86$;

Inaltimea adimensională unei spire : $0.1 < h = \frac{d}{D} < 0.22$;

Fluidul de lucru: apa.

Curgerea laminara printr-un tub inelar cu generatori de turbulenta inelare pe suprafata exterioara a tubului interior a fost subiectul analizei din lucrarea [16]. Incercarile s-au efectuat pe cale experimentală pentru aer ca fluid de lucru, care s-a incalzit cu rezistente electrice dispuse in peretele tubului exterior (fig. 1.4.6).

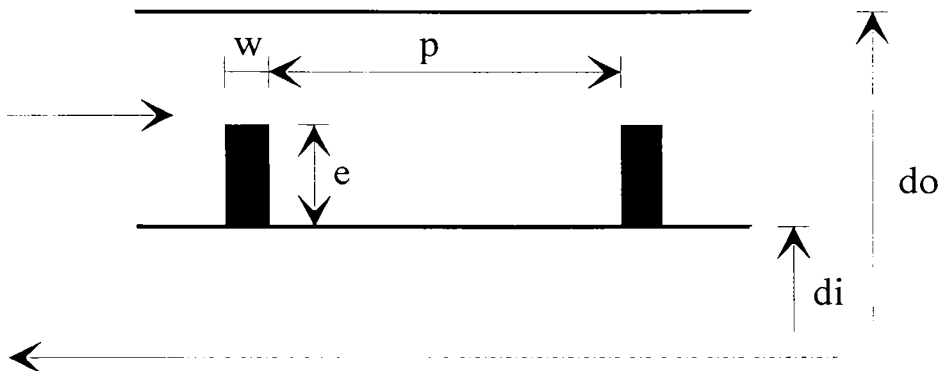


Figura 1.4.6 Secțiunea caracteristică a tubului inelar

Atentia deosebita s-a acordat portiunii de intrare, pentru care s-au obtinut performantele termice si hidrodinamice, in forma varietei criteriului Nu si f in functie de pasul axial adimensional. Conditia limita termica pe suprafata tubului interior corespunde fluxului constant, iar suprafata tubului exterior este izolata. Conditiiile de lucru pentru care s-au facut incercarile sunt urmatoarele:

Criteriul Prandtl: $Pr = 0.707$;

Criteriul Reynolds: $Re = 100 - 3,000$;

Fluxul de caldura introdus: $Q = 68.54 \text{ W}$;

Raportul p^* : $4 < p^* = \frac{p}{e} < 12$;

Raportul w^* : $0.14 < w^* = \frac{w}{e} < 0.83$;

Raportul diametrelor: $0.38 < d^* = \frac{d_i}{d_o} < 0.51$;

Fluidul de lucru: aer.

Pe baza rezultatelor obtinute s-au dedus urmatoarele ecuatii criteriale pentru performantele termice respectiv hidrodinamice:

$$fRe = C \cdot \left(\frac{x}{D_h Re} \right)^m \quad (1.4.10)$$

$$Nu_x = C_1 \cdot (Gz)^n \quad (1.4.11)$$

iar valorile constantelor C , C_1 , m si n sunt trecute in tabelul I.1.

Tabelul I.1 Constantele si abaterile rezultatelor experimentale de la ecuatiile criteriale

1.4.10 si 1.4.11, σ_1 si σ_2 .

Spatiu inelar	C	C_1	m	n	σ_1	σ_2
Tub neted	6.92	2.99	-0.39	0.25	0.378	0.549
$p^*=4$	12.34	1.66	-0.60	0.28	0.677	0.074
$p^*=6$	21.11	1.55	-0.49	0.38	1.080	0.501
$p^*=9$	9.24	2.13	-0.48	0.32	0.108	0.280
$p^*=12$	9.18	3.65	-0.46	0.30	0.505	0.414

Analizand performantele hidrodinamice, prezentate in forma varietei $fRe = f(x/D_h Re)$ se observa ca rezistentele hidrodinamice cresc odata cu cresterea pasului pana la valoarea $p^* = 6$, apoi inregistrandu-se o scadere substantiala. Aceasta se explica prin formarea vorturilor si prin prezenta punctelor de separare si revenire a curgerii de pe si pe suprafata tubului. In cazul in care pasul obstacolelor este mai mare curgerea, dupa procesul de separare revine intr-un anumit punct pe

suprafata tubului si procesul de dezvoltare a stratului limita hidrodinamic reincepe, ceea ce reduce tensiunea tangentiala medie.

De asemenea, din distributia caderii de presiune locale intre nervura 3 si 4, se observa ca la o valoare a criteriului Reynolds de $Re = 1000$, acest gradient de presiune are o valoare constanta, ceea ce nu este comun pentru $Re = 2000$ si $Re = 3000$. Rezulta ca regimul stabilizat periodic se obtine, in acest caz, dupa 3 sau 4 nervuri, observatie confirmata si de alti autori.

In privinta performantelor termice prezentate in forma varietei criteriului Nusselt local Nu_x in functie de invariantul $Gz = D \cdot Re \cdot Pr / L$, se observa, la fel ca si in cazul performantelor hidrodinamice, scadere asimptotica a lui Nu_x , tinzand spre o valoare constanta care corespunde regimului stabilizat. Totodata se observa ca numai pentru valoarea raportului $p/e = 12$ se obtine o majorare a criteriului Nu_x fata de spatiul inelar neted.

1.4.3 Concluzii

Din prezentarea stadiului actual in ceea ce priveste intensificarea schimbului de caldura la curgerea prin tuburi cu generatori de turbulenta, rezulta ca acest mod este avantajos pentru imbunatatirea performantelor termice ale unui tub neted din punct de vedere al costului si al intretinerii in cazul curatirii. De asemenea pentru ambele tipuri de elemente inserate este comuna imbunatatirea performantelor pe masura ce creste viscozitatea fluidului si pe masura ce scade puterea necesara vehiculării fluidului. Totodata se constata o influenta simitoare in ceea ce priveste geometria dispozitivelor inserate, si anume pasul, inaltimea sau raportul de rascuire in cazul benzilor elicoidale. In privinta regimurilor de curgere regimul laminar de curgere este mai avantajos decat cel turbulent.

Intensificarea schimbului de caldura la curgerea prin tuburi in prezenta acestor dispozitive este influentata de urmatoarele conditii [25]:

1. Intreruperea dezvoltării stratului limita;
2. Majorarea transferului de caldura in cazul in care contactul dintre elementul inserat si tub este bun. Aceasta depinde atat de materialul nervurii respectiv al tubului, cat si de conditiile de curgere;
3. Generarea curgerii secundare in forma vorturilor;

Pentru conditii de lucru de incalzire a fluidului, vorturile formate in urma folosirii benzilor rascuite influenteaza favorabil schimbul de caldura. Motivul consta in faptul ca efectul convectiei centrifugale "impinge" portiunile de fluid cu temperatura mai mica respectiv densitatea mai mare spre peretele tubului. Aceasta situatie favorizeaza schimbul de caldura si majoreaza coeficientul de convectie.

In cazul racirii fluidului, in urma efectului centrifugal portiunile de fluid cu temperatura scazuta sunt deplasate spre peretele rece al tubului, ceea ce diminueaza coeficientul de convectie. De aceea se evita folosirea generatorilor de turbulenta, care creeaza vartejuri, pentru racirea fluidelor.

In privinta rezistentelor hidrodinamice se observa de asemenea o majorare fata de conditiile de curgere pentru tubul neted. Totodata se constata ca rezistentele sunt mai mari pentru inaltimei mai mari sau pasi mai mici ai spiralelor, iar in cazul benzilor rasucite pentru raporturile de rasucire mai mici.

Evaluarea performantelor dispozitivelor pentru intensificarea schimbului de caldura se realizeaza in functie de obiectivul propus. In general., acest scop este majorarea fluxului de caldura petru un schimbator de caldura existent si o energie pentru vehicularea fluidului constanta, respectiv micsoarea dimensiunilor schimbatorului de caldura pentru un flux de caldura dat. In cazul spiralelor pentru curgerea uleiului majorarea fluxului de caldura este si de 5 ori fata de benzile rasucite unde aceasta majorare este de 2 ori fata de tuburile netede. In privinta micsorarii dimensiunilor se obtine un procent de micsorare de 50 - 80 %, pentru ambele tipuri de generatori de turbulenta.

2. Modelarea numerica a transferului termic si a proceselor de curgere laminara prin tuburi

2.1. Discretizarea ecuatiilor diferentiale

Procedeeul de solutionare numerica a ecuatiilor diferentiale [26,27,67] este compus din doua faze. In prima, se obtin ecuatiile algebrice ca urmare a discretizarii ecuatiilor (1.2.2 - 1.2.4). In cea de-a doua faza se rezolva acest sistem de ecuatiile algebrice. Avand în vedere ca ecuatiile sunt nelinere aceasta solutionare, de regula se obtine printr-o metoda iterativa. In continuare, din motive de simplificare, se va urmari un caz unidimensional al ecuatiei 1.1.5 si anume:

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = \frac{d}{dx}\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx}\right) \quad (2.1.1)$$

Aceasta ecuatie are solutie de forma generala:

$$\phi = C_1 e^{-m\phi} + C_2 e^{-n\phi} \quad (2.1.2)$$

si pentru conditiile limita pe domeniul $0 < x < \delta x_e$:

$$x = 0; \phi = \phi_p$$

$$x = L; \phi = \phi_E$$

solutia ecuatiei 2.1.1 este:

$$\frac{\phi - \phi_p}{\phi_E - \phi_p} = \frac{e^{\frac{Px}{\delta x_e}} - 1}{e^P - 1} \quad (2.1.3)$$

unde P este invariantul *Peclet*, adica raportul al doua moduri de transport prin convecție si difuzie:

$$P_e = \frac{(\rho u)_e \delta_e}{\Gamma_e} \quad (2.1.4)$$

Cu F_e si D_e sunt notati in cele ce urmeaza, debitul respectiv coeficientul de difuziune:

$$F_e = (\rho \cdot u)_e, \quad D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta x_e} \quad (2.1.5)$$

2.1.1. Schema exponentială

Considerând fluxul total compus din cel convectiv $\rho u \phi$ și cel prin difuziune $-\Gamma d\phi/dx$:

$$J = \rho \cdot u \cdot \phi - \Gamma \frac{d\phi}{dx} \quad (2.1.6)$$

ecuația 2.1.1 devine:

$$\frac{dJ}{dx} = 0 \quad (2.1.7)$$

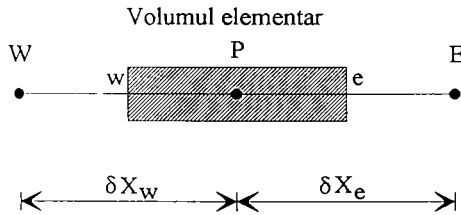


Fig. 2.1.1 Volumul elementar

Integrând această ecuație în jurul volumului elementar (figura 2.1.1) se obține:

$$J_e - J_w = 0 \quad (2.1.8)$$

Introducând profilul de variație 2.1.3 unei variabile independente ϕ dintre punctele P și E , în ecuația 2.1.6 se obține fluxul total J_e :

$$J_e = F_e \left(\phi_P + \frac{\phi_P - \phi_E}{e^{Pr} - 1} \right) \quad (2.1.9)$$

În fine substituind ecuația 2.1.9 și cea similară pentru J_w în ecuația 2.1.8 se obține:

$$F_e \left(\phi_P + \frac{\phi_P - \phi_E}{e^{Pr} - 1} \right) - F_w \left(\phi_W + \frac{\phi_W - \phi_P}{e^{Pr} - 1} \right) = 0 \quad (2.1.10)$$

care se poate aranja într-o formă standard:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W \quad (2.1.11)$$

cu coeficienții:

$$a_E = \frac{F_e}{e^{Pr} - 1} \quad (2.1.12a)$$

$$a_W = \frac{F_W \frac{F_W}{D_W}}{\frac{F_W}{D_W} e^{D_W} - 1} \quad (2.1.12b)$$

$$a_P = a_E + a_W + (F_e - F_w) \quad (2.1.12c)$$

Acești coeficienți definesc schema exponentială, și anume profilul de variație a unei variabile dintre punctul P și punctele vecine E respectiv W . Având în vedere că într-un program există un număr mare de calcule cu astfel de relații, avem nevoie de o altă schemă care, pe de o parte va păstra profilul de variație, iar pe de altă parte va fi mai simplă de calculat.

În continuare forma adimensională a coeficientului a_E este:

$$\frac{a_E}{D_e} = \frac{P_e}{e^{P_e} - 1} \quad (2.1.13)$$

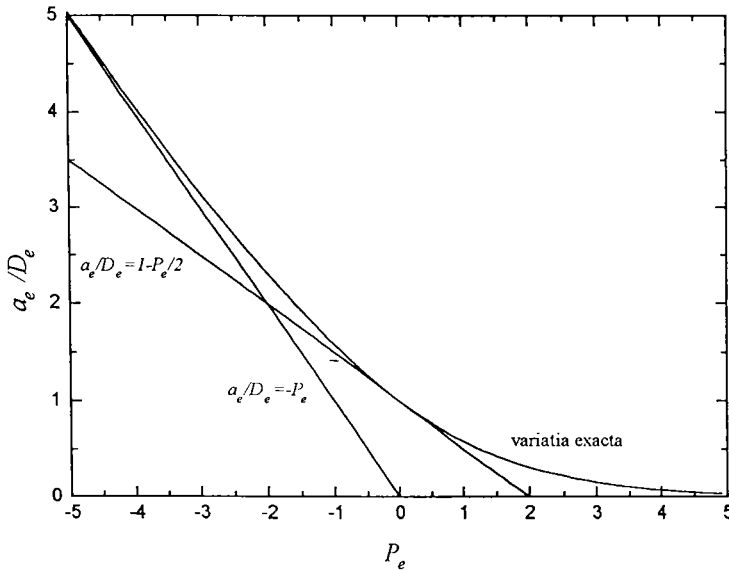


Figura 2.1.2 Variația raportului a/D

Variația acestui coeficient adimensional a_E/D_e în funcție de invariantul Peclet P_e este prezentată în fig 2.1.2.

Variatia lui a_E/D_e se poate exprima astfel:

1. Pentru $Pe \rightarrow +\infty$

$$\frac{a_E}{D_e} \rightarrow 0 \quad (2.1.14a)$$

2. Pentru $Pe \rightarrow -\infty$

$$\frac{a_E}{D_e} \rightarrow -Pe \quad (2.1.14b)$$

3. Pentru $Pe = 0$ tangenta în acest punct este:

$$\frac{a_E}{D_e} = 1 - \frac{Pe}{2} \quad (2.1.14c)$$

2.1.3. Schema hibrida

Aceste trei cazuri limita reprezinta o aproximare a curbei exacte, ceea ce este punctul de plecare pentru aceasta schema, si anume:

1. Pentru $Pe \leq -2$,

$$\frac{a_E}{D_e} = -Pe \quad (2.1.15a)$$

2. Pentru $-2 \leq Pe \leq 2$,

$$\frac{a_E}{D_e} = 1 - \frac{Pe}{2} \quad (2.1.15b)$$

3. Pentru $Pe > 2$

$$\frac{a_E}{D_e} = 0 \quad (2.1.15c)$$

Aceste relatii se pot scrie si într-o forma compacta:

$$a_E = D_e \text{AMAX1}(1 - \frac{Pe}{2}, 0) + \text{AMAX1}(-Pe, 0) \quad (2.1.16)$$

unde $\text{AMAX1}(A,B)$ este comanda din limbajul de programare FORTRAN prin care se alege valoarea mai mare dintre valorile A respectiv B.

Ecuatia 2.1.1 discretizata, adica în forma algebrica este:

$$\alpha_P \phi_P = \alpha_E \phi_E + \alpha_W \phi_W \quad (2.1.17)$$

iar coeficientii au forma:

$$\alpha_E = D_e \text{AMAXI}(1 - \frac{|P_e|}{2}, 0) + \text{AMAXI}(-F_e, 0) \quad (2.1.18a)$$

$$\alpha_W = D_w \text{AMAXI}(1 - \frac{|P_w|}{2}, 0) + \text{AMAXI}(F_w, 0) \quad (2.1.18b)$$

$$\alpha_P = \alpha_E + \alpha_W + (F_e - F_w) \quad (2.1.18c)$$

2.1.4. Schema *Power-law*

Din fig 2.1.2 se observa ca departarea schemei hibrid de la curba exacta în punctul $Pe = \pm 2$ este destul de mare, iar pe de alta parte este prematur se anihilam influenta difuziei în momentul în care $||P_e| > 2$. De aceea s-a propus o noua schema care are o astfel de variatie:

1. Pentru $Pe < -10$,

$$\frac{\alpha_E}{D_e} = -P_e \quad (2.1.19a)$$

2. Pentru $-10 \leq Pe < 0$,

$$\frac{\alpha_E}{D_e} = (1 + 0.1 P_e)^5 - P_e \quad (2.1.19b)$$

3. Pentru $0 \leq Pe \leq 10$,

$$\frac{\alpha_E}{D_e} = (1 - 0.1 P_e)^5 \quad (2.1.19c)$$

4. Pentru $Pe > 10$,

$$\frac{\alpha_E}{D_e} = 0 \quad (2.1.19d)$$

Forma compacta a relatiilor 2.1.19 este:

$$\alpha_E = D_e \text{AMAXI}((1 - 0.1 |P_e|)^5, 0) + \text{AMAXI}(-F_e, 0) \quad (2.1.20)$$

2.1.2 Proprietatile coeficientilor

Prin rearanjarea ecuatiei 2.1.9 aceasta din urma se poate scrie astfel:

$$J = B(P) \cdot \phi_i - A(P) \cdot \phi_{i+1} \quad (2.1.21)$$

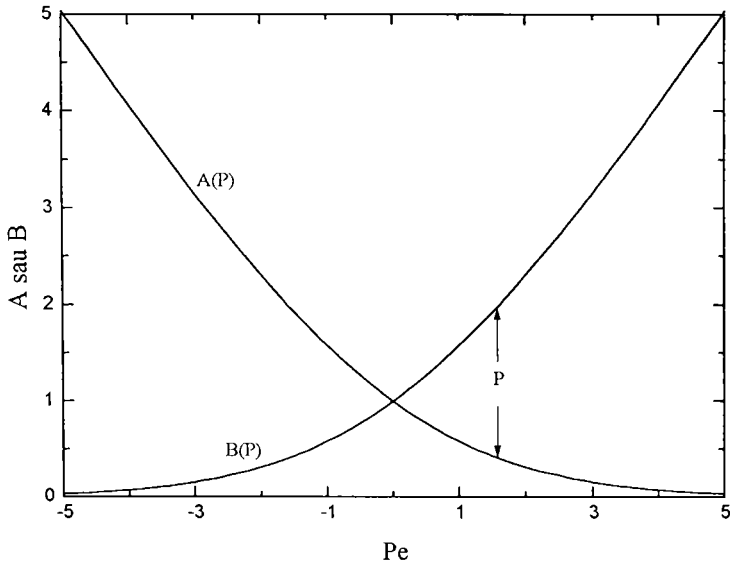


Figura 2.1.3. Variatia lui A si B în raport cu criteriul Peclet

unde $A(P)$ si $B(P)$ sunt coeficientii adimensionali in functie de invariantul Peclet, iar nodurile i si $i+1$ sunt similare cu P , respectiv E din figura 2.1.1. Prima proprietate rezulta din prezumtia ca ϕ este egal cu ϕ_{i+1} , adica:

$$J = P \cdot \phi_i = P \cdot \phi_{i+1} \quad (2.1.22)$$

din ecuatiile 2.1.21 si 2.1.22 rezulta:

$$B = A + P \quad (2.1.23)$$

Cea de - a doua proprietate este cea de simetrie (figura 2.1.3), si anume:

$$A(-P) = B(P) \quad (2.1.24a)$$

$$B(-P) = A(P) \quad (2.1.24b)$$

Analizand curbele din figura 2.1.3. rezulta ca pentru orice valoare lui P , pozitiva sau negativa se poate scrie:

$$A(P) = A(|P|) + A\text{MAX1}(-P, 0) \quad (2.1.25a)$$

sau:

$$B(P) = A(|P|) + A\text{MAX1}(P, 0) \quad (2.1.25b)$$

de asemenea cu ajutorul relatiilor 2.1.21 si 2.1.23 rezulta:

$$J-P\phi_i = A(P) \cdot (\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (2.1.26a)$$

$$J-P\phi_i = A(P) \cdot (\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (2.1.26b)$$

2.1.5. Ecuatia discretizata bidimensionala

Integrand ecuatia generala 1.1.5 în jurul volumului elementar din fig 2.1.4, se obtine:

$$\frac{(\rho_p \phi_p - \rho_p^0 \phi_p^0)}{\Delta \tau} + J_e - J_w + J_n - J_s = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (2.1.27)$$

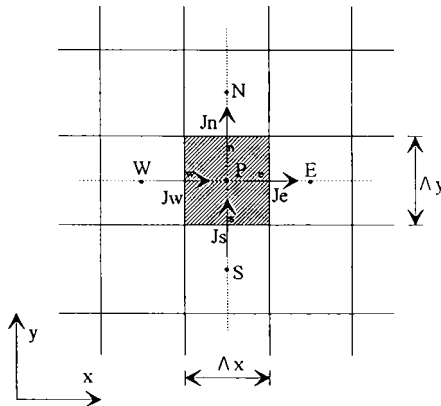


Fig. 2.1.4 Volumul elementar

unde S_c si S_p sunt componenta constanta respectiv dependenta ale termenului sursa; ρ_p si ϕ_p densitatea si variabila dependenta se presupun constante pe întreg volumul elementar $\Delta x \Delta y$, aceste marimi cu indice 0 sunt notate cele din momentul de timp anterior, iar variatia acestora în timp este implicita; Fluxurile totale J_e, J_w, J_n, J_s au aceeasi definitie ca si în ec. 2.1.6.

În mod similar se obține și ecuația de continuitate:

$$\frac{(\rho_p - \rho_p^0)}{\Delta \tau} + F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (2.1.28)$$

unde F_e , F_w , F_s și F_n sunt debitele prin suprafețele volumului elementar, și anume:

$$F_e = (\rho u)_e \Delta y \quad (2.1.29a)$$

$$F_w = (\rho u)_w \Delta y \quad (2.1.29b)$$

$$F_n = (\rho v)_n \Delta x \quad (2.1.29c)$$

$$F_s = (\rho v)_s \Delta x \quad (2.1.29d)$$

În continuare înmulțim ecuația 2.1.28 cu ϕ_p și scădem aceeași ecuație din ecuația 2.1.27, și se obține:

$$\begin{aligned} (\phi_p - \phi_p^0) \frac{\rho_p^0 \Delta x \Delta y}{\Delta \tau} + (J_e - F_e \phi_p) - (J_w - F_w \phi_p) + (J_n - F_n \phi_p) - (J_s - F_s \phi_p) \\ = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (2.1.30)$$

Având în vedere ecuațiile 2.1.26a și 2.1.26b, relațiile de forma $J - F \cdot \phi$ se exprimă astfel:

$$J_e - F_e \phi_p = a_E (\phi_p - \phi_E) \quad (2.1.31a)$$

$$J_w - F_w \phi_p = a_W (\phi_w - \phi_p) \quad (2.1.31b)$$

unde:

$$a_E = D_e A(|P_e|) + AMAXI(-F_e, 0) \quad (2.1.32a)$$

$$a_W = D_w A(|P_w|) + AMAXI(F_w, 0) \quad (2.1.32b)$$

Acum se poate scrie ecuația discretizată în forma finală după cum urmează:

$$a_P \phi_p = a_E \phi_E + a_W \phi_w + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (2.1.33)$$

iar coeficienții:

$$a_E = D_e A(|P_e|) + AMAXI(-F_e, 0) \quad (2.1.34a)$$

$$a_W = D_w A(|P_w|) + AMAXI(F_w, 0) \quad (2.1.34b)$$

$$a_N = D_n A(|P_n|) + AMAXI(-F_n, 0) \quad (2.1.34c)$$

$$a_S = D_s A(|P_s|) + AMAXI(F_s, 0) \quad (2.1.34d)$$

$$\alpha_P^0 = \frac{\rho_P^0 \Delta x \Delta y}{\Delta \tau} \quad (2.1.34e)$$

$$b = S_c \Delta x \Delta y + \alpha_P^0 \phi_P^0 \quad (2.1.34f)$$

$$\alpha_P = \alpha_E + \alpha_W + \alpha_N + \alpha_S + \alpha_P^0 - S_P \Delta x \Delta y \quad (2.1.34g)$$

ϕ_{P0} și ρ_{P0} se refera la valorile din timpul τ , iar celelalte valori, ϕ_P , ϕ_E , ϕ_W , ϕ_N , ϕ_S în timpul $\tau + \Delta \tau$. Debitelile și conductivitatilile sunt după cum urmează:

$$F_e = (\rho u)_e \Delta y; D_e = \frac{\Gamma_e \Delta y}{\delta x_e} \quad (2.1.35a)$$

$$F_w = (\rho u)_w \Delta y; D_w = \frac{\Gamma_w \Delta y}{\delta x_w} \quad (2.1.35b)$$

$$F_n = (\rho v)_n \Delta x; D_n = \frac{\Gamma_n \Delta x}{\delta y_n} \quad (2.1.35c)$$

$$F_s = (\rho v)_s \Delta x; D_s = \frac{\Gamma_s \Delta x}{\delta y_s} \quad (2.1.35d)$$

iar invariantii *Peclet*:

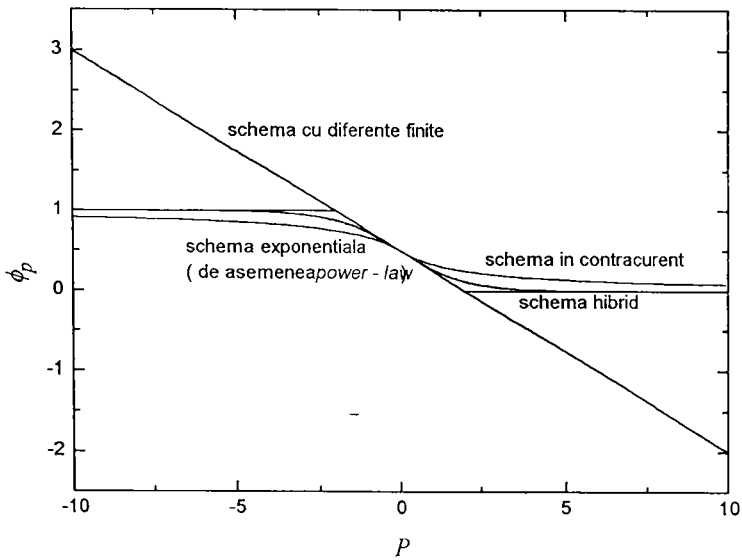
$$P_e = \frac{F_e}{D_e}; P_w = \frac{F_w}{D_w}; P_n = \frac{F_n}{D_n}; P_s = \frac{F_s}{D_s} \quad (2.1.35e)$$

Relatia $A(|P|)$ poate fi aleasă din tabelul I. Pentru un caz simplu în care $\phi_E = 1$, iar $\phi_W = 0$ și distanțele $(\delta x)_e$, $(\delta x)_w$ din fig. 2.1.1 sunt egale, în fig. 2.1.5 s-au prezentat variațiile lui ϕ_P pentru diferite scheme.

Din diagrama 2.1.5. reiese că, exceptând modelul cu diferențe centrate, toate schemele de discretizare dau soluții reale din punct de vedere fizic. Se observă că pentru valori mai mari ale invariantului *Peclet*, modelul cu diferențe centrate iese din limitele propuse inițial ($\phi_E = 1$ și $\phi_W = 0$). Remedierea acestei deficiențe constă în alegerea pasului mai mic, astfel încât valoarea criteriului *Peclet* să devină mai mică de 2, ceea ce nu este întotdeauna posibil. Pe de altă parte din diagrama 2.1.5. rezultă că *schema power-law* este cea mai apropiată de modelul exponential.

Tabelul I Modelele de discretizare

Schema de variatie	Relatia pentru $A(P)$
Diferente centrate	$1 - 0.5 \cdot P $
Schema în contracurent	1
Schema hibrid	$\text{AMAX1}(0, 1 - 0.5 \cdot P)$
Schema Power law	$\text{AMAX1}(0, (1 - 0.1 \cdot P)^5)$
Schema exponentială	$ P / (\exp(P) - 1)$

Figura 2.1.5 Variatia variabilei ϕ pentru diferite scheme

2.2 Rezolvarea sistemului de ecuatii algebrice obtinute ca urmare a discretizarii ecuatiilor fundamentale

Sistemul de ecuatii obtinut este de regula nelinear, ceea ce inseamna ca coeficientii din ecuatiile algebrice sunt in functie de variabila dependenta. Prin urmare, pentru solutionarea acestui sistem folosim una din metodele iterative. In continuare se va prezenta o metoda iterativa care este o combinatie a doua metode si anume: cea directa (algoritmul matricei tridiagonale TDMA) si metoda iterativa Gauss - Seidel punct cu punct.

2.2.1 Metoda directa TDMA

Denumirea acestei metode de solutionare este uneori si eliminarea Gaussiene, sau algoritmul lui Thomas. Daca analizam un sistem de ecuatii pentru o problema unidimensionala, matricea coeficientilor acestui sistem de ecuatii ne arata ca coeficientii dupa cele trei diagonale din mijloc au valori diferite de zero. Prin urmare o variabila dependenta din nodul (i) se poate exprima in functie de cea din nodul urmator ($i + 1$), si anume:

$$\begin{aligned} \phi(i) &= f(\phi(i+1)), \phi(i+1) = f(\phi(i+2)) \dots\dots \\ \dots\dots\phi(N-2) &= f(\phi(N-1)), \phi(N-1) = f(\phi(N)) \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

Daca presupunem ca nodurile din figura 2.1.1 sunt 1, 2, 3, ..., N cu nodurile limita 1 si N, ecuatia 2.1.11 se poate scrie astfel:

$$a_i \phi_i = b_i \phi_{i+1} + c_i \phi_{i-1} + d_i \quad (2.2.2)$$

Avand in vedere cele mentionate mai sus presupunem ca intr-un moment de substituire se obtine:

$$\phi_i = P_i \phi_{i+1} + Q_i \quad (2.2.3)$$

imediat dupa ce s - a obtinut:

$$\phi_{i-1} = P_{i-1} \phi_i + Q_{i-1} \quad (2.2.4)$$

inlocuind ecuatia 2.2.4 in 2.2.2 se obtine:

$$a_i \phi_i = b_i \phi_{i+1} + c_i (P_{i-1} \phi_i + Q_{i-1}) + d_i \quad (2.2.5)$$

Analizand acest proces de substituirii succesive se poate observa ca este posibila o transformare a ecuatiei 2.2.3 intr-una similara, cu urmatoarele relatii pentru coeficientii P .

respectiv Q :

$$P_i = \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \quad (2.2.6a)$$

$$Q_i = \frac{d_i + c_i Q_{i-1}}{a_i - c_i P_{i-1}} \quad (2.2.6b)$$

Pentru începutul procesului de substituire în nodul ($i = 1$) valorile lui P_i și Q_i sunt:

$$P_1 = \frac{b_1}{a_1}; Q_1 = \frac{d_1}{a_1} \quad (2.2.7)$$

iar la capatul acestui proces (în nodul $i = N$) se obține:

$$\phi_N = Q_N \quad (2.2.8)$$

în continuare se poate executa o substituire succesivă în sens opus prin ecuația 2.2.3.

În final se poate scrie algoritmul acestei metode

1. Calculăm coeficienții P_i și Q_i cu ecuațiile 2.2.7.
2. Pentru nodurile $i = 2, 3, \dots, N$ obținem P_i și Q_i cu relațiile 2.2.6.
3. $\phi_N = Q_N$
4. Cu ecuația 2.2.3 începem substituția inversă și se obțin valorile pentru $\phi_{N-1}, \phi_N, \dots, \phi_3, \phi_2, \phi_1$.

2.2.2 Metoda Gauss-Siedel

Nelinearitatea sistemului de ecuații se soluționează prin următorii pași:

1. Presupunem un câmp al variabilei ϕ .
2. Cu aceste valori calculăm coeficienții din ecuația 2.1.21.
3. Rezolvăm sistemul de ecuații.
4. Cu noile valori ale lui ϕ revenim în punctul 2. și repetem procesul 2 - 4 pînă cînd diferența dintre două valori ale lui ϕ din două iterații succesive devine constantă.

Similar, metoda Gauss-Siedel constă în verificarea tuturor nodurilor rețelei într-o anumită ordine. Din ecuația 2.1.21 reiese:

$$\phi_P = \frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_P} \quad (2.2.9)$$

unde ϕ_{nb} sunt ultimele valori calculate din nodurile vecine. Aceste valori, totodata sunt si valorile stocate în memoria calculatorului. În momentul în care s-au verificat toate punctele o iteratie Gauss-Siedel este efectuata.

2.2.3 Metoda linie dupa linie

Aceasta consta într-o combinatie a celor doua metode descrise anterior, a celei directe (TDMA) si a celei iterative (Gauss-Siedel). Intâi rezolvam sistemul de ecuatii de pe o linie (x) cu TDMA, considerând totodata valorile lui ϕ de pe liniile adiacente cunoscute, adica ultimele valorile calculate, cele existente în memorie (fig. 2.2.1). Odata parcurse toate liniile din retea de noduri s-a terminat o iteratie *linie dupa linie*. Procesul se repeta pâna se obtine convergenta. Pentru a obtine convergenta mai rapid putem alterna directiile pe care traversam TDMA-ul. Mai departe în cazul în care coeficientii într-o directie sunt mult mai mari decât în cealalta, convergenta se obtine mai rapid prin traversarea lui TDMA în directia în care coeficientii sunt mai mari.

Se pot lua în considerare doua criterii pentru a declara convergenta:

1. Diferenta a doua valori ale unei variabile dintr-un punct, dupa doua iterati succesive, sa fie mai mica decât o valoare aleasa în mod arbitrar:

$$|\phi_i^k - \phi_i^{k+1}| < \varepsilon \quad (2.2.10)$$

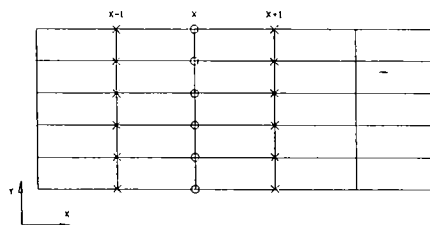


Figura 2.2.1 Metoda linie dupa linie

2. În cazul în care se folosesc coeficienti de subrelaxare mai puternici se foloseste urmatorul criteriu:

$$a_P \phi_P - (\sum a_{nb} + b) < \varepsilon \quad (2.2.11)$$

unde indicele nb se refera la nodurile vecine. Totodata se poate spune ca convergenta este obtinuta în momentul în care reziduurile de masa, impulsuri s.a.m.d. sunt neglijabile.

2.2.4 Soluționarea ecuațiilor de mișcare

În subcapitolul 2.1 s-a presupus că se cunoaște câmpul de viteze, ceea ce nu se întâmplă de regulă. În cazul în care forma acestuia nu se știe trebuie rezolvate ecuațiile de mișcare (Navier-Stokes). Pentru a rezolva aceste ecuații trebuie să știm care sunt caderile de presiune $\partial p/\partial x$ și $\partial p/\partial y$ (pentru un caz bidimensional), adică în forma discretizată ($p_w - p_e$) și ($p_s - p_n$). Se presupune un profil linear de variație, iar suprafețele volumului elementar sunt la mijlocul distanței dintre nodurile W, P și E (fig. 2.1.1.).

În cazul acesta caderea de presiune este:

$$p_w - p_e = \frac{p_w + p_p}{2} - \frac{p_p + p_e}{2} = \frac{p_w - p_e}{2} \quad (2.2.12)$$

Din relația 2.2.12 rezultă următoarea observație: caderea de presiune există numai între nodurile alternante, nu și cele adiacente. Din aceasta ar rezulta că diferența de presiune nu are nici o influență asupra câmpului de viteze. Remedierea acestei probleme este posibilă prin două căi, și anume:

1. Alegerea unui model de interpolare corespunzător pe suprafețele volumului elementar
2. Folosirea unei grile decalate față de cea principală pentru viteze, astfel încât nodul grilei decalate să fie pe suprafața volumului elementar din grila principală (fig. 2.2.2.).

Avantajul acestei remedieri constă în faptul că:

1. Se evită dispunerea în zig-zag a câmpului de presiune
2. Obținem valorile vitezelor acolo unde avem nevoie de ele, pe suprafața volumului elementar.

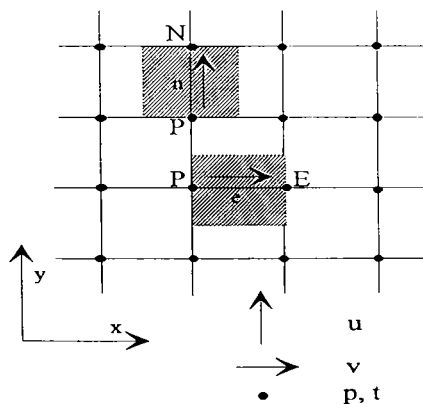


Figura 2.2.2. Retele decalate

Ecuatia de miscare a fluidelor viscoase în forma discretizata o putem scrie si astfel:

$$\alpha_P u_P = \Sigma \alpha_{nb} u_{nb} + b + (p_P - p_E) A_e \quad (2.2.13a)$$

$$\alpha_P v_P = \Sigma \alpha_{nb} v_{nb} + b + (p_P - p_N) A_n \quad (2.2.13b)$$

suprafetele A_e si A_n sunt cele pe care actioaneaza diferenta de presiune. In cazul în care cunoastem aceste caderi de presiune putem rezolva acest sistem de ecuatii dupa procedeul din capitoul anterior. Prin urmare câmpul de viteze se poate obtine numai în cazul în care câmpul de presiune este dat, sau este estimat într-un mod. In momentul în care câmpul de presiune este obtinut corect, câmpul de viteze care rezulta, verifica principiul de continuitate.

Daca notam presiunea estimata cu p^* iar vitezele care rezulta cu u^* si v^* ecuatiile 2.2.13a si b se pot scrie si astfel:

$$\alpha_e u_e^* = \Sigma \alpha_{nb} u_{nb}^* + b + (p_P^* - p_E^*) A_e \quad (2.2.14a)$$

$$\alpha_n v_n^* = \Sigma \alpha_{nb} v_{nb}^* + b + (p_P^* - p_N^*) A_n \quad (2.2.14b)$$

2.2.5 Corectiile de presiune si viteze

Presupunem ca presiunea estimata este p^* iar corectia acesteia este p' se poate scrie:

$$p = p^* + p' \quad (2.2.15)$$

iar corectiile de viteze corespunzatoare:

$$u = u^* + u' \quad (2.2.16a)$$

$$v = v^* + v' \quad (2.2.16b)$$

Prin scaderea ecuatiei 2.2.14a din 2.2.13a se obtine:

$$\alpha_e \cdot u_e' = \Sigma \alpha_{nb} \cdot u_{nb}' + (p_P' - p_E') A_e \quad (2.2.17)$$

luând în considerare ca termenul sumei are o valoare neglijabila, rezulta:

$$\alpha_e \cdot u_e' = (p_P' - p_E') A_e \quad (2.2.18)$$

sau:

$$u_e' = d_e \cdot (p_P' - p_E') \quad (2.2.19)$$

unde:

$$d_e = \frac{A_e}{\alpha_e} \quad (2.2.20)$$

în final rezulta relatia pentru corectia vitezei u :

$$u_e = u_e^* + d_e \cdot (p'_P - p'_E) \quad (2.2.21a)$$

si similar pentru viteza v :

$$v_n = v_n^* + d_n(p'_P - p'_N) \quad (2.2.21b)$$

2.2.6 Ecuatia corectiilor de presiune

În conformitate cu prezumtiile anterioare, ecuatia de continuitate în forma discretizata este:

$$\frac{(\rho_P - \rho_P^0)\Delta x \Delta y}{\Delta \tau} + [(\rho u)_e - (\rho u)_w]\Delta y + [(\rho v)_n - (\rho v)_s]\Delta x = 0 \quad (2.2.22)$$

Prin substituirea ecuatiilor 2.2.21 în ecuatia de continuitate 2.2.22, si prin rearanjarea ei se obtine ecuatia pentru corectia presiunilor:

$$a_P p'_P = a_E p'_E + a_W p'_W + a_N p'_N + a_S p'_S + b \quad (2.2.23)$$

unde:

$$a_E = \rho_e d_e \Delta y \quad (2.2.24a)$$

$$a_W = \rho_w d_w \Delta y \quad (2.2.24b)$$

$$a_N = \rho_n d_n \Delta x \quad (2.2.24c)$$

$$a_S = \rho_s d_s \Delta x \quad (2.2.24d)$$

$$b = \frac{(\rho_P^0 - \rho_P)\Delta x \Delta y}{\Delta \tau} + [(\rho u^*)_w - (\rho u^*)_e]\Delta y + [(\rho v^*)_s - (\rho v^*)_n]\Delta x \quad (2.2.24e)$$

Ultima din relatiile (2.2.24) reprezinta ecuatia de continuitate pentru vitezele estimate. Se observa ca în momentul în care vitezele cu * verifica ecuatia de continuitate împreuna cu $(\rho_P^0 - \rho_P)$, ecuatia de corectie a presiunilor nu mai este indispensabila.

Cu alte cuvinte se poate spune ca b reprezinta o *sursa de masa*, ca urmare a câmpului de presiune incorect. Rolul ecuatiei corectiei de presiuni este tocmai sa anihileze aceasta sursa creata b .

2.2.7 Metoda Simple

Având toate ecuatiile necesare prezentarii acestei metode, putem scrie algoritmul:

1. Estimarea câmpului de presiune p^*
2. Rezolvarea ecuatiilor de miscare 2.2.14 pentru a obtine u^* si v^* .
3. Rezolvarea ecuatiei pentru corectia presiunilor p' .
4. Corectarea vitezelor si a presiunilor
5. Rezolvarea ecuatiilor generale pentru ϕ
6. Ultima valoare obtinuta pentru p este acum p^* , se repeta procedeul 2-6 pâna când se obtine p^* convergenta.

2.2.8 Metoda Simpler

S-a observat ca din cauza omiterii termenului suma din ecuatia 2.2.17, corectia vitezelor se obtine pe seama corectiilor pentru presiune, la aceasta corectie necontribuind si corectiile pentru viteze din nodurile vecine. Rezulta corectii pentru presiune mai mari, ceea ce arata ca in acest caz corectiile pentru presiune corecteaza bine vitezele si foarte slab presiunea.

De aceea s-a cautat un alt mod de corectare a presiunii. In primul rând se scrie ecuatia de miscare a fluidelor viscoase în forma:

$$u_e = \frac{\sum a_{nb} u_{nb} + b}{a_e} + d_e (p_p - p_E) \quad (2.2.25)$$

Definim pseudoviteza ca marimea compusa din vitezele vecine:

$$u_e = \frac{\sum a_{nb} u_{nb} + b}{a_e} \quad (2.2.26)$$

Ecuatia 2.2.25 devine:

$$u_e = u_e + d_e (p_p - p_E) \quad (2.2.27a)$$

iar cea similara pentru viteza v :

$$v_n = v_n + d_n(p_p - p_N) \quad (2.2.27b)$$

Introducand aceste relatii în ecuatia de continuitate, similar cazului corectiilor pentru presiune se obtine:

$$a_P p_P = a_E p_E + a_W p_W + a_N p_N + a_S p_S + b \quad (2.2.28)$$

unde coeficientii a se calculeaza cu ecuatiile 2.2.24, iar b este:

$$b = \frac{(\rho_P^0 - \rho_P)}{\Delta \tau} + [(\rho u)_w - (\rho u)_e] \Delta y + [(\rho v)_s - (\rho v)_n] \Delta x \quad (2.2.29)$$

Fata de ecuatia pentru corectia presiunilor, în derivarea acestei ecuatii nu s-a omis nici un termen. Din aceasta rezulta ca în momentul în care câmpul de viteze este corect luat în calculul pseudovitezelor, ecuatiile pentru presiune vor da câmpul corect de presiune.

Algoritmul metodei *SIMPLER* este:

1. Estimam câmpul de viteze
2. Calculam pseudovitezele u, v
3. Rezolvam ecuatiile pentru presiune
4. Estimam presiunea p la valoarea p^* si rezolvam ecuatiile de miscare prin care obtinem u^* si v^*
5. Calculam *sursa de masa* b , apoi rezolvam ecuatiile pentru corectia presiunilor.
6. Corectam vitezele u si v
7. Rezolvam alte ecuati discretizate pentru ϕ .
8. Repetem procedeul 2-7, pâna anihilam b .

2.2.9 Curgerea parabolica sau tratarea caderii de presiune axiale

Scopul acestei lucrari fiind curgerea laminara prin tuburi analiza anterioara n-a fost extinsa si la alte tipuri de curgere. Curgerea laminara poate fi aproximata ca o curgere in stratul limita tridimensional (in literatura de specialitate acest tip de curgere uneori se numeste si curgerea parabolica, fata de ceea eliptica descrisa in capitolul anterior) [28]. In acest caz curgerea are urmatoarele trasaturi:

- Exista o directie predominanta a curgerii, adica nu apar curgeri reversibile

- Difuziunea momentului, energiei termice si masei in aceasta directie este neglijabila
- Campul de presiune din aval are o influenta neglijabila asupra conditiilor de curgere din amonta.

Conform prezumptiilor anterioare, separam campul de presiune axial de cele laterale. Cu alte cuvinte, inainte de a solutiona caderile de presiune laterale $\partial p/\partial x$ sau $\partial p/\partial y$, trebuie sa stim care este caderea de presiune axiala dp/dz , altfel nu putem inainta cu solutionarea in sectiunea urmatoare. Aceasta tratare diferita a celor doua campuri de presiune, se poate interpreta in felul urmator: campul de presiune are o valoare medie pe sectiune, iar caderile de presiune laterale sunt niste abateri de la cel mediu. Astfel, putem trata curgerea laminara prin tuburi, care in sine este o problema tridimensionala, ca o succesiune de cazuri bidimensionale.

Ecuatia corectiilor de presiune 2.2.23 sau ecuatia de presiune 2.2.28 este o forma discretizata a ceea ce este in literatura de specialitate cunoscut sub denumirea de ecuatia *Poisson* pentru presiune. Aceasta ecuatie este eliptica in toate cele trei directii, ceea ce nu permite o forma de solutionare *sectiune dupa sectiune*. Astfel trebuie cunoscute conditiile limita la iesirea din tub, ceea ce de fapt dorim sa gasim. De aceea consideram: termenul $\partial^2 p/\partial z^2$ cunoscut si comportare eliptica a curgerii in directia x respectiv y .

Ramane de explicat obtinerea termenului dp/dz . Initial estimam gradientul axial de presiune $(dp/dz)^*$, iar raspunsul campului de viteze w^* ca urmare a acestei estimari este

$$a_p w_p^* = a_N w_N^* + a_S w_S^* + a_E w_E^* + a_W w_W^* + b + \Delta x \Delta y \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} \right)^* \quad (2.2.30)$$

pentru un regim stationar, debitul fluidului in fiecare sectiune este constant, si anume

$$m = \sum \Delta x \Delta y \rho w \quad (2.2.31)$$

Debitul obtinut cu acest camp de viteze estimativ w^* , va avea o valoare diferita de ceea ce adevarata, care poate fi calculata din conditiile de la intrare in tub si din conditiile limita. Caderea de presiune si vitezele se pot exprima si astfel

$$\left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} \right) = \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} \right)^* + \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} \right)' \quad (2.2.32)$$

$$w_p = w_p^* + \frac{\Delta x \Delta y}{a_p} \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} \right)' \quad (2.2.33)$$

Introducand aceasta relatie pentru viteza in relatia 2.2.31 obtinem relatia pentru corectia

caderii de presiune axiale

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right) = \frac{m - \sum \rho w^* \Delta x \Delta y}{\sum \rho (\Delta x \Delta y)^2} \quad (2.2.34)$$

Aici putem observa ca fata de caderile de presiune laterale care au fost obtinute pe baza principiului de continuitate pentru volumul elementar, caderea de presiune axiala se obtine pe baza principiului de conservare a masei pentru sectiune.

In final, se reprezinta discretizarea termenilor de convectie din ecuatia de miscare in directia curgerii. Fara a intra in amanunte, se considera un profil implicit de variatie, ceea ce inseamna ca valoarea variabilei ϕ este constanta pe intregul domeniu Δz , exceptand sectiunea din z_U (figura 2.2.3.). Cu aceasta se poate scrie

$$w \frac{\partial}{\partial z}(\rho \phi) = F_D \phi_P - F_U \phi_U \quad (2.2.35)$$

unde

$$F_D = \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} (\rho w)_{P,D} \quad (2.2.36a)$$

$$F_U = \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} (\rho w)_{P,U} \quad (2.2.36b)$$

Cu aceasta din urma analiza numerica a curgerii in stratul limita tridimensional este completata.

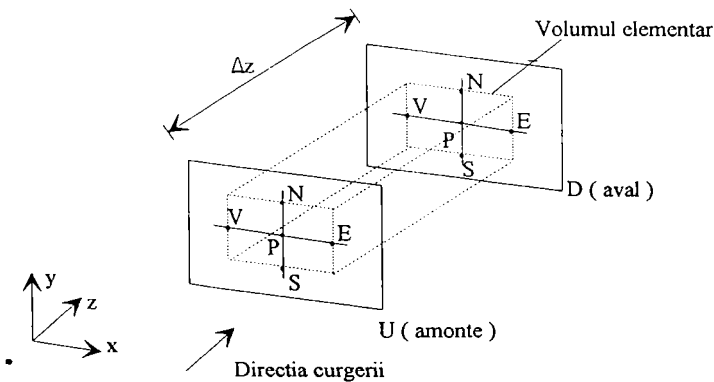


Figura 2.2.3. Volumul elementar in directia axiale

2.2.10 Model nou pentru tratarea gradientului de presiune axial

Similar cu revizuirea algoritmului *SIMPLE* si obtinerea modelului *SIMPLER*, procedeu descris in capitoul 2.2.7 si 2.2.8, si modelul pentru obtinerea gradientului de presiune axial descris in subcapitolul anterior se poate imbunatati. Omiterea termenului, care aduce la majorarea numarului de iteratii, se poate evita aplicand urmatorul model, si anume:

Relatia 2.2.30 poate fi scrise astfel:

$$a_{i,j} \cdot w_{i,j} = b_{i,j} \cdot w_{i+1,j} + c_{i,j} \cdot w_{i-1,j} + d_{i,j} + e_{i,j} \cdot \left(\frac{d\bar{p}}{dz} \right) \quad (2.3.37)$$

unde:

$$d_{i,j} = a_E \cdot w_E + a_W \cdot w_W + b \quad (2.3.38)$$

Similar cu transformarile din subcapitolul 2.2.1 relatia 2.2.37 dupa prima transformare devine:

$$w_{i,j} = P_{i,j} \cdot w_{i+1,j} + Q_{i,j} + R_{i,j} \cdot \left(\frac{d\bar{p}}{dz} \right) \quad (2.3.39)$$

unde relatiile recurente pentru P , Q si R sunt dupa cum urmeaza:

$$P_{i,j} = \frac{b_{i,j}}{a_{i,j} - c_{i,j} \cdot P_{i-1,j}} \quad (2.3.40a)$$

$$Q_{i,j} = \frac{d_{i,j} + c_{i,j} \cdot Q_{i-1,j}}{a_{i,j} - c_{i,j} \cdot P_{i-1,j}} \quad (2.3.40b)$$

$$R_{i,j} = \frac{e_{i,j} + c_{i,j} \cdot R_{i-1,j}}{a_{i,j} - c_{i,j} \cdot P_{i-1,j}} \quad (2.3.40c)$$

Valorile initiale pentru inceperea procesului de substitutii se prezinta astfel:

$$P_{1,j} = \frac{b_{1,j}}{a_{1,j}} ; Q_{1,j} = \frac{d_{1,j}}{a_{1,j}} ; R_{1,j} = \frac{e_{1,j}}{a_{1,j}} \quad (2.3.41)$$

Avand in vedere ca la capatul procesului de substitutii $b_N = 0$, iar $P_N = 0$, se obtine a doua transformare, si anume:

$$w_{i,j} = A_{i,j} + B_{i,j} \cdot \left(\frac{d\bar{p}}{dz} \right) \quad (2.3.42)$$

Procesul invers de substituiri se incepe cu valorile $A_N = Q_N$ si $B_N = R_N$, si continuam cu urmatoarele relatii recurente:

$$A_{i,j} = Q_{i,j} + P_{i,j} \cdot A_{i+1,j} \quad (2.3.43a)$$

$$B_{i,j} = R_{i,j} + P_{i,j} \cdot B_{i+1,j} \quad (2.3.43b)$$

Inmultind relatia 2.3.42 cu $\Delta x \cdot \Delta y$ si prin insumarea termenilor in directia x si y se obtine:

$$\sum_{i=1,j=1}^{N,K} \Delta x \cdot \Delta y \cdot w_{i,j} = \sum_{i=1,j=1}^{N,K} \Delta x \cdot \Delta y \cdot A_{i,j} + \sum_{i=1,j=1}^{N,K} \Delta x \cdot \Delta y \cdot B_{i,j} \cdot \left(\frac{dp}{dz} \right) \quad (2.3.44)$$

Avand in vedere ca debitul fluidului in regim stationar este constant pe sectiune, si anume:

$$m = \sum_{i=1,j=1}^{N,K} \Delta x \cdot \Delta y \cdot w_{i,j} = const. \quad (2.3.45)$$

Prin urmare rezulta caderea de presiune axiala:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right) = \frac{\sum_{i=1,j=1}^{N,K} \Delta x \cdot \Delta y \cdot A_{i,j} + \sum_{i=1,j=1}^{N,K} \Delta x \cdot \Delta y \cdot B_{i,j}}{m} \cdot \left(\frac{dp}{dz} \right) \quad (2.3.46)$$

Algoritmul acestui model se prezinta astfel:

1. Calculul coeficientilor a , b , c , d si e din ecuatia de transport 2.2.30;
2. Calculul valorilor initiale ale coeficientilor P , Q , R pe baza relatiilor 2.3.41;
3. Calculul coeficientilor A si B cu relatiile 2.3.43;
4. Calculul gradientului de presiune axial cu relatia 2.3.46;
5. Calculul campului de viteze axiale cu relatia 2.3.42.

Prin urmare s-a obtinut un model direct pentru obtinerea atat a gradientului axial de presiune cat si a campului de viteze axial. Prin luarea in considerare a ecuatiei 2.2.30 in ansamblu, se evite introducerea erorii in procesul iterativ, si prin urmare se obtine micșorarea numarului de iteratii. Cu toate ca, aplicand acest model se introduce inca o traversare in procesul de substituiri, avantajul care il ofera prin reducerea iteratiilor il recomanda pentru utilizare.

2.3 Descrierea modelului numeric pentru cercetarea intensificării

schimbului de caldura la curgerea prin tuburi cu generatori de turbulenta

2.3.1. Introducere

Regimul hidraulic stabilizat al convecției forțate prin tuburi, în regim laminar și cu proprietățile fluidului constante, este definit prin forma profilului de viteze, care rămâne neschimbata până la ieșire din tub. În schimb, regimul termic stabilizat este obținut în momentul în care coeficientul de convecție atinge o valoare care rămâne neschimbata în restul curgerii.

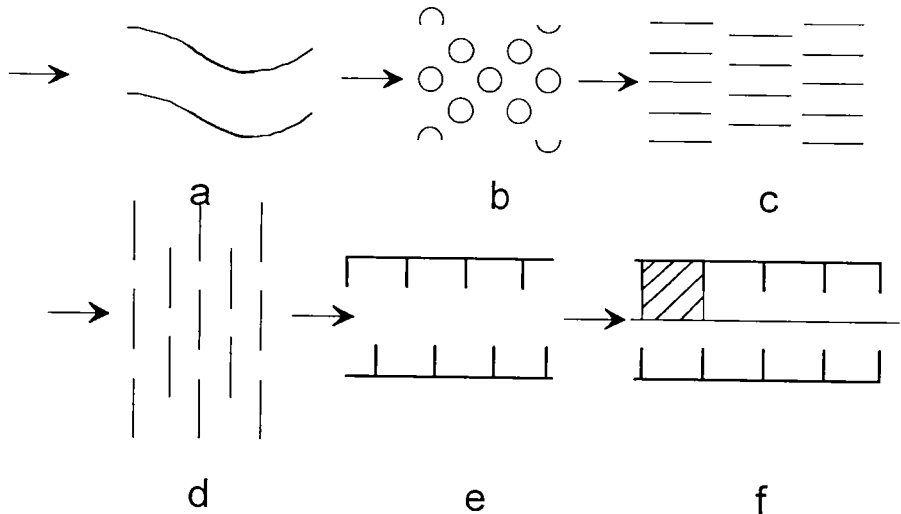


Figura 2.3.1 Exemple de curgere în regim stabilizat periodic

În cazul curgerii prin secțiuni de curgere cu o geometrie care se repetă într-o anumită ordine, după o porțiune de intrare, profilul de viteze respectiv de temperaturi, obține aceeași variație în fiecare dintre secțiunile caracteristice. Regimul de curgere obținut este un regim stabilizat periodic. Prin urmare, exceptând porțiunea de intrare (cercetările ne arată că aceasta este acoperită prin 3-4 secțiuni caracteristice) se poate urmări numai o astfel de secțiune pentru a obține performanțele termice și fluidodinamice pentru spațiul cercetat în ansamblu. În fig. 2.3.1 s-au prezentat câteva exemple pentru o astfel de curgere.

În lucrarea [29] (fig. 2.3.1a) s-a analizat curgerea aerului prin canale ondulate și schimbul de căldură, folosite la schimbatoarele de căldură compacte. S-au variat două mărimi geometrice, precum și numărul $100 < Re < 1000$. Aceasta problemă a fost studiată și în lucrările [30,31,32,33,47,48].

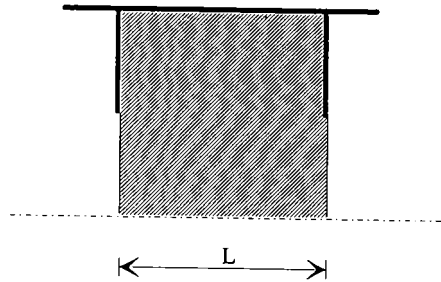


Figura 2.3.2 Secțiunea caracteristică

Rao N. s.a. [34] (fig. 2.3.1b) tratează curgerea aerului peste un fascicul de țevi nervurate la exterior cu nervuri circumferențiale, și transferul termic, problema tratată și în [35,36,37,38,39]. Pentru o geometrie constantă a țevilor s-a variat $100 < Re < 1000$ precum și numărul Pr . S-au obținut performanțe termice precum și hidrodinamice, atât pentru țevi nervurate cât și pentru țevi fără nervuri.

Patankar S. V. s.a. [40] (fig. 2.3.1d) cercetează convecția forțată peste nervuri plane întrerupte și dispuse perpendicular pe direcția curgerii. S-au obținut performanțele hidrodinamice și termice pentru o singură geometrie și $100 < Re < 1000$.

Patankar S. V. s.a. [41] (fig. 2.3.1c) analizează convecția forțată peste nervuri plane întrerupte în direcția curgerii. Nervurile au în cazul acesta o grosime finită și s-a analizat influența acestora asupra performanțelor termice și hidrodinamice pentru $100 < Re < 2000$. Acest tip de curgere a fost analizat și în lucrările [42,43,44].

Rowley G. J. s.a. [45] (fig. 2.3.1f) cercetează o curgere forțată prin tuburi cu nervuri interioare circumferențiale. S-a urmărit influența pasului și a înălțimii nervurilor asupra performanțelor termice și hidrodinamice într-un regim laminar de curgere $100 < Re < 1000$.

Webb B. W. s.a. [46]. (fig. 2.3.1e) prezintă un studiu asupra curgerii forțate și schimbului de căldură prin canale cu nervuri dispuse în esichier. Se analizează influența pasului, înălțimii și a grosimii nervurii, precum și a naturii fluidului asupra performanțelor termice și hidrodinamice într-un regim de curgere laminar. Lucrarea reprezintă o variantă extinsă a lucrării [62].

2.3.2. Câmpul de viteze

În continuare, pentru a descrie un astfel de regim, se va lua în considerare exemplul curgerii printr-un canal cu nervuri numai pe o suprafață a acestuia (fig. 2.3.2). Dacă admitem două limite Y_1 și Y_2 și anume $Y_1 < y < Y_2$ pentru un canal cu o secțiune care variază periodic, putem scrie:

$$Y_1(x) = Y_1(x + L) = Y_1(x + 2L) = \dots = Y_1(x + nL) \quad (2.3.1)$$

$$Y_2(x) = Y_2(x + L) = Y_2(x + 2L) = \dots = Y_2(x + nL) \quad (2.3.2)$$

La o distanță suficient de mare de la intrarea în tub, câmpul de viteze obține o comportare periodică, adică se repetă periodic într-o succesiune de secțiuni care sunt la o distanță L una față de alta, și anume:

$$u(x, y) = u(x + L, y) = u(x + 2L, y) = \dots = u(x + nL, y) \quad (2.3.3)$$

$$v(x, y) = v(x + L, y) = v(x + 2L, y) = \dots = v(x + nL, y) \quad (2.3.4)$$

Concluzia esențială care rezultă din relațiile (2.3.3) și (2.3.4) este că, indiferent de faptul că vitezele variază pe întreaga lungime a tubului, este suficient să analizăm numai câmpul de viteze într-o secțiune caracteristică. Mai departe, putem cerceta o astfel de curgere, fără a lua în considerare porțiunea de intrare.

Un alt câmp care necesită atenție este câmpul de presiuni. Considerând secțiunile la o distanță $x, x+L, x+2L, \dots, x+nL$, alura curbei de variație a presiunii $p(x, y) = f(y)$, în secțiunile respective este aceeași. Unica diferență constă în dispunerea acestora, una față de alta, la o aceeași distanță. Prin urmare se poate scrie:

$$p(x, y) - p(x + L, y) = p(x + L, y) - p(x + 2L, y) = \dots \quad (2.3.5)$$

Sau, raportat la lungimea canalului:

$$\frac{p(x, y) - p(x + L, y)}{L} = \beta \quad (2.3.6)$$

Prin divizarea câmpului de presiune în două componente obținem:

$$p(x, y) = \beta x + P(x, y) \quad (2.3.7)$$

Termenul βx reprezintă gradientul de presiune axial, iar $P(x, y)$ este o variație locală a presiunii. Aceasta variație din urmă se repetă periodic în fiecare dintre secțiuni caracteristice, și anume:

$$P(x, y) = P(x + L, y) = P(x + 2L, y) = \dots \quad (2.3.8)$$

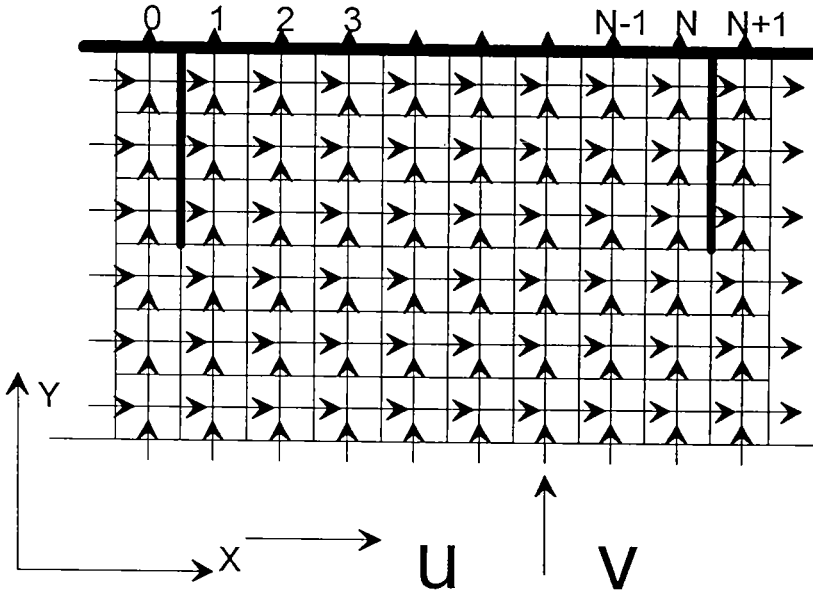


Figura 2.3.3 Grila pentru canal cu nervuri interioare circumferentiale

Conform prezentării anterioare, ecuația de continuitate, respectiv ecuațiile de mișcare a fluidelor vâscoase devin:

$$\rho \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = \beta - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \quad (2.3.9)$$

$$\rho \left[u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right] = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \quad (2.3.10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.3.11)$$

2.3.3. Câmpul de temperaturi

Regimul dezvoltat, periodic, din punct de vedere termic, pentru o condiție limită termică care se repetă modular, se poate urmări prin câmpul de temperaturi într-o succesiune de secțiuni $x, x+L, x+2L, \dots$. Profilele variațiilor de temperaturi sunt aceleași și dispuse unul față de altul la

o aceeași distanță. Prin urmare rezulta:

$$T(x+L, y) - T(x, y) = T(x+2L, y) - T(x+L, y) = \dots \quad (2.3.12)$$

Având în vedere relația de mai sus se poate scrie:

$$\frac{T(x+L, y) - T(x, y)}{L} = \gamma \quad (2.3.13)$$

Iar pe de altă parte:

$$\gamma = \frac{Q}{mc_p L} \quad (2.3.14)$$

unde Q este fluxul termic transmis fluidului într-o secțiune caracteristică de lungime L .

Prin urmare, câmpul de temperaturi poate fi descompus în două componente, și anume:

$$T(x, y) = \gamma x + T'(x, y) \quad (2.3.15)$$

Mai departe T' se repetă periodic:

$$T'(x, y) = T'(x+L, y) = T'(x+2L, y) = \dots \quad (2.3.16)$$

Prin urmare ecuația de conservare a energiei termice devine:

$$\rho c_p \left[u \frac{\partial T'}{\partial x} + v \frac{\partial T'}{\partial y} \right] = -\rho c_p u \gamma + \lambda \left[\frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial y^2} \right] \quad (2.3.17)$$

Dacă q este densitatea fluxului termic local condiția limită termică devine:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \gamma \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial T'}{\partial n} = -\frac{q}{k} \quad (2.3.18)$$

unde n este vectorul perpendicular pe suprafața canalului, iar în cazul suprafețelor de simetrie:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \gamma \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial T'}{\partial n} = 0 \quad (2.3.19)$$

Ecuația (2.3.17) cu condițiile limită termice (2.3.18) și (2.3.19) reprezintă, din punct de vedere matematic o problemă definită.

2.3.4. Algoritmul de solutionare al ecuatiilor fundamentale

în regimul periodic

Ecuatiile (2.3.9) - (2.3.11) reprezinta un sistem de ecuatii "cuplat", cu marimi necunoscute $u(x,y)$, $v(x,y)$ si $p(x,y)$. Marimea b poate fi aleasa în mod arbitrar, si anume pentru o anumita valoare a acesteia rezulta un anumit debit sau *Re*. Pe cele doua granite ale domeniului de solutionare, în amonte si respectiv în aval, conditia de periodicitate este:

$$\phi(x^+, y) = \phi(x^+ + L, y), \phi = u, v, P, T' \quad (2.3.20)$$

Prin aceasta din urma separam domeniul de solutionare, pe de o parte, de restul domeniului de curgere, iar pe de alta parte, de portiunea de intrare. Pentru cazul curgerii prin tuburi, conditiile limita sunt dupa cum urmeaza:

- pentru suprafetele solide

$$u = v = 0 \quad (2.3.21a)$$

- pentru suprafetele de simetrie

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, v = 0 \quad (2.3.21b)$$

Intrucât nu se cunosc în mod explicit conditiile limita la intrare, respectiv la iesire din domeniul de solutionare, asupra sistemului de ecuatii (2.3.9) - (2.3.11), împreuna cu conditia limita (2.3.20) nu se poate aplica metoda de solutionare "TDMA obisnuit". Pentru a rezolva aceasta problema, metoda de solutionare TDMA, trebuie revizuita (fig. 2.3.4).

In primul rând, construim o grila pe domeniul de solutionare, cu $i = 1, N$ si $j = 1, K$ în directiile x respectiv y . Pentru sectiunea de intrare, respectiv iesire din domeniul avem:

$$\phi_{0,j} = \phi_{N-1,j}; \phi_{1,j} = \phi_{N,j}; \phi_{2,j} = \phi_{N+1,j} \quad (2.3.22)$$

pentru $\phi = u, v, p, T$

Din relatia (2.3.22) se poate observa ca ecuatiile algebrice pentru linia $i = 1$ sunt identice cu cele pentru linia $i = N$.

Prin urmare domeniul de solutionare acopera sectiunea dintre liniile $i = 1$ si $i = N-1$. Mai departe ecuatiile pentru $i = 1$ contin termeni $\phi_{N-1,j}$ iar cei pentru $i = N-1$ termeni $\phi_{1,j}$. Rezulta ca numarul marimilor necunoscute va fi egal cu numarul ecuatiilor.

Algoritmul care rezolva un astfel sistem de ecuatii se numeste TDMA-circular si se poate gasi si în literatura de specialitate [5]. In continuare va fi prezentata aceasta metoda.

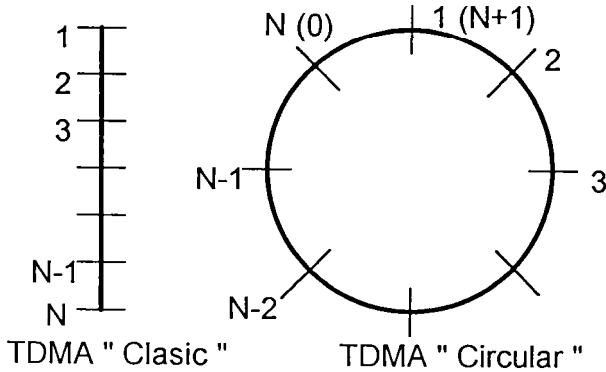


Figura 2.3.4. Modelul *TDMA* pentru rezolvarea ecuatiilor algebrice

Având în vedere ca fiecare ecuație din nodul i, j conține termeni $\phi_{i,j}$ și $\phi_{i+1,j}$, ideea principală a lui *TDMA* constă în parcurgerea domeniului de la un capăt la altul. Deci $\phi_{i,j}$ se poate exprima în funcție de $\phi_{i+1,j}$, iar în nodul N $\phi_{N,j} = Q_{N,j}$ (unde $Q_{N,j}$ este o constantă). Prin traversarea în sens opus obținem valorile lui $\phi_{i,j}$ în nodurile $i = N-1, N-2, \dots, 2, 1$.

În cazul curegerii periodice, la intrarea și ieșirea din domeniul considerat ($i = 1$, respectiv $i = N$), sunt valabile condițiile de periodicitate (2.3.20). Deci traversând de la $i = 1$ la $i = N$, în acesta din urma obținem $\phi_{0(N),j} = \phi_{1(N+1),j}$. Traversând în sens opus de la $i = N$ la $i = 1$ în acesta din urma obținem $\phi_{i,j} = f(B1, A1)$ ($A1, B1 = \text{const}$). În ultima trecere $i = 2, N$ obținem valorile lui ϕ în fiecare dintre nodurile. Fata de *TDMA-ul* obisnuit unde avem doua traversari, aici este necesara înca una.

Ecuatia algebrica obtinuta în urma discretizarii este:

$$a_i \phi_i = c_i \phi_{i-1} + b_i \phi_{i+1} + d_i \quad (2.3.23)$$

Prin divizare cu a_i se obtine:

$$\phi_i = R_i \phi_0 + P_i \phi_{i+1} + Q_i \quad (2.3.24)$$

iar pentru $i - 1$ rezulta:

$$\phi_{i-1} = R_{i-1} \phi_0 + P_{i-1} \phi_i + Q_{i-1} \quad (2.3.25)$$

Înlocuind relatia (2.3.25) în relatia (2.3.23) se obtine:

$$a_i \phi_i = c_i (R_{i-1} \phi_0 + P_{i-1} \phi_i + Q_{i-1}) + b_i \phi_{i+1} + d_i \quad (2.3.26)$$

Prin transformari se obtine:

$$(a_i - c_i P_{i-1}) \phi_i = c_i R_{i-1} \phi_0 + b_i \phi_{i+1} + c_i Q_{i-1} + d_i \quad (2.3.27)$$

Adica în forma finala:

$$\phi_i = \frac{c_i R_{i-1}}{a_i - c_i P_{i-1}} \phi_0 + \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \phi_{i+1} + \frac{c_i Q_{i-1} + d_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \quad (2.3.28)$$

Prin similitudine cu relatia (2.3.24) rezulta:

$$R_i = \frac{c_i R_{i-1}}{a_i - c_i P_{i-1}}; P_i = \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}}; Q_i = \frac{c_i Q_{i-1} + d_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \quad (2.3.29)$$

Initierea coeficientilor se face prin:

$$R_1 = \frac{c_1}{a_1}; P_1 = \frac{b_1}{a_1}; Q_1 = \frac{d_1}{a_1} \quad (2.3.30)$$

In nodul N obtinem o relatie în forma urmatoare:

$$\phi_{0(N)} = A_{0(N)} \phi_1 + B_{0(N)} \quad (2.3.31)$$

unde:

$$A_N = \frac{b_N}{a_N - c_N (P_{N-1} + R_{N-1})}; B_N = \frac{c_N Q_{N-1} + d_N}{a_N - c_N (P_{N-1} + R_{N-1})} \quad (2.3.32)$$

Inlocuind (2.3.31) în (2.3.25) rezulta:

$$\phi_{i-1} = R_{i-1} (A_0 \phi_1 + B_0) + P_{i-1} (A_i \phi_1 + B_i) + Q_{i-1} \quad (2.3.33)$$

Prin gruparea termenilor se obtine:

$$\phi_{i-1} = (R_{i-1} A_0 + P_{i-1} A_i) \phi_1 + (R_{i-1} B_0 + P_{i-1} B_i + Q_{i-1}) \quad (2.3.34)$$

sau în nodul urmator:

$$\phi_i = (R_i A_0 + P_i A_{i+1}) \phi_1 + (R_i B_0 + P_i B_{i+1} + Q_i) \quad (2.3.35)$$

Comparând relatia (2.3.35) cu (2.3.31) rezulta:

$$A_i = R_i A_0 + P_i A_{i+1} \quad (2.3.36a)$$

$$B_i = R_i B_0 + P_i B_{i+1} + Q_i \quad (2.3.36b)$$

Prin înlocuiri succesive de la $i = N-1, \dots, 1$ în nodul $i = 1$ se obtine:

$$\phi_1 = \frac{B_1}{1 - A_1} \quad (2.3.37)$$

In ultima traversare pentru $i = 2, N$ folosim relatia:

$$\phi_i = A_i \phi_1 + B_i \quad (2.3.38)$$

3. Analiza numerica a transferului termic la curgerea prin tuburi si canale simple

In continuare se vor prezenta rezultatele obtinute in urma rularii programelor de calcul pentru curgerea laminara prin tuburi si canale simple. Presumptiile care s-au adoptat pentru toate cazurile cercetate sunt dupa cum urmeaza:

- regimul de curgere laminar si stationar;
- fluidul se considera incompresibil;
- proprietatile fluidului sunt constante;
- se neglijeaza lucrul mecanic disipativ;

De asemenea se iau in considerare si toate prezumtiile legate de curgerea in stratul limita tridimensional, prezentate in captioulul anterior. Programele de calcul s-au intocmit pentru curgerea prin tub simplu, tub inelar si canal dreptunghiular.

3.1 Tub simplu

3.1.1 Descrierea matematica a fenomenului

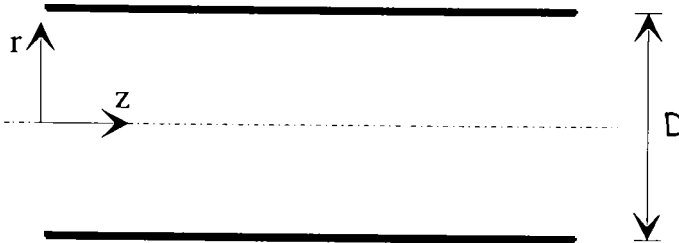


Figura 3.1 Tub simplu

Ecuatiile fundamentale care descriu acest tip de curgere sunt dupa cum urmeaza:

- ecuatia de continuitate:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \cdot v)}{\partial r} = 0 \quad (3.1.1)$$

- ecuatia de miscare a fluidelor viscoase:

$$\rho \cdot \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{dp}{dz} + \eta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (3.1.2)$$

•ecuatia de conservare a energiei termice:

$$\rho \cdot c_p \cdot \left(v \frac{\partial}{\partial r} + u \frac{\partial}{\partial z^*} \right) = \lambda \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad (3.1.3)$$

Prin introducerea marimilor adimensionale:

•marimile geometrice:

$$R = \frac{r}{D} ; z^* = \frac{z}{D \cdot Re} ; z^* = \frac{z}{D \cdot Re \cdot Pr} \quad (3.1.4)$$

•marimile legate de campul de viteze:

$$V = \frac{v \cdot D}{\nu} ; U = \frac{u}{u_0} ; P = \frac{p}{\rho \cdot u_0^2} \quad (3.1.5)$$

•marimile legate de campul de temperaturi:

$$\theta_{H1} = \frac{t - t_i}{q / \lambda} ; \theta_r = \frac{t - t_i}{t_p - t_i} \quad (3.1.6)$$

ecuatile 3.1.1. - 3.1.3 devin:

•ecuatia de continuitate:

$$\frac{\partial U}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R \cdot V)}{\partial R} = 0 \quad (3.1.7)$$

•ecuatia de miscare a fluidelor viscoase:

$$V \frac{\partial U}{\partial R} + U \frac{\partial U}{\partial z^*} = -\frac{dP}{dz^*} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \quad (3.1.8)$$

•ecuatia de conservare a energiei termice:

$$V \frac{\partial \theta}{\partial R} + U \frac{\partial \theta}{\partial z^*} = \frac{1}{Pr} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \quad (3.1.9)$$

Conditiiile limita care insotesc aceste ecuatii fundamentale sunt dupa cum urmeaza:

•pe suprafetele solide:

$$U = V = 0 \quad (0 < z^* < z_e^*, R = 0,5)$$

$$\theta_r = 1 ; \theta_{H1} = t_w \quad (0 < z^* < z_e^*, R = 0,5)$$

•pe axa tubului

$$V = 0 ; \frac{\partial U}{\partial R} = \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0$$

•la intrarea in tub:

$$U = 1 ; V = 0 \quad (z^* = 0, 0 < R < 0,5)$$

$\theta_r = \theta_{Hl} = 0$ ($Z^* = 0$, $0 < R < 0,5$, iar q din ecuatia 3.1.6 reprezinta fluxul de caldura transmis fluidului prin perete; valoarea acestuia este constanta de - a lungul tubului iar temperatura are o valoare constanta circumferential si variaza in directia curgerii).

• la iesirea din tub conform modelului parabolic de curgere (capitolul 2) nu avem nevoie de conditiile limita, astfel incat programul se opreste in momentul in care curgerea, respectiv transferul termic intra in regim dezvoltat (capitolul 1).

Analizand sus amintite conditiile limita impreuna cu ecuatiile (3.1.7-3.1.9) rezulta ca acest tip de curgere si transfer termic este simetric fata de axa tubului, astfel incat este suficient sa urmarim numai o jumatate din sectiunea tubului ($0 < R < 1$).

3.1.2. Detalii de programare

Ecuatiile 3.1.7 - 3.1.9 au fost discretizate conform modelului *power - law*, iar ecuatiile algebrice rezultate in urma discretizarii au fost solutionate prin metoda *linie dupa linie*. Ca urmare a simplificarii geometrice prin care urmarim numai o sectiune longitudinala a tubului, problema se resuma la o succesiune de sectiuni unidimensionale. Prin urmare campul de viteze laterale se obtine prin ecuatia de continuitate. De aceea cunoasterea campului de presiune pe sectiune numai este indispensabila.

Pentru a sesiza variatiile de viteze si temperatura din portiunea initiala a tubului, grila variabila a fost conceputa astfel incat densitatea nodurilor sa fie mai mare in straturile adiacente peretelui si anume:

$$\phi_i = \left(\frac{i-1}{N} \right)^m \quad (3.1.10)$$

unde ϕ reprezinta distanta de la centrul tubului pana la nodul respectiv.

Pasul axial s-a majorat cu 10% in urma fiecarei sectiuni, si anume:

$$\Delta z_{j+1} = 1,1 \cdot \Delta z_j \quad (3.1.11)$$

In urma incercarilor efectuate pentru mai multe grile, s-a decis folosirea retelei de 600 de noduri in directia radiala, precum si folosirea coeficientului de expansiune $m = 1,5$. Rularea programului a fost organizata astfel incat in momentul in care se obtine campul de viteze stabilizat, cu acest camp din urma se continue calculul pentru obtinerea campului de temperaturi stabilizat. In privinta criteriilor de convergenta acestea sunt dupa cum urmeaza:

$$\left| \alpha_p \phi_p - \sum \alpha_{nb} \phi_{nb} + b \right| < 10^{-6}, \text{ pentru } \phi = U, \theta \quad (3.1.12)$$

3.1.3 Domeniul stabilizat al curgerii si al transferului termic

Acest domeniu este caracterizat prin urmatoarele conditii pentru:

•campul de viteze:

$$V = 0 \quad (3.1.14a)$$

$$\frac{dU}{dZ^*} = 0 \quad (3.1.14b)$$

•campul de temperaturi:

$$\frac{t - t_p}{t_b - t_p} = const. \quad (3.1.14c)$$

sau:

$$\frac{d(f Re)}{dZ^*} = 0 \quad (3.1.14d)$$

$$\frac{d(Nu)}{dZ^*} = 0 \quad (3.1.14e)$$

Rezultatele privind aceasta portiune de curgere si transfer sunt trecute in tabelul III.1.

Tabelul III.1 Valroile obtinute pentru regimul stabilizat de curgere

	Valorile stabilizate	Lungimile de stabilizare l/DRe respectiv $l/DRePr$
fRe_{st}	64	0,072
Nu_{Tst}	4,36	0,080
Nu_{H1st}	3,66	0,073

3.1.4 Parametri hidrodinamici

Folosind gradientul de presiune dp/dz se poate defini coeficientul de frecare local:

$$f = \frac{\left(-\frac{dp}{dz}\right) \cdot D}{\frac{\rho \cdot u_0^2}{2}} \quad (3.1.15)$$

unde u_0 este viteza de la intrare in tub.

Avand in vedere marimile geometrice adimensionale 3.1.4, performantele hidrodinamice se pot evalua folosind urmatoarea relatie adimensionala:

$$f Re = 2 \cdot \frac{dP}{dZ^*} \quad (3.1.16)$$

Rezultatele hidrodinamice in forma variatei produsului fRe in functie de pasul axial adimensional Z^* sunt prezentate in figura 3.1.2.

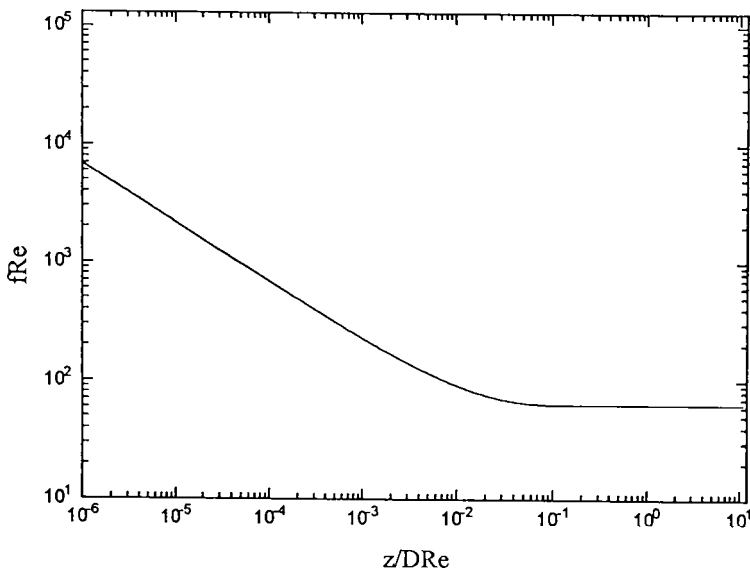


Figura 3.1.2. Variatia produsului fRe in functie de pasul axial adimensional

Diferenta de presiune curenta este:

$$\Delta p(z) = p_i - p(z) \quad (3.1.17)$$

Totodata caderea de presiune axiala se poate exprima si ca o suma a doua caderi de presiune si anume, caderea de presiune in cazul in care regimul hidraulic ar fi stabilizat din sectiunea de intrare in tub, respectiv caderea de presiune suplimentara, datorita efectelor de stabilizare hidraulica, si anume [49]:

$$\frac{\Delta p(z)}{\rho \cdot u_0^2} = \frac{\Delta p(z)_{st}}{\rho \cdot u_0^2} + I(z) \quad (3.1.18)$$

unde $I(z)$ reprezinta caderea de presiune suplimentara, sau in forma adimensionala:

$$I(z) = \frac{P_0 - P_z}{\frac{\rho \cdot u_0^2}{2}} - f \operatorname{Re}_{st} \cdot \frac{z}{D \cdot \operatorname{Re}} \quad (3.1.19)$$

In figura 3.1.3 sunt prezentate variatiile gradientului de presiune axial de - a lungul tubului in cazul in care curgerea este in regim de stabilizare respectiv regim stabilizat. Se poate observa o majorare a gradientului de presiune axial pentru cergerea in regim de stabilizare, fata de cea stabilizata pana la o diferenta constanta dintre aceste doua curbe. Variatia acestei caderi de presiune suplimentare datorita efectelor de stabilizare hidrodinamice $I(z)$ in functie de pasul axial adimensional este prezentata in figura 3.1.4. Valoarea lui $I(z)_{st}$ in regimul stabilizat de curgere este de $I(z)_{st} = 1,231$. Se observa ca in regimul hidrodinamic stabilizat, la fel ca si produsul fRe , si caderea de presiune suplimentara atinge o valoare constanta.

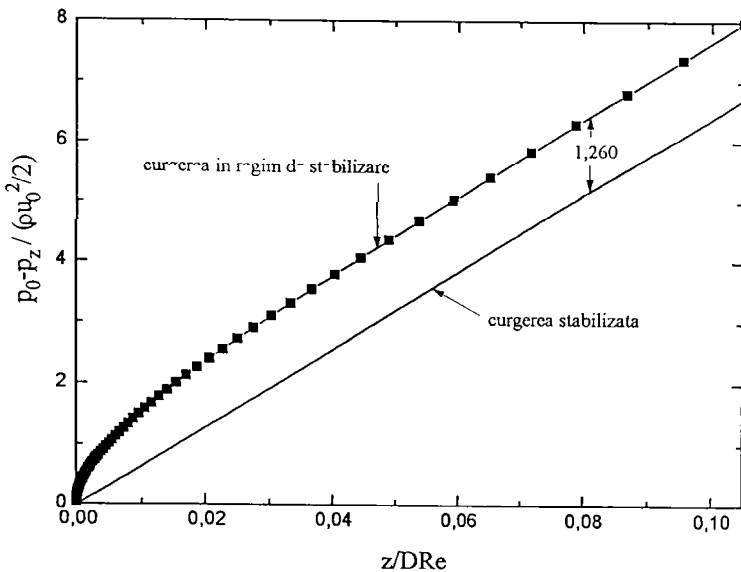


Figura 3.1.3. Variatia caderii de presiune axiale

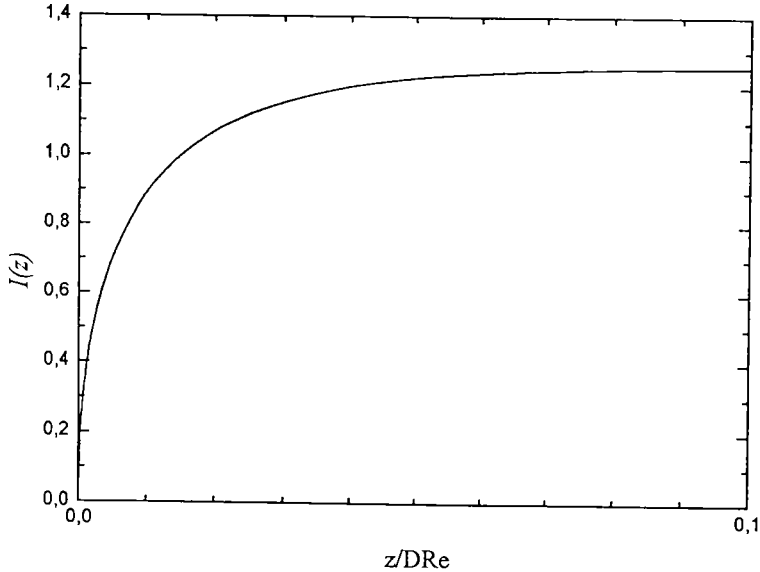


Figura 3.1.4. Variatia caderii de presiune suplimentare in functie de pasul axial

3.1.5. Parametri termici pentru conditia limita termica HI

Aceasta conditie limita termica corespunde cazului in care fluxul trasmis prin perete are o valoare constanta de-a lungul tubului, iar temperatura peretelui variaza linear in directia curgerii, si are o valoare constanta circumferential. Avand in vedere ca temperatura peretelui nu este definita explicit, aceasta se obtine in mod iterativ pe baza bilantului termic pe sectiune. Temperatura medie masica in fiecare sectiune este definita prin relatia:

$$t_b = t_i + \frac{Q' \cdot z}{m \cdot c_p} \quad (3.1.20)$$

unde:

$$m = \int_A \rho \cdot u \cdot dA = const. \quad (3.1.21)$$

iar Q' este caldura introdusa pe unitatea de lungime a tubului.

Totodata temperatura medie masica este definita ca:

$$t_b = \frac{\int_A \rho \cdot u \cdot t \cdot dA}{\int_A \rho \cdot u \cdot dA} \quad (3.1.22)$$

iar avand in vedere relatiile 3.1.4 - 3.1.6, forma adimensionala a acestei ecuatii devine:

$$\theta_b = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Z^*}{Pr} \quad (3.1.23)$$

Valoarea temperaturii peretelui t_w cu care incepem iteratia urmatoare este:

$$t_p^{k+1} = t_p^k \cdot \frac{t_b}{t_b^k} \quad (3.1.24)$$

Procesul iterativ se intrerupe in momentul in care $t_b^k = t_b^{k+1}$, iar $t_p^k = t_p^{k+1}$. Criteriul Nu pentru aceasta conditie limita termica este definit prin relatia:

$$Nu_{H1} = \frac{\frac{Q'}{D\pi}}{(t_p - t_b)} \cdot \frac{D}{\lambda} \quad (3.1.25)$$

sau in forma adimensionala:

$$Nu_{H1} = \frac{1}{\pi \cdot (\theta_p - \theta_b)} \quad (3.1.26)$$

Variatia criteriului Nu in functie de pasul axial Z^* si mai multe valori ale criteriului Pr se prezinta in figura 3.1.5.

3.1.6 Parametri termici pentru conditia limita termica T

Conditia limita termica T corespunde cazului in care temperatura peretelui este constanta, atat axial cat si circumferential. In cazul in care gradientul fluxului de caldura pe o portiune dz este de dQ/dz , criteriul Nu se defineste prin relatia:

$$Nu_T = \frac{\frac{dQ/dz}{D \cdot \pi}}{t_p - t_b} \cdot \frac{D}{\lambda} \quad (3.1.27)$$

sau in forma adimensionala:

$$Nu_T = \frac{Pr}{4 \cdot dZ^*} \cdot \frac{\theta_{b,j} - \theta_{b,j-1}}{1 - \theta_{b,j}}, \text{ unde } j \text{ este sectiunea curenta.} \quad (3.1.28)$$

Variatia criteriului Nu in functie de pasul axial si pentru diferite valori ale criteriului Pr este prezentata in figura 3.1.6.

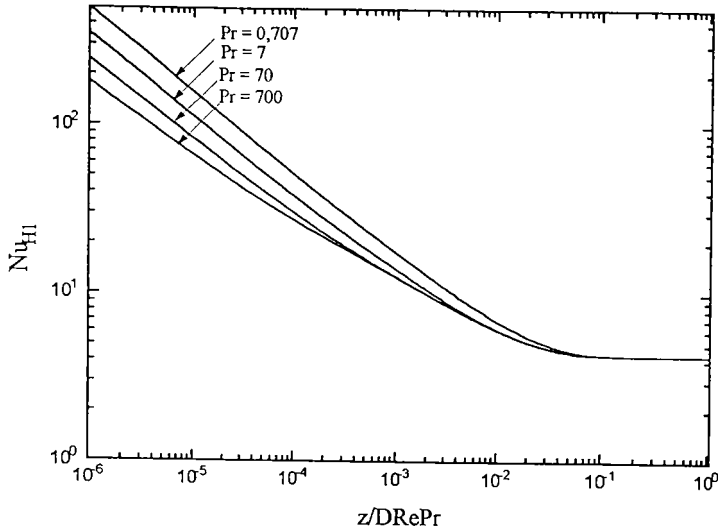


Figura 3.1.5 Variatia criteriului Nu pentru conditia limita termica HI

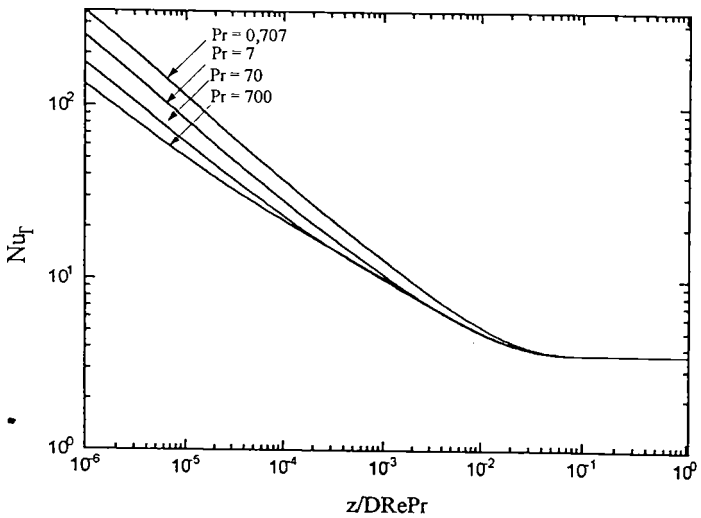


Figura 3.1.6 Variatia criteriului Nu pentru conditia limita termica T

3.2. Tub inelar

3.2.1. Descrierea matematica a fenomenului

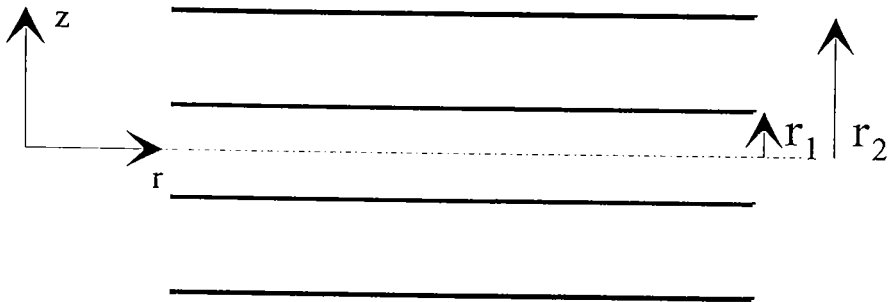


Figura 3.2.1 Tub inelar

Ecuatiile fundamentale in forma adimensionala, care descriu acest tip de curgere sunt cele prezentate in capitolul anterior (ec. 3.1.1 - 3.1.3), iar marimile adimensionale care intervin in aceste ecuatii si sunt diferite fata de cele prezentate anterior, si anume:

$$R = \frac{r}{r_2} ; z^* = \frac{z}{r_2 \cdot Re} ; z^* = \frac{z}{r_2 \cdot Re \cdot Pr} ; V = \frac{v \cdot r_2}{\nu} \quad (3.1.29)$$

iar coditiile limita termice care insotesc aceste ecuatii sunt dupa cum urmeaza:

•pe suprafetele solide:

$$U = V = 0 \quad (0 < Z^* < Z_e^* , R = r_1 / r_2 \text{ si } R = 1)$$

$$\theta_T = 1 ; \theta_{HI} = t_w \quad (0 < Z^* < Z_e^* , R = r_1 / r_2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \quad (0 < Z^* < Z_e^* , R = 1) , \text{ suprafata tubului exterior este izolata.}$$

•la intrarea in tub:

$$U = 1 ; V = 0 \quad (Z^* = 0 , r_1 / r_2 \leq R \leq 1)$$

$$\theta_T = \theta_{HI} = 0 \quad (Z^* = 0 , r_1 / r_2 \leq R \leq 1)$$

La fel ca si in cazul curgerii printr-un tub simplu si aici este suficient sa urmarim numai o jumatate din sectiunea tubului ($r_1 / r_2 \leq R \leq 1$).

3.2.2. Detalii de programare

Similar ca si in cazul curgerii printr-un tub simplu, ecuatiile 3.1.7 - 3.1.9 au fost discretizate pe baza modelului de discretizare *power-law*, iar ecuatiile algebrice rezultate in urma discretizarii au fost solutionate prin metoda *linie dupa linie*. Ca urmare a simplificarii geometrice prin care

urmarim numai o sectiune longitudinala a tubului, problema se resuma la o succesiune de sectiuni unidimensionale. Prin urmare campul de viteze laterale se obtine prin ecuatia de continuitate. De aceea cunoasterea campului de presiune pe sectiune numai este indispensabila.

Grila care s-a folosit pentru incercarile este o grila uniforma de 800 de noduri in directia radiala, si cu un pas axial variabil. Pasul axial s-a majorat cu 10% in urma fiecarei sectiuni, si anume:

$$\Delta z_{j+1} = 1,1 \cdot \Delta z_j \quad (3.1.30)$$

Rularea programului a fost organizata astfel incat in momentul in care se obtine campul de viteze stabilizat, cu acest camp din urma se continue calculul pentru obtinerea campului de temperaturi stabilizat. In privinta criteriilor de convergenta acestea sunt dupa cum urmeaza:

$$\left| a_p \phi_p - \sum a_{nb} \phi_{nb} + b \right| < 10^{-6}, \text{ pentru } \phi = U, \theta \quad (3.1.31)$$

Folosind marimi adimensionale, prin urmare incecarile s-au efectuat pentru raportul diametrelor $r_1 / r_2 = 0,1 \dots 0,9$ si pentru $Pr = 0,707$.

3.2.3. Parametri hidrodinamici

Folosind gradientul de presiune dp/dz se poate defini coeficientul de frecare local:

$$f = \frac{\left(-\frac{dp}{dz} \right) \cdot D_h}{\frac{\rho \cdot u_0^2}{2}} \quad (3.1.32)$$

unde $D_h = 2 \cdot (r_2 - r_1)$ si $Re = u_0 D_h / \nu$

Avand in vedere, pe de o parte marimile geometrice adimensionale, iar pe de alta parte diametrul hidraulic, performantele hidrodinamice se pot evalua folosind urmatoarea relatie adimensionala:

$$f Re = 2 \cdot \frac{dP}{dZ^*} \cdot \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right)^2 \quad (3.1.33)$$

Rezultatele hidrodinamice in forma variatei produsului fRe in functie de pasul axial adimensional Z^* sunt prezentate in figura 3.2.2 si 3.2.3. Variatia gradientului de presiune axial de-a lungul tubului in raport cu caderea de presiune pentru curgerea stabilizata, s-a prezentat in figura 3.2.4.a-f, iar variatia caderii de presiune suplimentare in functie de pasul axial se prezinta in

figura 3.2.5. In tabelul III.2 sunt trecute valorile criteriilor fRe si Nu in regimul stabilizat de curgere, precum si valorile lungimilor de stabilizare.

Tabelul III.2

Raportul r_1/r_2	Valorile pentru regimul stabilizat			Lungimile de stabilizare		
	fRe	Nu_{HI}	Nu_T	$l_{hst}/D_h Re$	$l_{HIst}/D_h Re Pr$	$l_{Tst}/D_h Re Pr$
0,1	89,371	11,906	11,559	0,028	0,052	0,041
0,2	92,352	8,499	8,130	0,015	0,043	0,032
0,3	93,844	7,241	6,845	0,011	0,034	0,025
0,4	94,713	6,583	6,163	0,007	0,026	0,018
0,5	95,250	6,181	5,738	0,005	0,018	0,013
0,6	95,588	5,912	5,449	0,003	0,012	0,008
0,7	95,797	5,720	5,240	0,0017	0,007	0,005
0,8	95,920	5,578	5,082	0,0007	0,003	0,002
0,9	95,982	5,470	4,959	0,0002	0,0008	0,0005

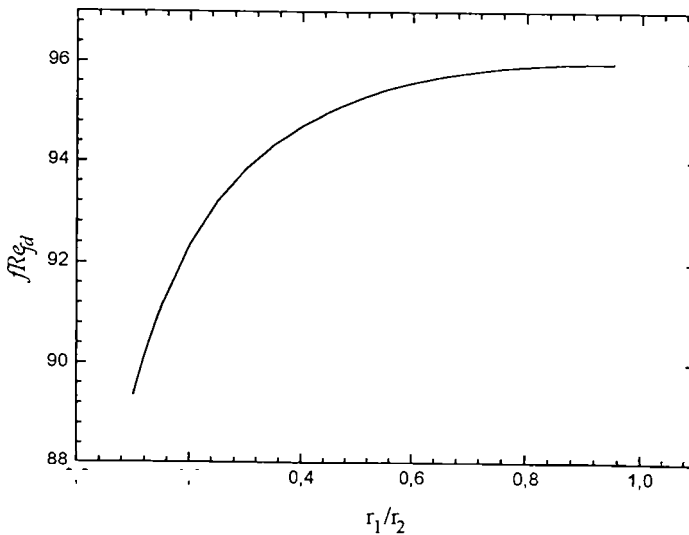


Figura 3.2.2. Variatia criteriului fRe in regimul stabilizat in functie de raportul r_1/r_2

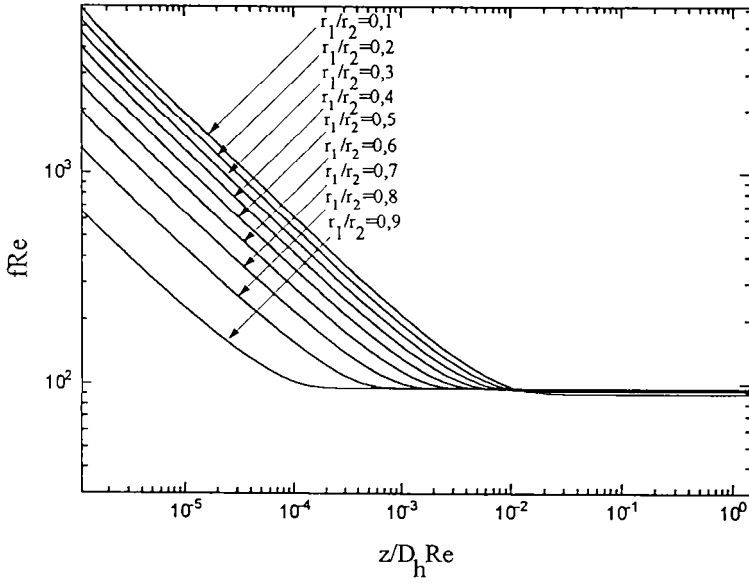


Figura 3.2.3. Variatia criteriului fRe in functie de pasul axial

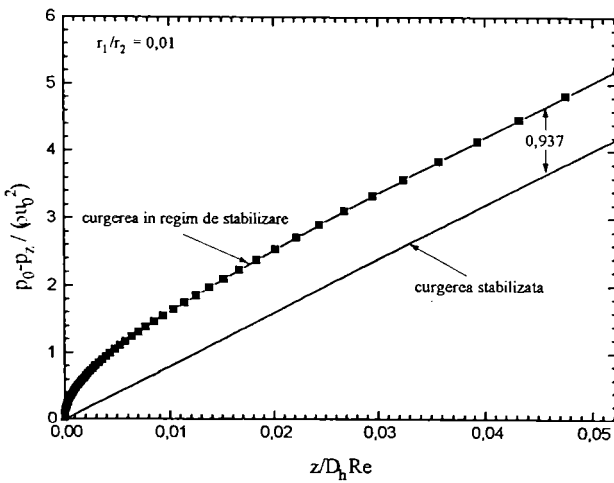


Figura 3.2.4.a Variatia comparativa a doua caderi de presiune pentru $r_1/r_2=0,01$

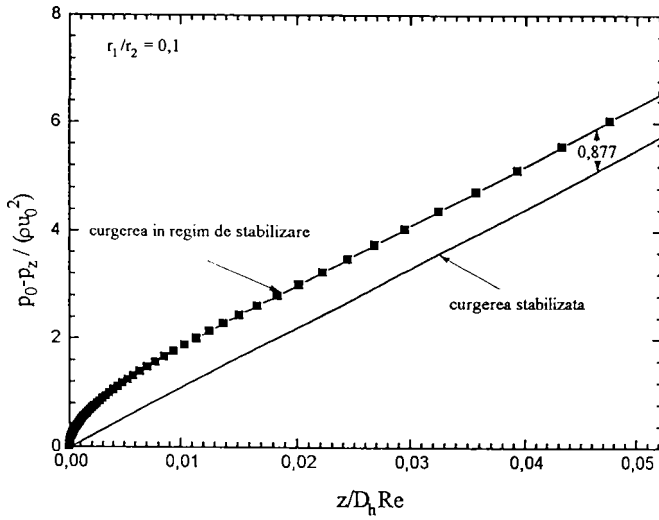


Figura 3.2.4.b Variatia comparativa a doua caderi de presiune pentru $r_1/r_2=0,1$

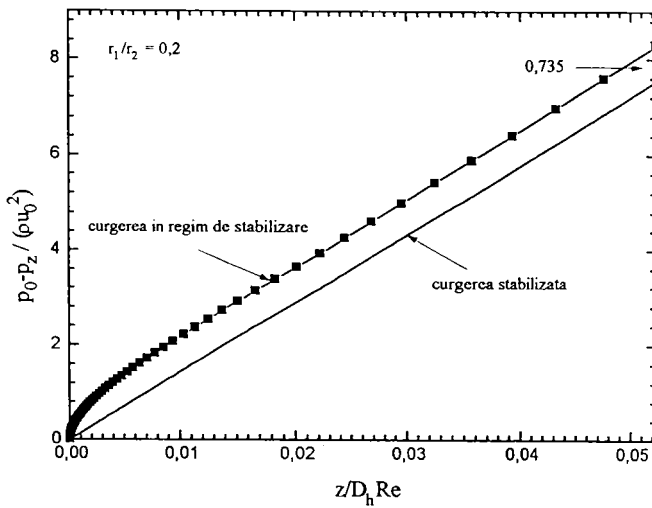


Figura 3.2.4.c Variatia comparativa a doua caderi de presiune pentru $r_1/r_2=0,2$

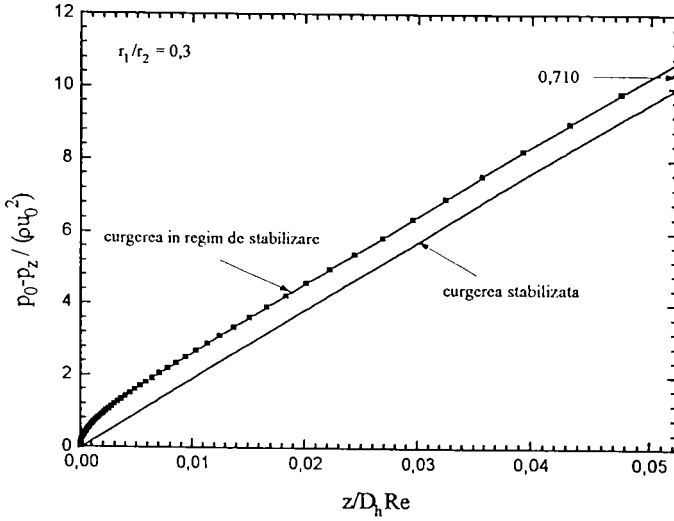


Figura 3.2.4.d Variatia comparativa a doua caderi de presiune pentru $r_1/r_2=0,3$

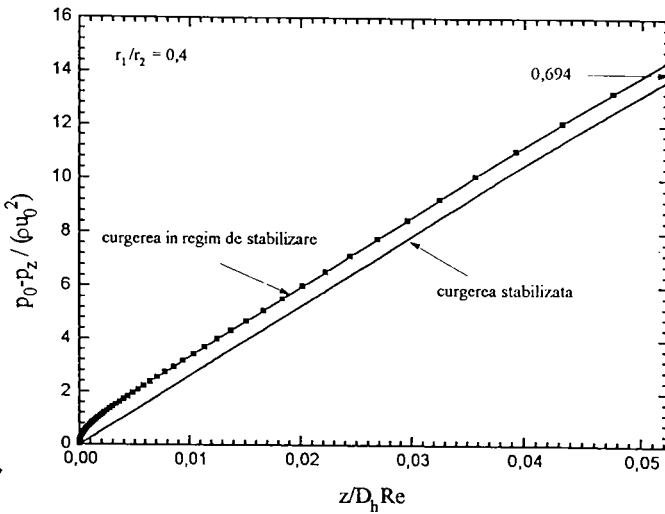


Figura 3.2.4.e Variatia comparativa a doua caderi de presiune pentru $r_1/r_2=0,4$

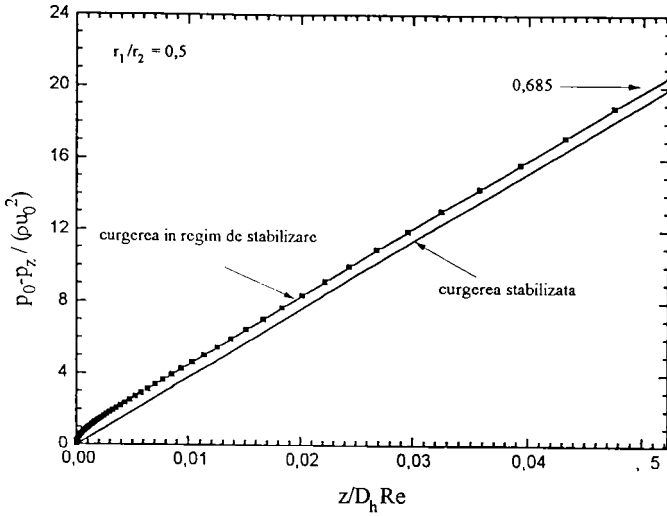


Figura 3.2.4.f Variatia comparativa a doua caderi de presiune pentru $r_1/r_2=0,5$

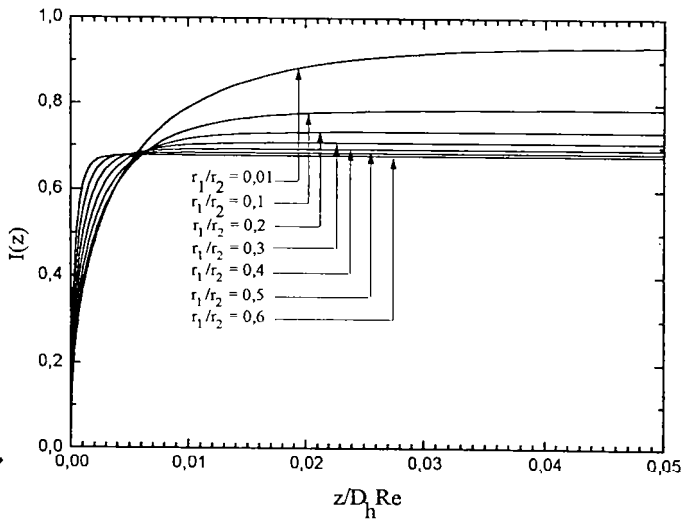


Figura 3.2.5. Variatia caderii de presiune suplimentare in functie de pasul axial

3.2.4. Parametri termici pentru conditia limita termica HI

Tot ceea ce s-a scris pentru curgerea printr-un tub simplu si referitor la aceasta conditie limita termica este valabil si pentru acest tip de curgere, prin urmare criteriul Nu in forma adimensionala este definit prin relatia:

$$Nu_{H1} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot (\theta_p - \theta_b)} \cdot \left(\frac{r_2}{r_1} - 1 \right) \quad (3.1.34)$$

Variatia criteriului Nu_{st} in functie de raportul diametrelor r_1/r_2 se prezinta in figura 3.2.6, iar variatia criteriului Nu in functie de pasul axial Z^+ si pentru $Pr = 0.707$ se prezinta in figura 3.2.7.

3.2.5. Parametri termici pentru conditia limita termica T

Criteriul Nu in forma adimensionala se defineste prin relatia:

$$Nu_T = \frac{Pr}{4 \cdot dZ^+} \cdot \left(\frac{r_2}{r_1} - \frac{r_1}{r_2} \right) \cdot \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right) \cdot \frac{\theta_{b,j} - \theta_{b,j-1}}{1 - \theta_{b,j}} \quad (3.1.35)$$

Variatia criteriului Nu in functie de pasul axial si pentru criteriul $Pr = 0,707$ este prezentata in figura 3.2.8.

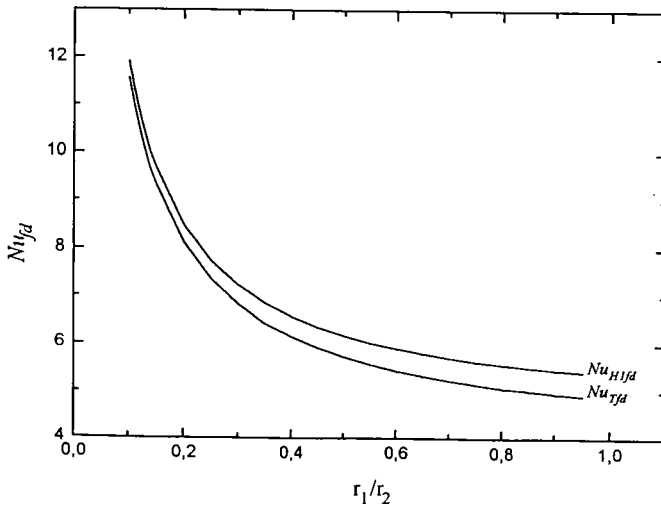


Figura 3.2.6. Variatia criteriului Nu in regimul stabilizat in functie de raportul r_1/r_2

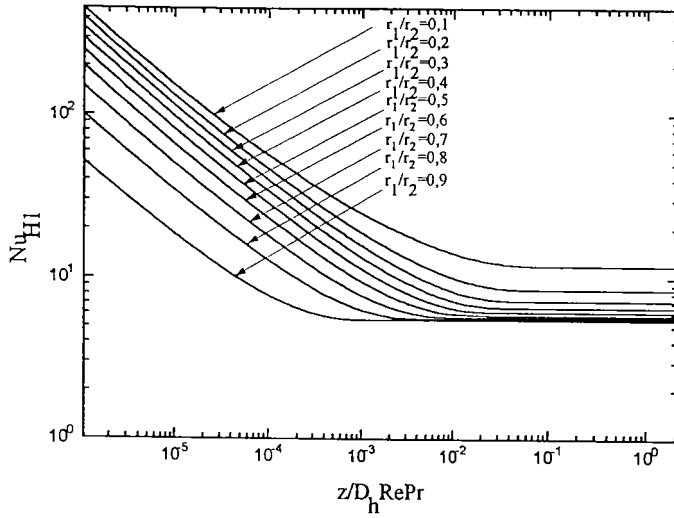


Figura 3.2.7. Variatia criteriului Nu_{HI} in functie de pasul axial

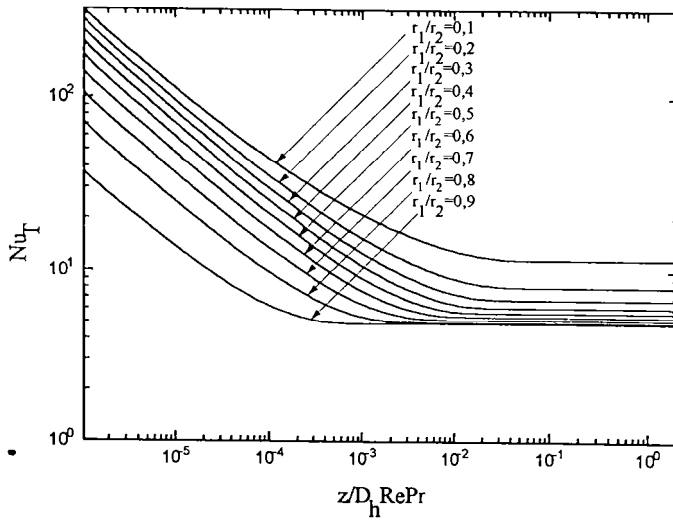


Figura 3.2.8. Variatia criteriului Nu_T in functie de pasul axial

3.3. Canal dreptunghiular

3.3.1. Descrierea matematică a fenomenului

Ecuațiile fundamentale care descriu acest tip de curgere sunt următoarele [51,52]:

• ecuația de continuitate

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3.1)$$

• ecuația de mișcare a fluidelor viscoase:

• în direcția x:

$$\rho \cdot \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.3.2)$$

• în direcția y:

$$\rho \cdot \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3.3.3)$$

• în direcția z:

$$\rho \cdot \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{dp}{dz} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (3.3.4)$$

• ecuația de conservare a energiei termice:

$$\rho \cdot c_p \cdot \left(u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + w \frac{\partial t}{\partial z} \right) = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) \quad (3.3.5)$$

Prin introducerea marimilor adimensionale:

$$X = \frac{x}{b} ; Y = \frac{y}{b} ; Z^* = \frac{z}{b \cdot Re} ; Z^+ = \frac{z}{b \cdot Re \cdot Pr} \quad (3.3.5)$$

• marimile legate de câmpul de viteze:

$$V = \frac{v \cdot b}{\nu} ; U = \frac{u \cdot b}{\nu} ; W = \frac{w}{w_0} ; \bar{P} = \frac{\bar{p}}{\rho \cdot u_0^2} ; P = \frac{p \cdot b^2}{\rho \cdot \nu^2} \quad (3.3.6)$$

• marimile legate de câmpul de temperaturi sunt la fel ca și 3.1.6

ecuațiile fundamentale 3.3.1 - 3.3.5 devin:

• ecuația de continuitate:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3.3.7)$$

•ecuatia de miscare a fluidelor viscoase:

• in directia x:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z^*} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \quad (3.3.8)$$

• in directia y:

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z^*} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \quad (3.3.9)$$

• in directia z:

$$U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z^*} = -\frac{dP}{dZ^*} + \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} \quad (3.3.10)$$

•ecuatia de conservare a energiei termice:

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z^*} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (3.3.11)$$

Conditiiile limita care insotesc aceste ecuatii fundamentale sunt dupa cum urmeaza:

•pe suprafetele solide:

$$U = V = 0 \quad (0 < Z^* \leq Z_e^*, X = 0 \text{ si } 1, Y = 0 \text{ si } h/b)$$

$$\theta_r = 1; \theta_{H1} = t_w \quad (0 < Z^* \leq Z_e^*, X = 0 \text{ si } 1, Y = 0 \text{ si } h/b)$$

•la intrarea in tub:

$$U = 1; V = 0 \quad (Z^* = 0, 0 \leq X \leq 1, 0 \leq Y \leq h/b)$$

$$\theta_r = \theta_{H1} = 0 \quad (Z^* = 0, 0 \leq X \leq 1, 0 \leq Y \leq h/b).$$

•la iesirea din tub conform modelului parabolic de curgere (capitolul 2) nu avem nevoie de conditiile limita, astfel incat programul se opreste in momentul in care curgerea, respectiv transferul termic intra in regim dezvoltat (capitolul 1).

De asemenea pentru acest tip de curgere se poate aplica criteriu de curgere simetrica. Prin urmare se poate urmarii numai un sfert din sectiunea de curgere (figura 3.3.1). In acest caz conditiile limita pentru suprafetele simetrice sunt dupa cum urmeaza:

•pentru suprafata X^+ :

$$V = 0; \frac{\partial U}{\partial X} = 0 \quad (3.3.12a)$$

•pentru suprafata Y^+ :

$$U = 0; \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (3.3.12b)$$

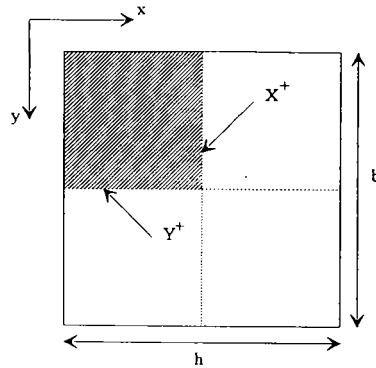


Figura 3.3.1 Secțiunea de curgere

3.3.2 Detalii de programare

Ecuatiile fundamentale 3.3.8 - 3.3.11, s-au discretizat cu modelul *power-law*, iar ecuațiile algebrice obținute în urma discretizării se rezolvă cu metoda *linie - după linie*. Solutionarea câmpului de presiune se obține prin metoda *SIMPLER*. Pentru a sesiza cât mai eficient gradientul de viteze din apropierea peretelui, s-a folosit o grila neuniformă cu coeficientul de expansiune $m=1,3$ (ecuația 3.1.10).

S-a adoptat un pas axial variabil, și anume:

$$\Delta z_{j+1} = 1,1 \cdot \Delta z_j \quad (3.3.13)$$

În privința coeficienților de subrelaxare, aceștia s-au folosit uneori pentru câmpul de viteze lateral, având valori de $\alpha_v = 0,5$ și $0,8$. Pentru anihilarea sursei de masă $b \leq 10^{-5}$, au fost suficiente maximum 10 iterații exterioare. Încercările s-au efectuat pentru două valori ale raportului $h/b=1$ și 2 , precum și pentru diferite valori ale criteriului *Pr*. Inițial s-a calculat câmpul de viteze, iar pe baza câmpului de viteze obținut a urmat solutionarea câmpului de temperatură pentru două condiții limită termice *T* și *HI*. Pentru câmpurile de viteze și temperatură s-au folosit următoarele criterii de convergență:

$$|a_p \phi_p - \sum a_{nb} \phi_{nb} + b| < 10^{-8}, \text{ pentru } \phi = U, V, W \text{ și } \theta \quad (3.314)$$

iar pentru câmpul de presiune:

$$|\phi_p^{k+1} - \phi_p^k| < 10^{-8}, \text{ unde } k \text{ este iterația curentă.} \quad (3.315)$$

3.2.3. Parametri hidrodinamici

Folosind gradientul de presiune dP/dZ^* se poate defini coeficientul de frecare local:

$$f = \frac{\left(-\frac{dP}{dz}\right) \cdot D_h}{\frac{\rho \cdot u_0^2}{2}} \quad (3.3.16)$$

unde:

$$D_h = \frac{4 \cdot S}{O} \quad (3.3.17)$$

S - Sectiunea de curgere

O - Perimetrul ud

Avand in vedere, pe de o parte marimile geometrice adimensionale, iar pe de alta parte diametrul hidraulic, performantele hidrodinamice se pot evalua folosind urmatoarea relatie adimensionala:

$$f Re = \frac{dP}{dZ^*} \cdot \left(2 \cdot \frac{h/b}{1+h/b}\right)^2 \quad (3.3.18)$$

Variatia produsului fRe in functie de pasul axial adimensional Z^* se prezinta in figura 3.3.2, iar variatia gradientului de presiune axial de-a lungul tubului si in raport cu caderea de presiune pentru curgerea stabilizata, s-a prezentat in figura 3.3.3.a-b, iar variatia caderii de presiune suplimentare in functie de pasul axial se prezinta in figura 3.3.4. In tabelul III.3 sunt trecute valorile criteriilor fRe si Nu in regimul stabilizat de curgere, precum si valorile lungimilor de stabilizare.

Tabelul III.3

Raportul	Valorile pentru regimul stabilizat			Lungimile de stabilizare		
	fRe	Nu_{HI}	Nu_T	$l_{st}/D_h Re$	$l_{HIst}/D_h Re Pr$	$l_{Tst}/D_h Re Pr$
1	56,4	3,6	2,97	0,053	0,0761	0,055
2	61,6	4,2	3,5	0,0767	0,101	0,0827

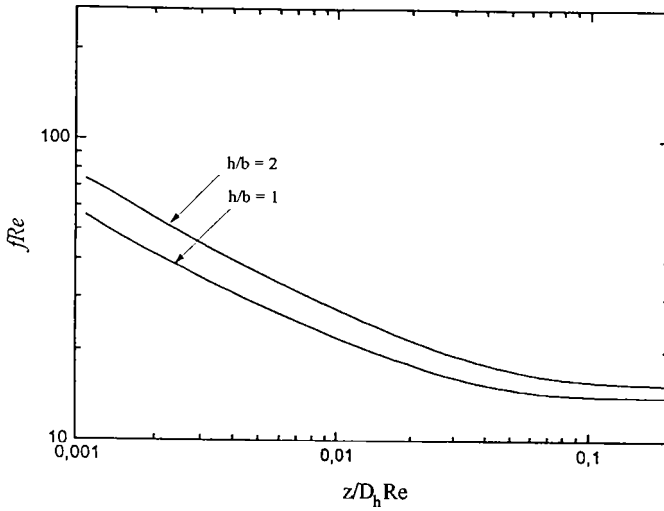


Figura 3.3.2 Variatia criteirului fRe in functie de pasul axial

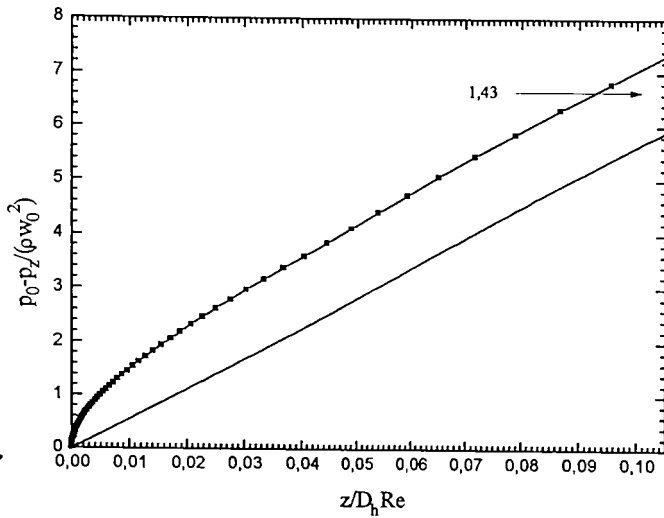


Figura 3.3.3 Variatia caderii de presiune axiale in functie de pasul axial pentru $h/b=1$

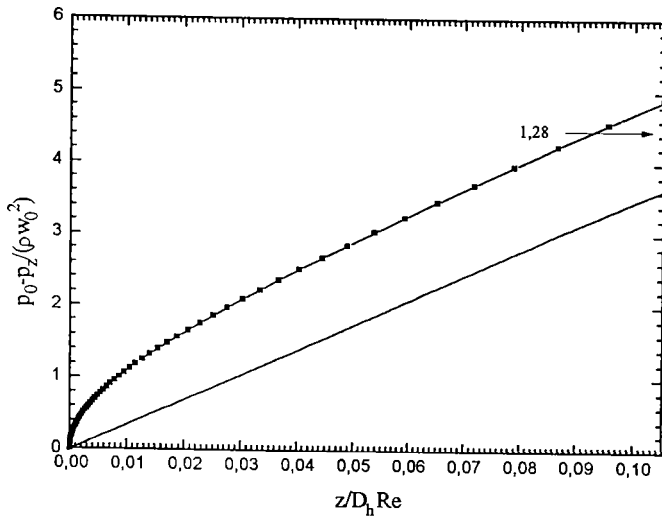


Figura 3.3.4 Variatia caderii de presiune axiale in functie de pasul axial pentru $h/b = 2$

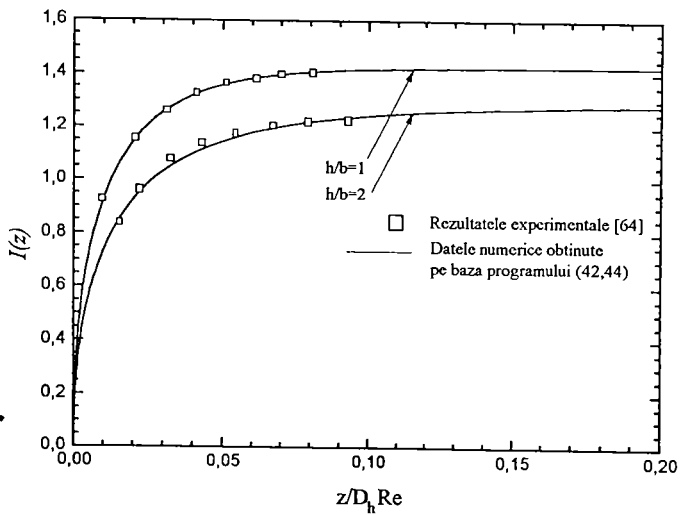


Figura 3.3.5 Variatia caderii de presiune suplimentare in functie de pasul axial

3.2.4. Parametri termici pentru conditia limita termica HI

Conform relatiilor din subcapitolul 3.1, criteriul Nu in forma adimensionala este definit prin relatia:

$$Nu_{HI} = \frac{1}{\theta_p - \theta_b} \cdot \frac{h/b}{(1+h/b)^2} \quad (3.3.19)$$

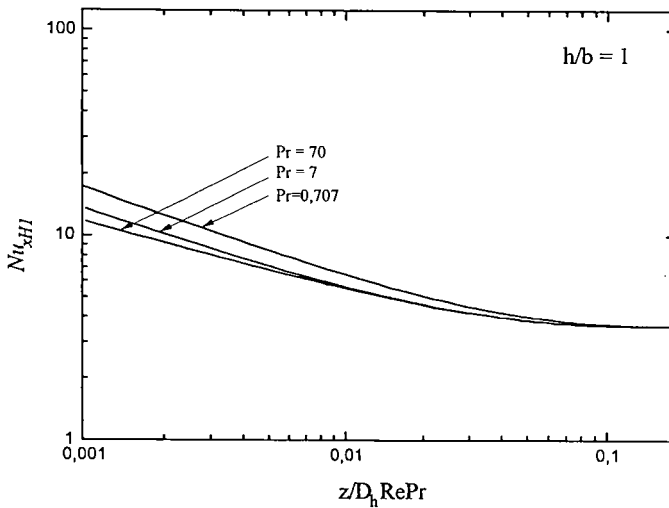
Variatia criteriului Nu in functie de pasul axial Z^+ si pentru $Pr = 0.707$; 7 si 70 se prezinta in figura 3.3.6a si 3.3.7a.

3.2.5. Parametri termici pentru conditia limita termica T

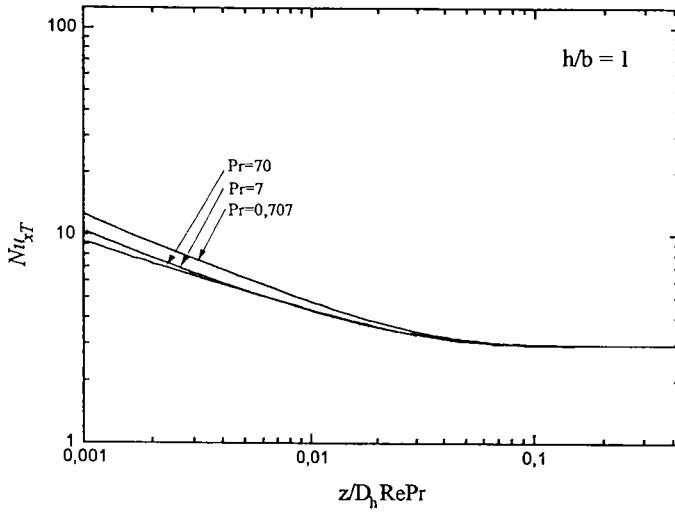
Criteriul Nu in forma adimensionala se defineste prin relatia:

$$Nu_T = \frac{Pr}{dZ^+} \cdot \frac{(h/b)^2}{(1+h/b)^2} \cdot \frac{\theta_{b,j} - \theta_{b,j-1}}{1 - \theta_{b,j}} \quad (3.3.20)$$

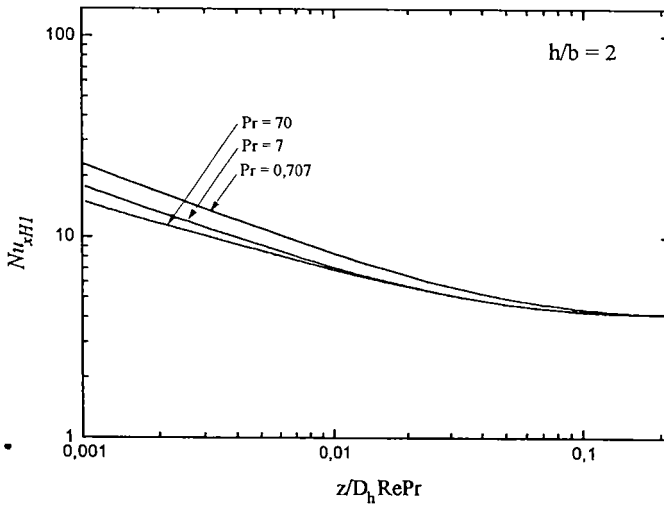
Variatia criteriului Nu in functie de pasul axial si pentru criteriul $Pr = 0,707$; 7 si 70 este prezentata in figura 3.3.6b si 3.3.7b.



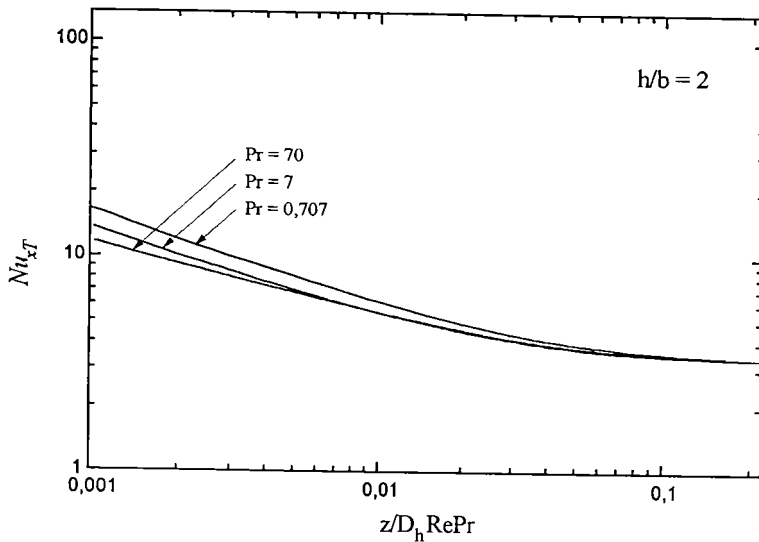
3.3.6a Variatia criteriului Nu_{xHI} in functie de pasul axial pentru $h/b=1$



3.3.6b Variatia criteriului Nu_{xT} in functie de pasul axial pentru $h/b = 1$



3.3.7a Variatia criteriului Nu_{xHI} in functie de pasul axial pentru $h/b = 2$



3.3.7b Variatia criteriului Nu_{xT} in functie de pasul axial pentru $h/b = 2$

3.4 Concluzii

Din diagramele prezentate se observa ca pe masura dezvoltarii stratului limita produsul fRe respectiv criteriul Nu scad, si se apropie asimptotic de o valoare constanta. Aceasta valoare a regimului stabilizat este in functie de forma spatiului prin care are loc curgerea si transferul termic. In cazul curgerii prin spatii inelare, din tabelul III.2 se observa ca pe masura micșorării spatiului de curgere (majorarea raportului r_1 / r_2), lungimile de stabilizare scad, iar valorile lui fRe si Nu cresc. Aceasta observatie este in concordanta cu definitia lungimii de stabilizare in regimul laminar, si anume lungimea de stabilizare este lungimea parcursa de fluid de la intrare pana in sectiunea in care stratul limita (termic sau hidrodinamic) ocupa intreaga sectiune. Aceasi constatare este valabila si in cazul caderilor de preiune suplimentare.

De asemenea, in privinta conditiei limita termice se observa valori mai mari la criteriul Nu pentru conditia limita termica HI (fluxul transmis prin perete este constant, atat circumferential cat si axial), decat pentru conditia limita termica T (temperatura transmisa prin perete este

constanta axial si circumferential). Referitor la influenta criteriului Pr asupra schimbului de caldura se constata o majorare a criteriului Nu cu cresterea criteriului Pr .

Totodata valorile criteriilor fRe , Nu_{xT} si Nu_{xHI} in regim stabilizat, sunt comparate cu cele obtinute de alti autori, si se prezinta tabelar (tab. III.4). In parantezele dreptunghiulare sunt trecute alte surse de rezultate din literatura de specialitate.

Tabelul III.4

	r_1 / r_2 sau h / b	fRe		Nu_{xT}		Nu_{xHI}	
		program	alte surse	program	alte surse	program	alte surse
tub simplu		64	64 [63,49]	3,66	3,66 [63,49]	4,36	4,36 [63,49]
tub inelar	0,2	92,35	92,35 [49]	8,130	8,13 [49]	8,499	8,49 [49]
	0,4	94,713	94,71 [49]	6,163	6,16 [49]	6,583	6,58 [49]
	0,6	95,588	95,55 [49]	5,449	5,422 [49]	5,912	5,91 [49]
canal dreptunghiular	1	56,4	56,8 [63,49]	2,97	2,89 [63,49]	3,6	3,63 [63,49]
	2	61,6	62,2 [63]	3,5	3,46 [63]	4,2	4,16 [63]

De asemenea in figura 3.3.5 s-au comparat valorile cadarii de presiune suplimentare in functie de Gz^{-1} , obtinute in urma programului, cu cele obtinute experimental de Beavers [64].

Toate rezultatele obtinute cu programele concorda foarte bine cu cele obtinute de alti autori, neobservandu-se la nici unul dintre cazurile cercetate, abatere mai mare de 1%, ceea ce recomanda folosirea programelor.

4. Cercetarea experimentală

4.1 Introducere

Pentru a verifica rezultatele numerice, s-au efectuat cercetari experimentale pe standul catedrei de termotehnica a Facultatii de Mecanica. Standul de cercetare este prevazut pentru investigarea curgerii laminare si transfer termic prin tuburi cu dispozitive interioare de intensificare a schimbului de caldura. S-a analizat curgerea laminara a uleiului de tip M30 [59], care este incalzit cu abur. S-au luat in considerare teava lisa si un tip de generatoare de turbulenta in forma spirala cu marimi geometrice identice cu cele pentru cazul cercetat numeric pe baza programului. In continuare se vor prezenta instalatia experimentală, schimbatorul de caldura si modul de prelucrare a datelor experimentale, precum si rezultatele obtinute in forma tabelara.

4.2 Descrierea instalatiei experimentale

Instalatia experimentală a fost conceputa astfel încât ea sa fie cât mai compacta pentru o usoara supraveghere si reglare a diferitelor parametrii cu posibilitati de interschimbare rapida a diferitelor tipuri de tevi cercetate. Pentru a mentine anumiti parametrii constanti (presiunea aburului , temperatura de intrare a uleiului in schimbatorul de caldura) într-un regim de durată au fost automatizate agregatele respective prin intermediul unor relee de temperatura si presiune .

Sistemul de reglare fina a cantitatilor de ulei si de abur a fost prevazut cu unul sau mai multe robinete cu filete fine cu mai multe începuturi. In vederea scurtării timpului de stabilizare a regimului cecetat instalatia a fost prevazuta cu un sistem electric de preîncalzire a uleiului din rezervor , în care printr-un sistem de tevi pentru conducerea uleiului de retur de la schimbator producându-se un amestec intens necesar uniformizării temperaturii.

Aparatele de masura pentru parametrii determinati au fost dublate si etalonate pentru a reduce cât mai mult erorile de citire. In alegerea locurilor de masura a diferitilor parametrii s-a urmarit ca aceasta sa permita determinarea de valori cât mai fidele.

4.3 Schema instalatiei

Schema instalatiei se prezinta in figura 4.1. Din rezervorul (10) uleiul preîncalzit prin termoplonjoarele (11) este refulat de catre pompa cu angrenaje (14) spre schimbatorul de caldura (1) si readus în rezervor dupa ce a trecut prin racitorul (21). Intre rezervor si pompa este intercalat un încălzitor electric (12) pentru realizarea temperaturii dorite a uleiului la intrarea în schimbator. Comanda încălzirii este asigurata de catre un termometru de contact (18), reglat în functie de indicatiile termometrului (3). Reducerea variatiilor de temperatura ale uleiului la iesirea din încălzitorul (12), datorate inertiei termice a termoplonjorului dimensionat pentru debitul maxim al pompei si temperatura maxima a uleiului la intrarea în schimbator, s-a realizat prin alimentarea cu energie electrica a termoplonjorului prin intermediul unui autotransformator (13), comandat manual. Incalzitorul (12) este prevazut în interior cu sicane elicoidale pentru a asigura un amestec cât mai bun al uleiului si o uniformizare a temperaturii acestuia. In acelasi scop, înainte de intrarea uleiului în schimbator este instalata o camera de amestec si uniformizare (2) realizata printr-o pâlnie tronconica cu suprafata laterala perforata. Schimbatorul de caldura (1) este prezentat detaliat separat. Prin robinetul cu trei cai (19) de pe conducta de retur de la schimbator uleiul poate fi derivat spre vasul cu sticla de vizualizare a nivelului de ulei (20). Pe conducta de retur este introdus racitorul (21) în care uleiul este racit cu apa de la retea.

Cazanul (22) produce abur saturat care se foloseste ca agent încălzitor al uleiului în schimbatorul de caldura (1). Incalzirea cazanului este electrica printr-un sistem de termoplonjoane de puteri diferite (500-1900 W) comandate printr-un releu de presiune. Termoplonjoane pot fi astfel grupate încât sa asigure variatii cât mai mici de presiune pentru diferitele debite de abur folosite.

Cazanul are în interior un separator de abur dintr-o placa de tabla perforata. De la cazan aburul trece printr-un separator de abur individual (24), prevazut cu un robinet de evacuare intermitenta a apei (25), spre schimbatorul de caldura. La iesirea din schimbator condensul este captat într-un colector (28) cu perete deversor si indicator de nivel. Colectorul, izolat termic cu vata de sticla si placi de azbest, este prevazut cu o fereastră de sticla pentru vizualizarea intensitatii de curgere a condensului. Evacuarea condensului din colector în vasul gradat (31) se face prin robinetul de golire (30). Ca dispozitiv de siguranta cazanul are un "stand-rohr" dimensionat pentru o suprapresiune de 750 mm coloana apa. Reglarea debitului de abur se face cu robinetul fin (23).

4.4 Aparate de masura si control

Aparatele de masura si control cu care este înzestrat standul sânt destinate masurari debitelor de ulei si condens, temperaturilor uleiului, aburului si condensului si presiunilor uleiului si aburului.

Masurarea debitului de ulei se face prin cronometrarea timpului in care uleiul umple un anumit volum al vasului (20). Contorul de ulei s-a etalonat pentru diferite temperaturii.

Temperatura uleiului la intrare si iesirea din schimbatorul de caldura se determina cu termometre de precizie cu mercur (3) si (4) cu diviziuni de $1/10$ °C si posibilitati de citire a $5/100$ °C. Termometrele au fost amplasate astfel încât rezervorul de mercur sa fie spalat în întrgime de vâna de fluid si introduse în curent pentru a cuprinde câte o treime deasupra si dedesuptul axei acestuia

Temperatura aburului la intrarea în schimbator se masoara cu un termometru cu mercur (26) cu diviziuni de 1 °C si posibilitati de citire a $5/10$. Tinând seama ca parametrii aburului la saturatie în functie de temperatura sânt dati în tabele pentru temperaturi din grad în grad s-a considerat ca precizia de citire a termometrului (26) este suficienta.

Caderea de presiune a uleiului de-a lungul tevii corectate se masoara cu un manometru diferential cu mercur (7) racordat la camerele de intrare si iesire din schimbatorul de caldura (1), iar suprapresiunea aburului la intrarea în schimbator se masoara cu un micromanometru diferential cu apa (26a).

Presiunea manometrica a fost masurata cu un barometru cu mercur.

4.5 Schimbatorul de caldura

Schimbatorul de caldura (figura 4.3) se compune din doua piese de capat (1) si (5), o flansa intermediara (4) si doua tevi concentrice (2) si (3). Tevile (2) si (3) sânt fixate rigid prin lipitura de argint de piesa de capat (1) si flansa intermediara (4). Piesa de capat (5) este demontabila; ea se fixeaza de flansa intermediara cu prezoanele (6).

Teava experimentală (7) este introdusa axial si se sprijina cu capetele ei pe umerii (a) si (b) practicati în piesele de capat. Pe teava (7) sânt lipite doua saibe (13) care preseaza garniturile de cauciuc pentru etansare pe umerii (14). Etansarea axiala este realizata prin strângerea potrivita a prezoanelor (6).

Intrarea în piesa de capat (1) se face printr-un confuzor (8) cu profil de lemniscata pentru linistirea curentului înaintea prizei de presiune (10) si a lacasului (9) în care este introdusa termorezistenta pentru temperatura rece a uleiului. Termorezistenta pentru temperatura calda a uleiului (11) este montata în piesa

de capat (5). Orificiile pentru prizele de presiune (10) si (12) sânt practicate deasemenea în cele doua piese de capat.

Spatiul (I) dintre cele doua tevi concentrice (2) si (3) este izolat termic cu praf de zgura. Aburul circula prin spatiul (A) dintre tevilor (3) si (7). Aburul intra în schimbator prin stutul (15) iar condensul se scurge înspre colector prin stutul (16). Piesele de capat si flansa intermediara sânt confectionate din alama iar tevilor concentrice din cupru. Întregul schimbator de caldura este izolat termic în exterior cu funie de azbest si un strat gros de ampora pentru a reduce la minimum pierderile de caldura spre exterior.

4.6 Prelucrarea datelor experimentale

În decursul cercetarilor experimentale [61,66,67,68,69] s-au urmarit urmatorii parametrii:

1. De partea uleiului:

- temperatura uleiului la intrare t_{bi} [°C]
- temperatura uleiului la iesire t_{be} [°C]
- debitul volumic al uleiului V_u [m³/s]
- caderea de presiune a uleiului pe schimbator Δp_u [mm Hg]

2. De partea aburului:

- temperatura aburului t_{ab} [°C]
- suprapresiunea aburului Δp_{ab} [mm H₂O]
- debitul volumic al condensatului m_{cond} [m³/s]

Pe baza parametrilor calculati s-au determinat urmatoarele marimi, si anume:

1. De partea uleiului:

Fluxul de caldura este:

$$Q_u = m_u \cdot c_p \cdot (t_{bi} - t_{be}) \text{ [W]} \quad (4.1)$$

unde debitul masic se determina cu relatia:

$$m_u = \rho \cdot V_u \text{ [kg/s]} \quad (4.2)$$

iar viteza de curgere a uleiului rezulta din:

$$w = \frac{m_u}{\rho \cdot S} \text{ [m/s]} \quad (4.3)$$

unde S este sectiunea minima de curgere exprimata prin relatia:

$$S = \pi \cdot (D_i / 2 - d)^2 \quad [\text{m}^2] \quad (4.4)$$

t_{bi} - temperatura medie a uleiului la intrare [°C]

t_{be} - temperatura medie a uleiului la iesire [°C]

c_p - caldura specifica a uleiului [J/kg °]

ρ - densitatea uleiului [kg/m³]

D_i - diametrul interior [m]

d - diametrul spirei [m]

Coefficientul de convecție se poate exprima prin relatia:

$$\alpha = \frac{Q_u}{A \cdot (t_p - t_b)} \quad [\text{W/m}^2 \text{ °}] \quad (4.5)$$

unde:

A - suprafata de transfer termic (s-a luat in considerare numai suprafata tubului neted). Nu s-a luat in considerare suprafata suplimentara de transfer termic din doua motive, si anume:

- spiralele nu sunt fixate de teava interioara pentru a fi usor demontabile in cazul curatirii ;
- pentru a se putea face compararea, pe de o parte cu celelalte tipuri de spirale iar pe de alte parte cu rezultatele numerice ;

- pentru a se putea analiza influenta zonelor de recirculare asupra schimbului de caldura ;

t_p [°C] - temperatura peretelui

t_b [°C] - temperatura medie a uleiului dintre cele doua temperaturi, la intrare respectiv iesire din teava experimentală, si anume:

$$t_b = \frac{t_{bi} + t_{be}}{2}$$

Criteriul *Nusselt* se determina cu relatia:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D_i}{\lambda} \quad (4.6)$$

unde:

λ [W/m °] - coeficientul de conductivitate a uleiului

Criteriul *Reynolds* se exprima prin relatia:

$$Re = \frac{w \cdot D_i}{\nu} \quad (4.7)$$

Toate valorile parametrilor fizici sunt calculate pentru temperatura medie a uleiului t_b .

2. De partea aburului:

Fluxul de caldura de partea aburului se calculeaza cu relatia:

$$Q_{ab} = m_{cond} \cdot (i'' - i') \quad [W] \quad (4.8)$$

unde:

m_{cond} [kg/s] - debitul masic a condensatului, si anume: $m_{cond} = \rho \cdot V_{cond}$

iar:

i' , i'' [J/kg] - entalpiile aburului saturat umed respectiv uscat obtinute pentru presiunea absoluta

$$p_u = p_b + \Delta p_{ab}$$

Nu s-au luat in considerare masuratorile pentru care nu a fost indeplinita urmatoarea conditie:

$$|Q_u - Q_{ab}| < 3\%$$

Coefficientul de rezistenta hidrodinamica s-a calculat cu relatia:

$$f = \frac{D_i}{L} \cdot \frac{\Delta p_u}{\rho \cdot w_u^2 / 2} \quad (4.9)$$

unde: L [m] - lungimea tubului

Cercetarile experimentale s-au efectuat, atat pentru teava lisa cat si pentru tub cu spirala cu urmatoarele caracteristici geometrice (figura 4.2):

$$D_i = 13 \text{ mm}$$

$$d = 1,6 \text{ mm}$$

$$L = 1000 \text{ mm}$$

$$n_{spire} = 155$$

unde n_{spire} reprezinta numarul de spire pe intraga lungime a tubului. Marimile adimensionale, folosite pentru rularea programului, si obtinute pe baza valorilor anterioare sunt:

- pasul relativ $P^* = P / D_i / 2 = 1$

- inaltimea relativa $H^* = d / D_i / 2 = 0,25$

Rezultatele incercarilor sunt prezentate in tabelul IV.1 pentru teava lisa si in tabelul IV.2 pentru tub cu generatoare de turbulenta. Variatiile criteriilor f si Nu in functie de Re se prezinta in figurile 5.6.57 -58.

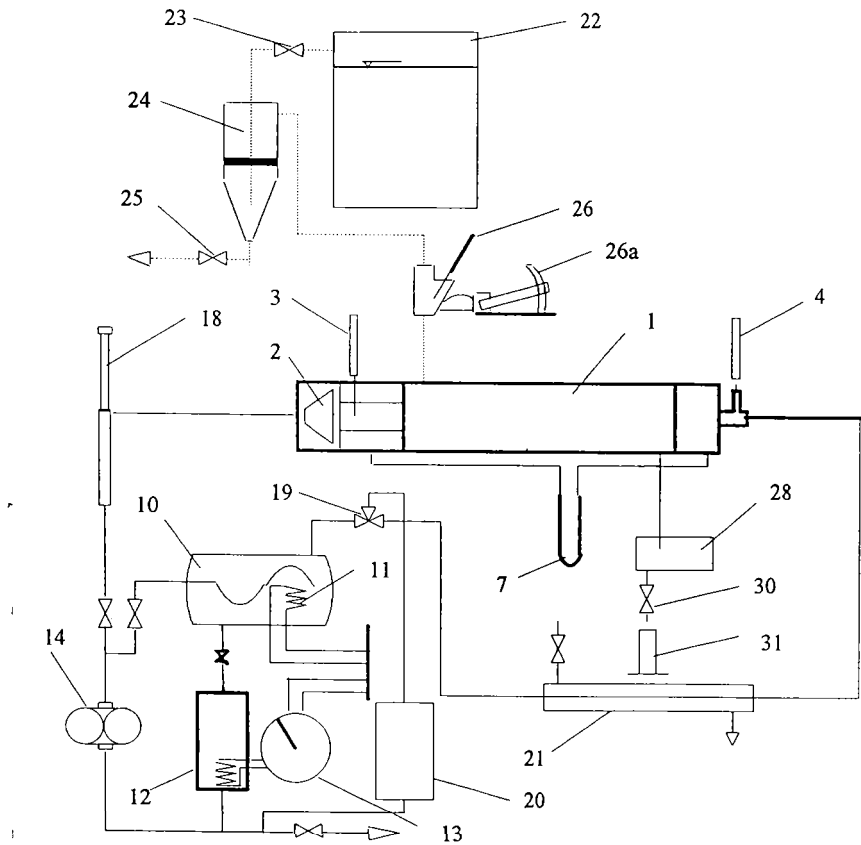


Figura 4.1 Schema instalatiei experimentale

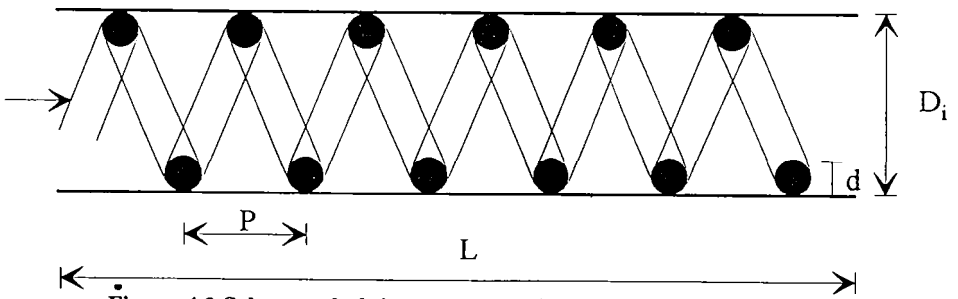


Figura 4.2 Schema tubului cu generator de turbulenta in forma spiralei

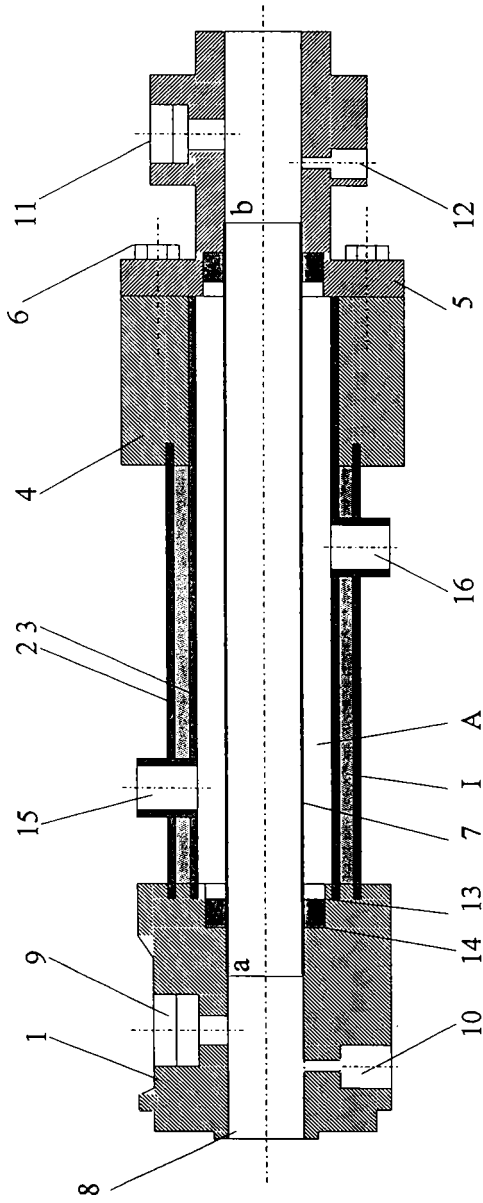


Figura 4.3 Schimbatorul de caldura

Tabelul IV.1. Rezultatele incercarilor experimentale pentru teava lisa

Nr. crt.	\dot{m}_a [kg/s]	t_{ab} [°C]	t_{bi} [°C]	t_{be} [°C]	t_b [°C]	ρ [kg/m ³]	c_u [W/m ² °]	w [m/s]	Δp [mmHg]	f	Re	Pr	α_h [W/m ² °]	Nu
1	0.152	100.4	60.4	61.3	60.85	871.1	1991.7	1.313	70	0.162	395.4	624.2	167.1	18.1
2	0.147	100.5	60.5	61.4	60.95	871.0	1992.1	1.271	67	0.166	384.6	621.1	165.7	17.95
3	0.127	100.4	63.1	64.1	63.6	869.0	2001.4	1.103	52	0.170	375.7	553.2	164.5	17.82
4	0.133	100.4	60.8	61.8	61.3	870.7	1993.2	1.155	60	0.180	354.9	612.0	161.8	17.53
5	0.121	100.4	60.7	61.7	61.2	870.8	1993.0	1.049	55	0.199	321.4	613.9	157.0	17.01
6	0.116	100.3	61.2	62.2	61.7	870.4	1994.8	1.007	52	0.203	315.8	600.0	156.2	16.92
7	0.113	100.3	60.8	61.9	61.35	870.7	1993.4	0.976	51	0.213	300.6	610.4	153.9	16.67
8	0.110	100.3	60.3	61.4	60.85	871.1	1991.7	0.956	51	0.222	287.9	623.9	151.9	16.46
9	0.105	100.4	60.4	61.5	60.95	871.0	1992.1	0.913	48	0.231	276.4	620.6	150.1	16.26
10	0.102	100.3	60.1	61.3	60.7	871.2	1991.1	0.885	48	0.242	264.5	628.6	148.1	16.05
11	0.101	100.3	59.3	60.5	59.9	871.8	1988.3	0.872	49	0.255	251.4	651.5	145.8	15.8
12	0.094	100.3	59.6	60.8	60.2	871.5	1989.5	0.813	45	0.269	237.8	641.9	143.4	15.54
13	0.083	100.4	60.4	61.7	61.05	870.9	1992.5	0.719	38	0.293	218.7	617.8	139.9	15.16
14	0.071	100.2	60.5	62.0	61.25	870.8	1993.1	0.611	32	0.341	187.6	612.9	133.6	14.47
15	0.066	100.3	59.6	61.2	60.4	871.4	1990.1	0.567	31	0.382	167.4	636.7	129.1	13.99
16	0.054	100.5	60.1	61.9	61.0	871.0	1992.2	0.472	25	0.447	143.2	619.7	123.2	13.35
17	0.049	100.4	60.2	62.1	61.15	871.0	1992.8	0.429	23	0.488	131.2	615.3	120.0	13.0
18	0.042	100.4	60.6	62.8	61.7	870.4	1994.7	0.360	18	0.568	112.6	601.2	114.6	12.42
19	0.032	100.3	60.7	63.3	62.0	870.2	1995.7	0.282	14	0.716	89.4	593.4	107.0	11.59
20	0.023	100.3	60.3	63.6	61.95	870.3	1995.6	0.196	10	1.031	62.1	594.1	95.9	10.39

Tabelul IV.2 Rezultatele incercarilor experimentale pentru teava cu generatoare de turbulenta

Nr. crt.	m_u [kg/s]	t_{ab} [°C]	t_{bi} [°C]	t_{bc} [°C]	t_{med} [°C]	ρ [kg/m ³]	c_u [W/m ² °]	w [m/s]	Δp [mmHg]	f	Re	Pr	α_u [W/m ² °]	Ntu
1	0.0533	100.4	68.4	74.8	71.6	863.1	2030.0	0.82	72	0.429	390.2	398.7	596.6	64.63
2	0.0516	100.4	68.2	74.8	71.5	863.2	2029.6	0.79	70	0.444	376.4	400.1	594.7	64.43
3	0.0503	100.4	68.0	74.8	71.4	863.3	2029.2	0.77	68	0.457	364.8	401.8	592.6	64.2
4	0.0486	100.3	68.1	75.0	71.5	863.1	2029.9	0.75	65	0.469	355.3	399.0	590.6	63.98
5	0.0449	100.3	68.1	75.5	71.8	863.0	2030.6	0.69	59	0.501	331.3	395.7	584.0	63.27
6	0.0424	100.3	68.2	75.9	72.0	862.8	2031.5	0.65	55	0.525	315.7	391.9	578.8	62.7
7	0.0401	100.3	68.3	76.3	72.3	862.6	2032.4	0.62	52	0.549	301.4	388.3	573.2	62.1
8	0.0378	100.4	68.5	76.7	72.6	862.4	2033.6	0.58	48	0.572	288.5	383.2	567.7	61.5
9	0.0354	100.4	68.6	77.2	72.9	862.1	2034.6	0.54	44	0.602	273.2	379.2	560.3	60.7
10	0.0339	100.4	68.8	77.6	73.2	861.9	2035.7	0.52	42	0.621	264.8	374.9	556.0	60.23
11	0.0318	100.4	69.0	78.1	73.6	861.7	2037.0	0.49	39	0.650	252.1	369.8	548.9	59.47
12	0.0274	100.4	70.0	79.8	74.9	860.7	2041.7	0.42	32	0.714	228.4	351.9	534.4	57.89
13	0.0238	100.4	70.4	81.0	75.7	860.1	2044.5	0.37	26	0.794	204.3	341.8	517.7	56.08
14	0.0205	100.5	70.3	81.9	76.1	859.8	2045.9	0.32	22	0.899	179.4	336.8	498.4	53.99
15	0.0189	100.5	70.2	82.4	76.3	859.6	2046.7	0.29	20	0.967	166.2	334.2	487.4	52.8
16	0.0159	100.5	70.5	83.8	77.2	859.0	2049.8	0.25	16	1.100	145.1	323.8	468.5	50.75
17	0.0152	100.5	70.4	84.3	77.3	858.9	2050.2	0.23	16	1.148	138.7	322.5	462.5	50.1
18	0.0130	100.5	70.6	85.6	78.1	858.3	2053.0	0.20	13	1.294	122.4	313.5	446.5	48.37
19	0.0108	100.5	70.5	87.2	78.8	857.7	2055.7	0.17	10	1.505	104.4	305.3	427.8	46.35
20	0.0080	100.5	70.6	90.1	80.4	856.6	2061.2	0.12	7	1.892	82.1	289.4	403.3	43.69
21	0.0081	100.5	70.4	90.0	80.2	856.7	2060.6	0.12	7	1.893	82.1	291.1	403.3	43.69
22	0.0045	100.5	70.8	96.7	83.8	854.1	2073.3	0.07	3	2.907	52.3	258.0	367.8	39.85

5. Curgerea forțată în regim laminar și transferul termic prin tuburi cu generatori de turbulență

În acest capitol se analizează pe cale numerică curgerea laminară prin tuburi cu generatori de turbulență. Față de analizele anterioare [48] în acest caz rezultatele se obțin pentru forma reală a generatorilor, și anume pentru forma circulară respectiv dreptunghiulară. Totodată rezultatele obținute în urma programului se compară cu cele obținute experimental, de autor și de alți cercetători.

În acest caz al cercetării numerice, față de cazul real din cercetările experimentale, s-a neglijat influența înfășurării spiralei asupra curgerii. Având în vedere că forma spiralei generează o mișcare centrifugală redusă și mai ales în cazul dispunerii mai dense a spirelor, această presupunție este acceptabilă.

Influența formei generatorilor de turbulență asupra performanțelor termice și fluidodinamice în cazul curgerii turbulente a aerului prin canale dreptunghiulare cu patru forme diferite ale generatorilor de turbulență (dreptunghiulară, triunghiulară, semicirculară și circulară) și cu aceeași înălțime, a fost analizată de Pavlovski [57]. În urma acestor încercări s-a observat o influență neglijabilă a formei generatorilor de turbulență asupra performanțelor termice. În privința rezistențelor hidrodinamice, pe măsura rotunjirii profilului generatorilor de turbulență rezistențele hidrodinamice scad. De exemplu, modificarea profilului de la forma triunghiulară la forma circulară rezultă cu o scădere a rezistențelor hidrodinamice cu 24 %.

De asemenea, din cercetările lui Nunner [58], rezultă că performanțele termice se îmbunătățesc cu 9 % cu trecerea de la profilul circular la cel dreptunghiular, iar rezistențele hidrodinamice cresc cu 34 %.

Având în vedere regimul de curgere cercetat pe cale experimentală $Re < 400$, în vederea comparării rezultatelor obținute, același domeniu de curgere s-a adoptat și în cazul analizei numerice. În privința fluidelor cercetate criteriul Prandtl a variat în domeniul $0,7 < Pr < 600$. Referitor la geometria nervurilor (pasul, înălțimea), pasul a fost $P^* = p/r = 1$, iar înălțimea $H^* = h/r = 0,25$.

Similar cu capitolul anterior, și în acest caz s-a urmărit regimul periodic dezvoltat, iar rezultatele s-au prezentat, atât în forma liniilor echipotențiale, cât și în forma variațiilor $fRe = f(Re)$ respectiv $Nu = f(Re)$.

5.1 Descrierea matematica a fenomenului

In figura 5.1.1 se prezinta sectiunea caracteristica pentru o astfel de curgere, iar ecuatiile

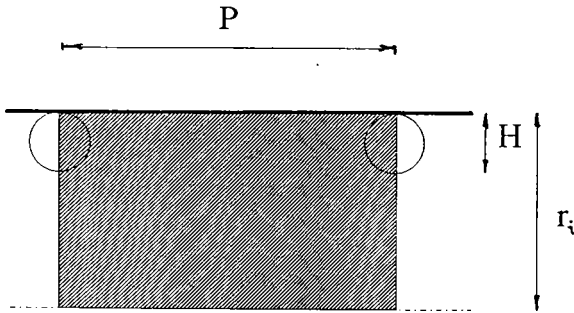


Figura 5.1.1 Sectiunea caracteristica pentru curgerea prin tuburi cu generatoare de turbulență

diferentiale adimensionale, marimile adimensionale si conditiile limita sunt dupa cum urmeaza:

- ecuatia de continuitate:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial(RV)}{\partial R} = 0 \quad (5.1.1)$$

- ecuatiile Navier - Stock:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial R} = B - \frac{\partial P'}{\partial X} + \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \quad (5.1.2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial R} = -\frac{\partial P'}{\partial R} + \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) - \frac{V}{R^2} \right] \quad (5.1.3)$$

- ecuatia de conservare a energiei termice:

$$U \frac{\partial T'}{\partial X} + V \frac{\partial T'}{\partial R} = -U + \frac{1}{Pr} \left[\frac{\partial^2 T'}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T'}{\partial R} \right) \right] \quad (5.1.4)$$

- Marimile adimensionale sunt:

$$X = \frac{x}{r_i}; R = \frac{r}{r_i}; U = \frac{u \cdot r_i}{v}; V = \frac{v \cdot r_i}{v}$$

$$P' = \frac{p \cdot r_i^2}{\rho v^2}; B = \frac{\beta \cdot r_i^3}{\rho v^2}; T' = \frac{T}{\gamma r_i} \quad (5.1.5)$$

În cazul condițiilor limita pentru ecuațiile de mișcare avem:

- pe suprafețele solide:

$$U = V = T = 0 \quad (5.1.6)$$

- la intrare respectiv ieșire din secțiunea caracteristică avem condiții de periodicitate:

$$\phi(X, Y) = \phi(X + L, Y), \phi = U, V, P', T' \quad (5.1.7)$$

- pentru axa tubului este valabilă condiția de simetrie, și anume:

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0, \quad \phi = U, P', T' \quad \text{și} \quad (5.1.8)$$

$$V = 0 \quad \text{pentru } R = 0$$

Pentru câmpul de temperaturi condiția limita este aceea în care temperatura peretelui T_p variază linear cu distanța X . Aceasta este valabilă în cazul curgerii în contracurent a fluidelor cu același flux al capacității calorice. Temperatura fluidului poate fi scrisă în forma:

$$T(X, R) = T_p(X) + T'(X, R) \quad (5.1.9)$$

unde temperatura $T_p(X)$ poate fi exprimată prin relația:

$$T_p(X) = T_{p,0} + \gamma X \quad (5.1.10)$$

γ reprezintă gradientul axial al temperaturii peretelui, iar $T'(X, R)$ este abaterea temperaturii fluidului T de la temperatura peretelui, care variază periodic în fiecare dintre secțiunile succesive. Prin urmare pe suprafețele solide temperatura T' este 0, iar la intrare respectiv ieșire din secțiunea caracteristică este valabilă condiția de periodicitate similară cu cea din relația (5.1.7).

Cu aceasta din urmă, formularea matematică a fenomenului este completată și în continuare, se poate rezolva ecuațiile de mișcare respectiv de conservare a energiei termice, variind două mărimi geometrice $\mathbf{H}^* = \mathbf{H} / \mathbf{r}$ și $\mathbf{P}^* = \mathbf{P} / \mathbf{r}$, forma generatorilor de turbulență, precum și criteriul Re respectiv Pr . Pentru o singură valoare a gradientului de presiune B rezultă o singură valoare lui Re . Prin urmare acesta din urmă se poate obține în mod iterativ, conform relației:

$$B^{k+1} = B^k \frac{Re}{Re^k}, \quad \text{unde } k \text{ este iterația curentă.} \quad (5.1.11)$$

5.2 Metoda de soluționare cu detalii de programare

Metoda de soluționare se bazează pe cea propusă de Patankar [26], și descrisă în capitolele anterioare. S-a presupus că nervura are o conductivitate termică foarte mare, astfel încât aceasta este izotermică. O astfel de presupunere este valabilă pentru nervuri din metal în regimul laminar de curgere.

Spatiul ocupat de nervuri s-a tratat astfel încât, viscozitatea, respectiv conductivitatea termica au valori foarte mari (10^{30}). Aceasta metoda, de a include regiunile solide împreuna cu fluidul se descrie în [56], iar in continuare se vor prezenta numai detaliile mai importante. Problema principala, in acest caz, apare in momentul in care trebuie evaluate marimile de transport (λ si μ sau ν) in punctele de discontinuitate, si anume pe suprafetele de contact între nervura si fluid.

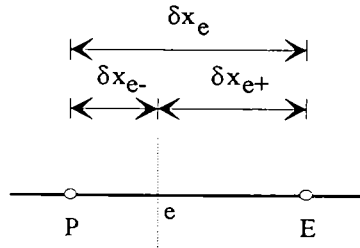


Figura 5.2.1 Suprafata de discontinuitate e

Din ecuatia de transfer termic prin conductivitate:

$$q_e = \frac{\lambda_e \cdot (T_P - T_E)}{\delta x_e} \quad (5.2.1)$$

rezulta ca λ_e in punctul de discontinuitate trebuie sa aiba o valoare medie. Modelul pentru determinarea acestei valori medii este descris prin urmatoarea relatie:

$$\lambda_e = \left(\frac{1-f_e}{\lambda_P} + \frac{f_e}{\lambda_E} \right)^{-1} \quad \text{unde } f_e \text{ depinde de distanta dintre noduri.} \quad (5.2.2)$$

Introducand aceasta relatie in ecuatia discretizata rezulta coeficientul α_e :

$$\alpha_e = \left[\frac{\delta x_{e-}}{\lambda_P} + \frac{\delta x_{e+}}{\lambda_E} \right]^{-1} \quad (5.2.3)$$

In cazul in care conductivitatea termica in punctul P este mult mai mare decat in punctul E , coeficientul din relatia 5.2.3 devine:

$$\alpha_e = \frac{\lambda_E}{\delta x_{e+}} \quad (5.2.4)$$

iar fluxul de caldura transmis prin suprafata de discontinuitate e devine:

$$q_e = \frac{\lambda_E \cdot (T_P - T_E)}{\delta x_{e+}} \quad (5.2.5)$$

Din relatia anterioara rezulta ca fluxul de caldura transmis intre punctele P si E depinde de distanta δx_{e+} mai degraba decat de δx_e . Aceasta concluzie s-a folosit si in programul de calcul. Important este ca aceasta cadere de temperatura $T_P - T_E$ sa aiba loc pe distanta δx_{e+} .

Discretizarea sistemului de ecuatii fundamentale s-a facut pe baza schemei *POWER - LAW*. Cuplarea câmpului de viteza cu cel de presiune prin ecuatia de continuitate s-a rezolvat prin metoda *SIMPLER*. Ecuatiile algebrice, obtinute în urma discretizarii se rezolva cu metoda *TDMA-circular*.

5.3 Detalii de programare

Metoda de solutionare se bazeaza pe cea descrisa in capitolul 2. Discretizarea ecuatiiilor diferentiale s-a obtinut prin metoda *power law*, iar solutionarea s-a realizat cu modelul *TDMA circular*. De asemenea s-a folosit metoda *SIMPLER* pentru solutionarea campului de presiune. In urma mai multor incercari preliminare, s-a adoptat grila cu 26 noduri in directia axiala si 26 noduri in directia radiala (figura 5.3.1).

Forma circulara a nervurii in sistemul de coordonate rectangular s-a realizat prin folosirea mai multor trepte (figura 5.3.1), solutie adaptata si in cazul altor analize numerice [34], cu rezultate foarte bune.

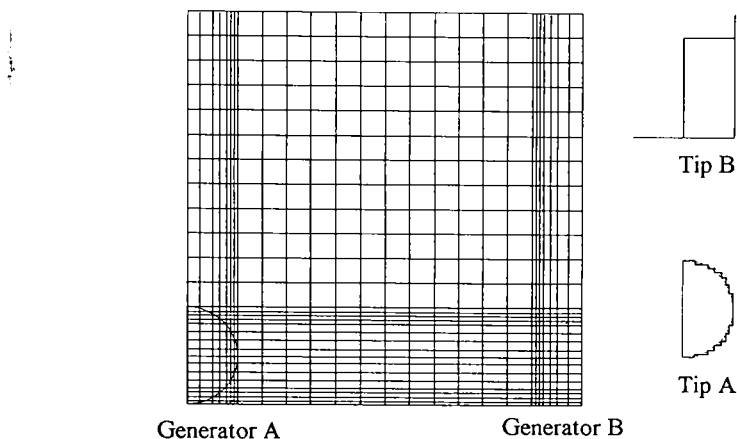


Figura 5.3.1 Grila folosita pentru discretizarea domeniului cercetat

5.4 Performantele hidrodinamice

Coefficientul de rezistență hidraulică este definit:

$$f = \frac{-\frac{dp}{dx} \cdot D}{\frac{1}{2} \rho u_{med}^2} \quad (5.4.1)$$

iar luând în considerare, gradientul de presiune pe secțiune β , relația (12) devine:

$$fRe = \frac{2\beta D^2}{\mu u_{med}} \quad (5.4.2)$$

unde numărul Reynolds este:

$$Re = \frac{\rho \cdot u_{med} \cdot D}{\mu} \quad (5.4.3)$$

Produsul fRe în forma adimensională are următoarea formă:

$$fRe = 8 \cdot \frac{B}{Re} \quad (5.4.4)$$

Performanțele hidrodinamice se prezintă în continuare în forma liniilor de curent în figurile 5.6.1 - 5.6.8, și în forma variației $fRe = f(Re, \text{forma generatoarelor})$, în figura 5.6.59. De asemenea compararea performanțelor hidrodinamice obținute experimental (capitolul 4) cu cele obținute pe baza programului se prezintă în figura 5.6.57.

5.5 Performantele termice

Criteriul Nu este definit prin relația:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda} \quad (5.5.1)$$

De asemenea coeficientul de convecție se obține prin relația:

$$\alpha = \frac{Q}{2 \cdot r_i \cdot \pi \cdot P \cdot (T_p - T_b)} \quad (5.5.2)$$

conform prezumpției anterioare (capitolul 4) în relația 5.5.2 pentru coeficientul de convecție nu s-a luat în considerare suprafața suplimentară de transfer termic. Temperatura medie masică se definește prin relația:

$$T_b = \frac{\int_0^r r' \cdot T \cdot |u| \cdot r \cdot dr}{\int_0^r r' \cdot |u| \cdot r \cdot dr} \quad (5.5.3)$$

Pentru calcularea diferentei de temperatura $T_p - T_b$ s-a folosit sectiunea $x = P/2$, cu toata ca valoarea acestei diferente variaza foarte putin cu x . Fluxul de caldura Q se poate exprima prin gradientul da temperatura γ , si anume:

$$Q = (\rho u_{med}) \cdot (r_i^2 \pi) \cdot c_p \cdot \gamma \cdot P \quad (5.5.4)$$

unde Q reprezinta caldura cedata fluidului intr-o sectiune caracteristica care se poate exprima astfel:

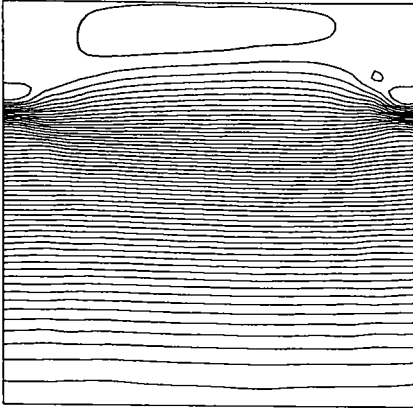
$$Q = \rho \cdot u_{med} \cdot r_i^2 \cdot \pi \cdot c_p \cdot \gamma \cdot P \quad (5.5.5)$$

unde produsul $\gamma \cdot P$ reprezinta cresterea temperaturii medie a fluidului de-a lungul sectiunii caracteristice, cea ce este egal cu majorarea temperaturii peretelui pe aceasi distanta P .

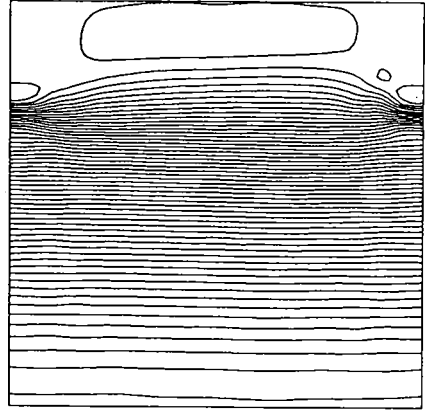
Prin urmare criteriul Nu in forma adimensionala are forma:

$$Nu = \frac{Re \cdot Pr}{T_b} \quad (5.5.7)$$

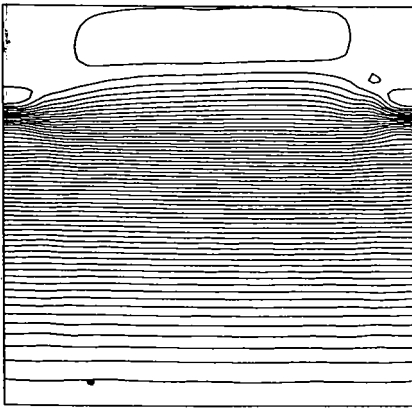
Performantele termice se prezinta in forma izotermelor in figurile 5.6.9 - 5.6.56 precum si in forma variatiei $Nu=f(Re, Pr, \text{forma generatoarelor})$, diagramele fiind prezentate in figurile 5.6.56 - 5.6.60.



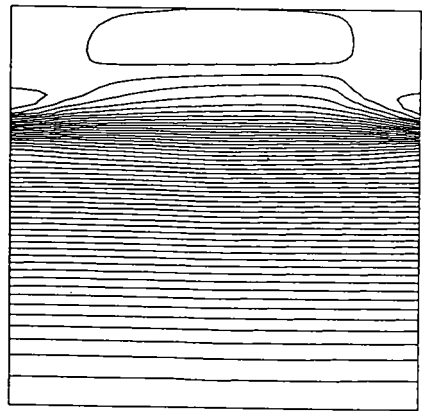
5.6.1 Liniile de curent pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$



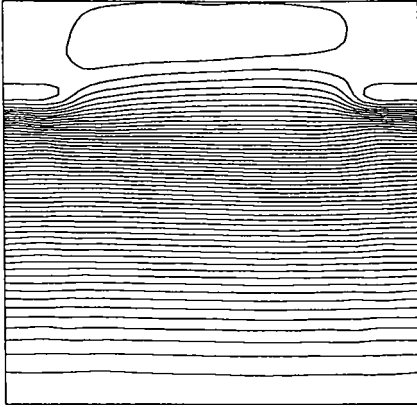
5.6.2 Liniile de curent pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$



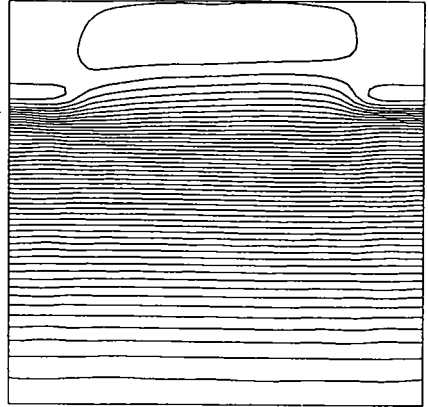
5.6.3 Liniile de curent pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$



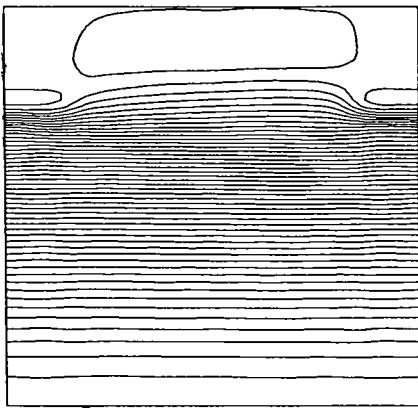
5.6.4 Liniile de curent pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$



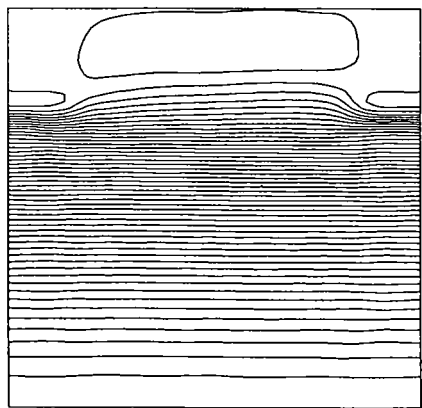
5.6.5 Liniile de curent pentru forma patratice a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$



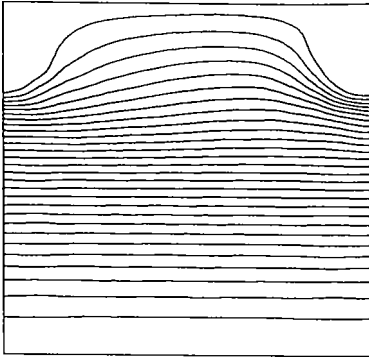
5.6.6 Liniile de curent pentru forma patratice a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$



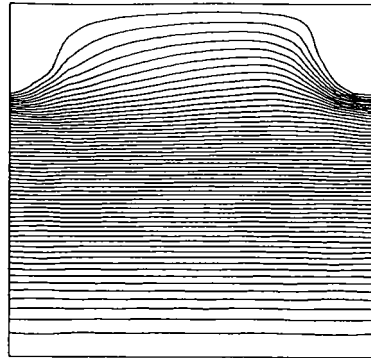
5.6.7 Liniile de curent pentru forma patratice a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$



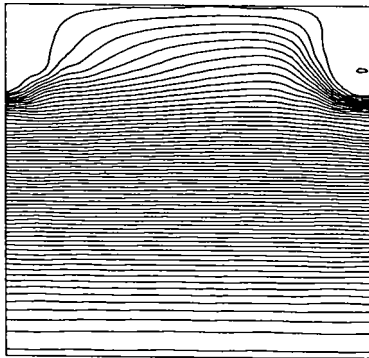
5.6.8 Liniile de curent pentru forma patratice a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$



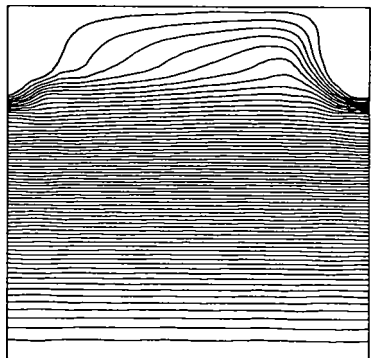
5.6.9 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 0,707$



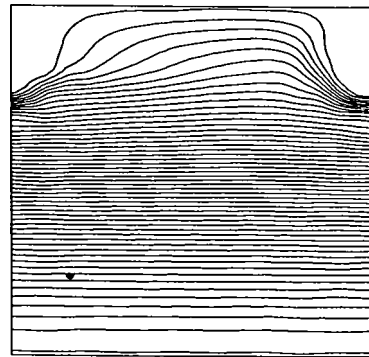
5.6.12 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 0,707$



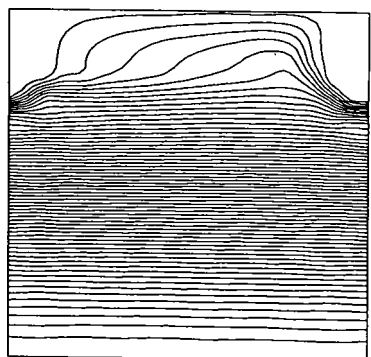
5.6.10 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 5$



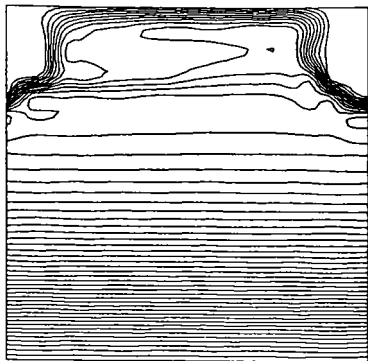
5.6.13 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 5$



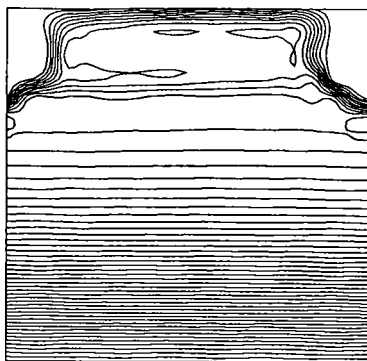
5.6.11 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 7$



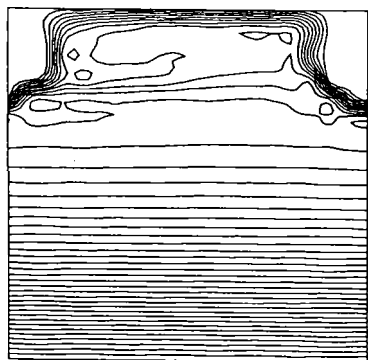
5.6.14 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 7$



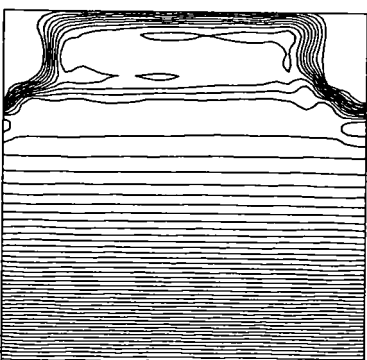
5.6.15 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 400$



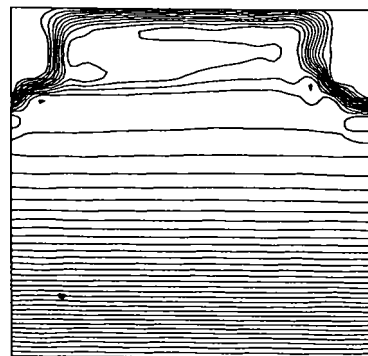
5.6.18 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 400$



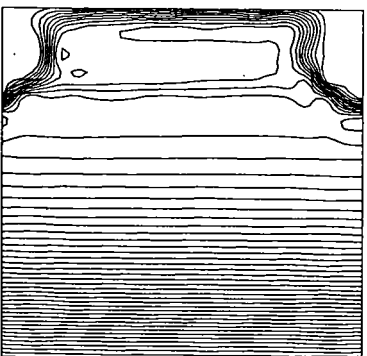
5.6.16 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 500$



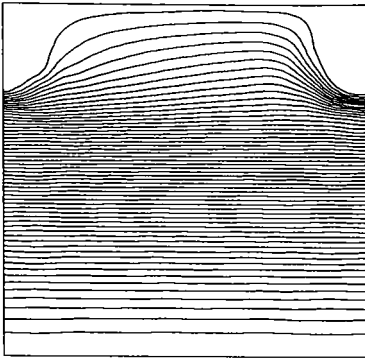
5.6.19 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 500$



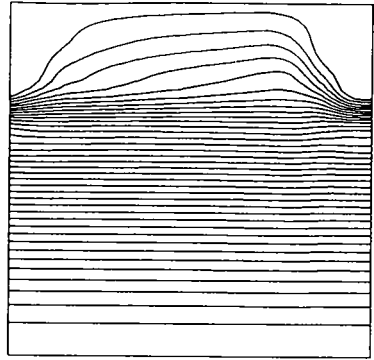
5.6.17 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 600$



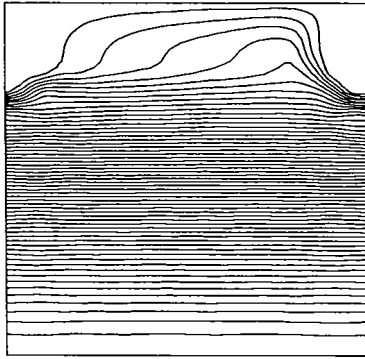
5.6.20 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 600$



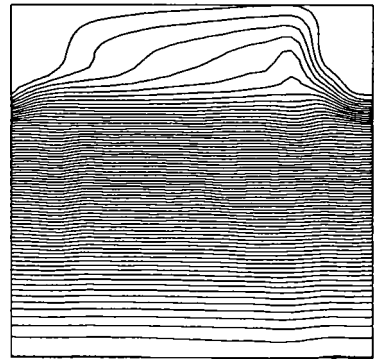
5.6.21 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 0,707$



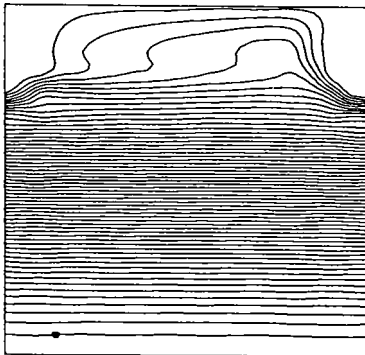
5.6.24 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 0,707$



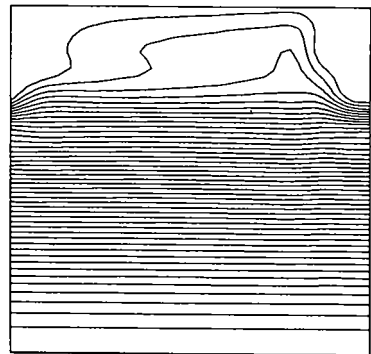
5.6.22 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 5$



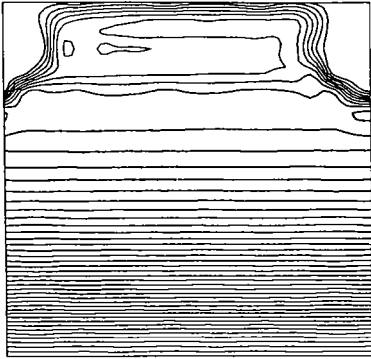
5.6.25 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 5$



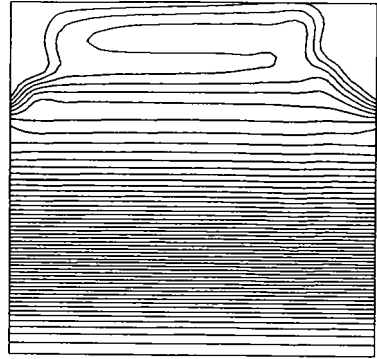
5.6.23 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 7$



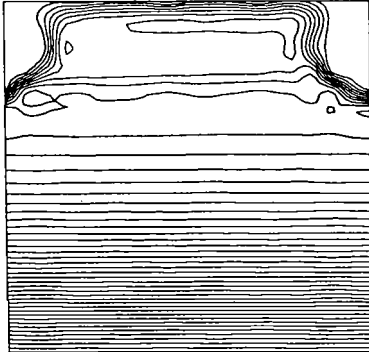
5.6.26 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 7$



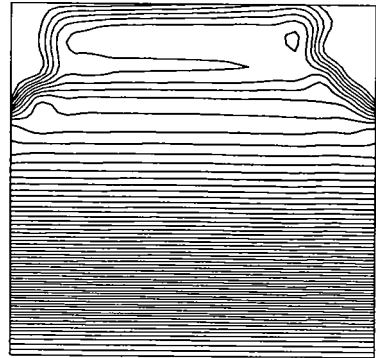
5.6.27 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 400$



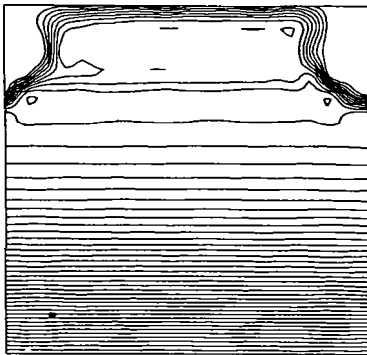
5.6.30 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 70$



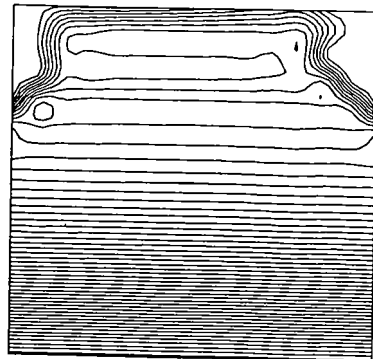
5.6.28 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 500$



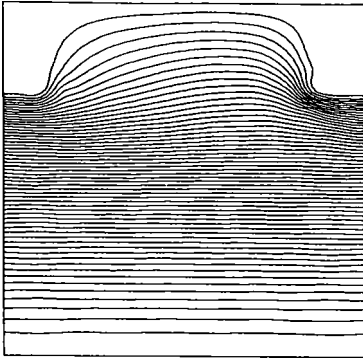
5.6.31 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 170$



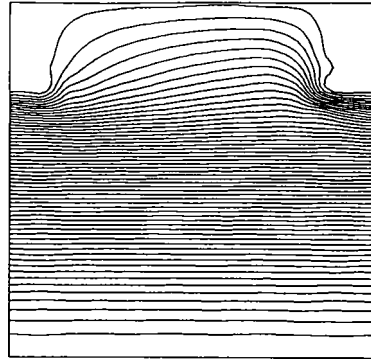
5.6.29 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 600$



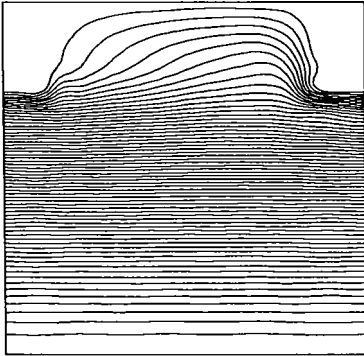
5.6.32 Izotermele pentru forma circulara a generatoarelor de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 400$



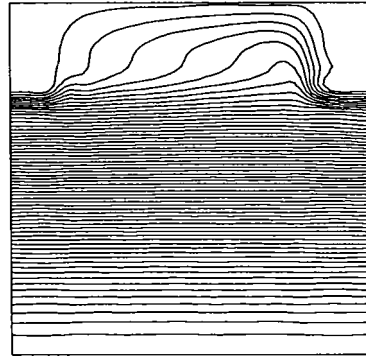
5.6.33 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 0,707$



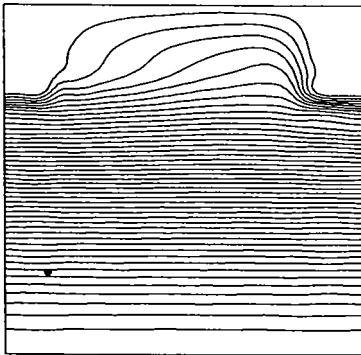
5.6.36 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 0,707$



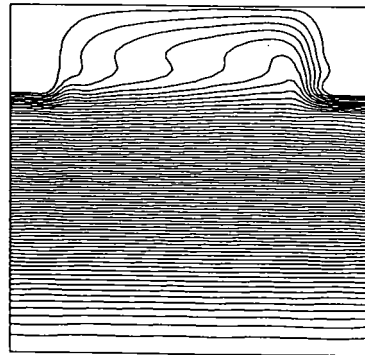
5.6.34 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 5$



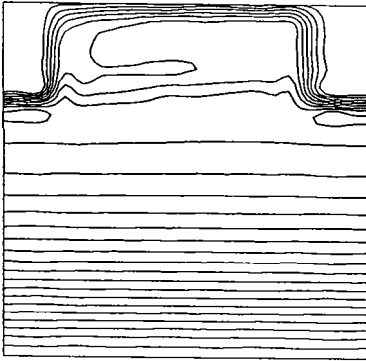
5.6.37 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 5$



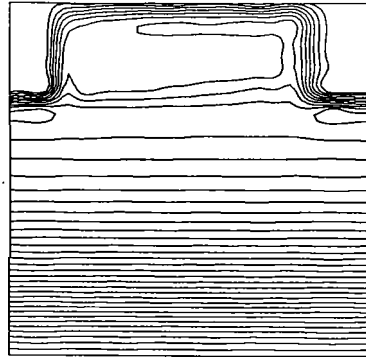
5.6.35 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 7$



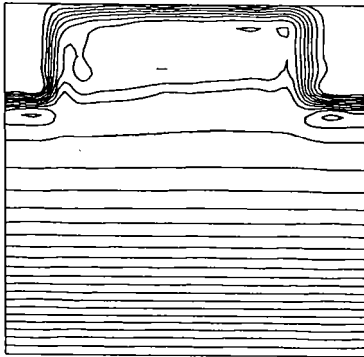
5.6.38 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 7$



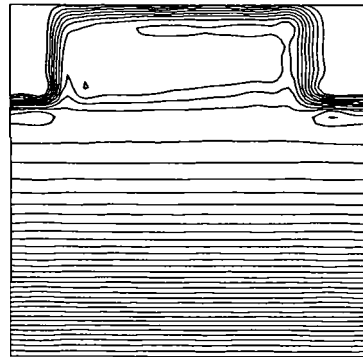
5.6.39 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 400$



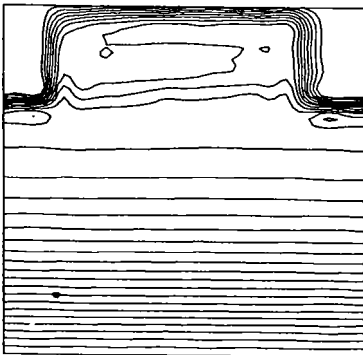
5.6.42 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 400$



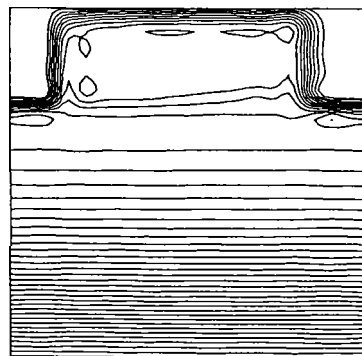
5.6.40 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 500$



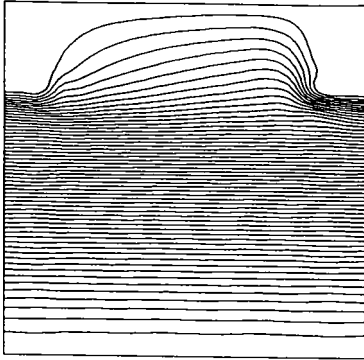
5.6.43 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 500$



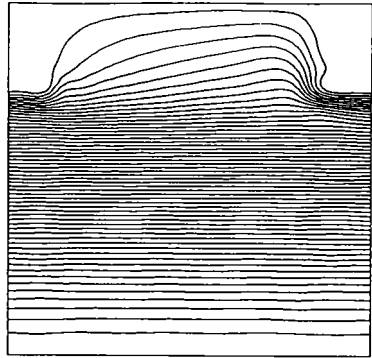
5.6.41 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 100$ $Pr = 600$



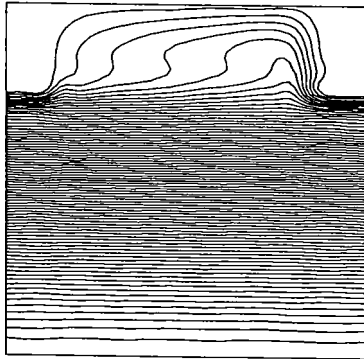
5.6.44 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 200$ $Pr = 600$



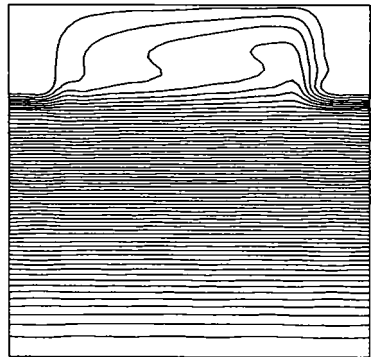
5.6.45 Izotermele pentru forma patratice a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 0,707$



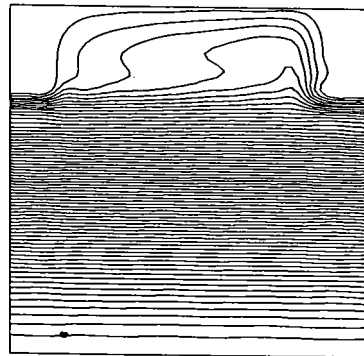
5.6.48 Izotermele pentru forma patratice a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 0,707$



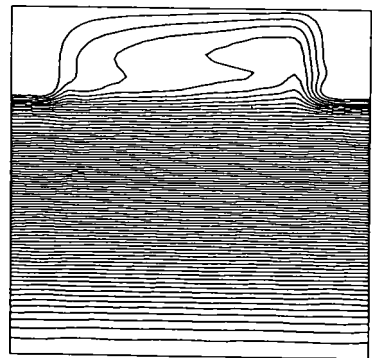
5.6.46 Izotermele pentru forma patratice a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 5$



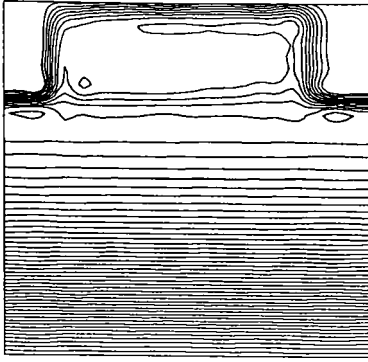
5.6.49 Izotermele pentru forma patratice a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 5$



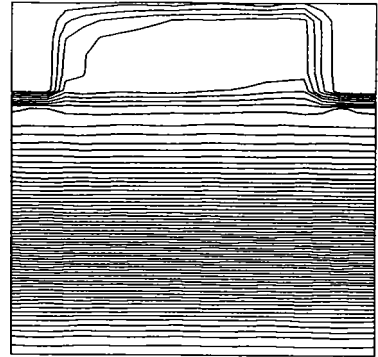
5.6.47 Izotermele pentru forma patratice a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 7$



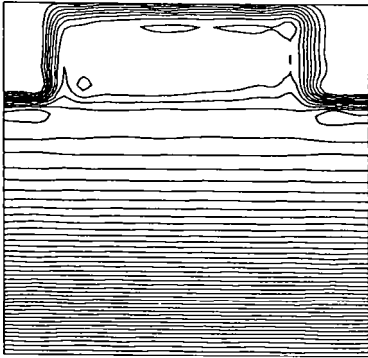
5.6.50 Izotermele pentru forma patratice a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 7$



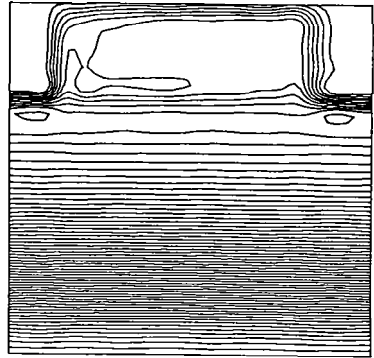
5.6.51 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 400$



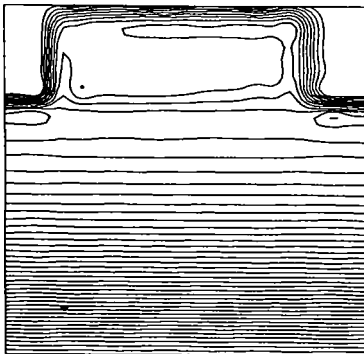
5.6.54 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 70$



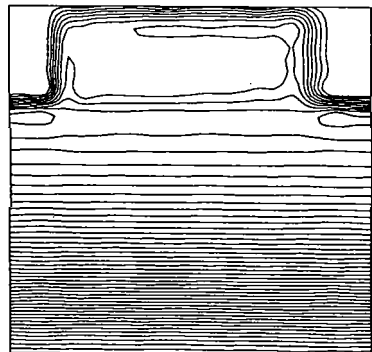
5.6.52 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 500$



5.6.55 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 170$



5.6.53 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 300$ $Pr = 600$



5.6.56 Izotermele pentru forma patratica a generatorului de turbulenta si pentru $Re = 400$ $Pr = 400$

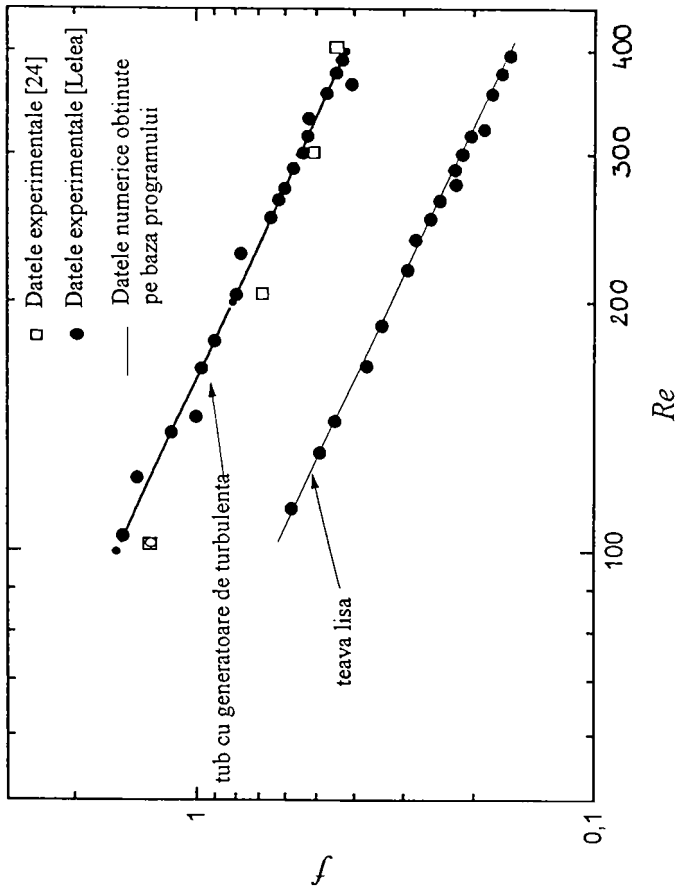


Figura 5.6.57 Compararea rezultatelor experimentale cu cele obtinute pe baza programului referitor la rezistentele hidrodinamice

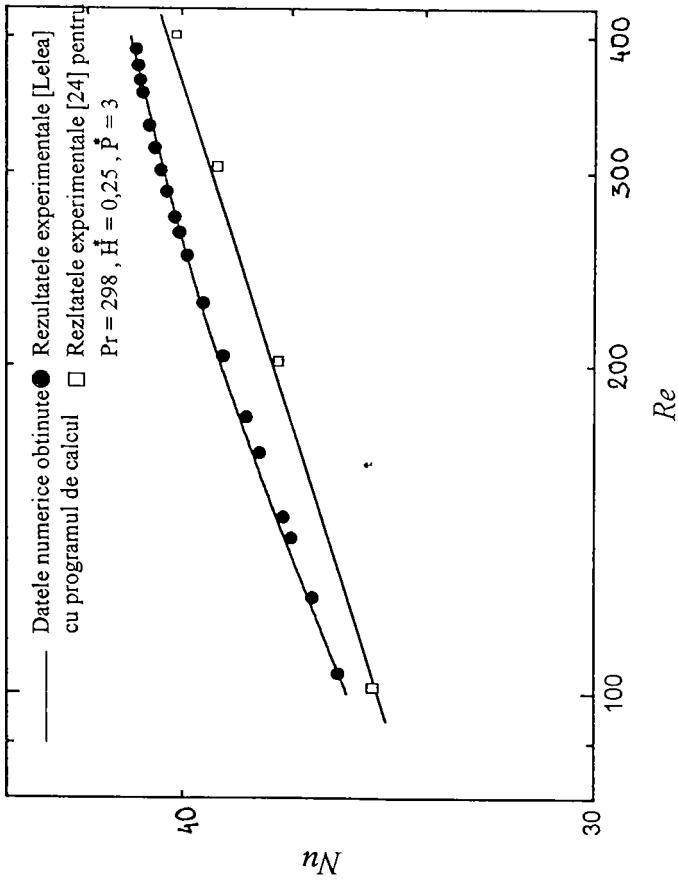


Figura 5.6.58 Compararea rezultatelor experimentale cu cele obtinute pe baza programului referitor la performantele termice

In figura 5.6.57 s-au prezentat comparativ performantele hidrodinamice obtinute experimental cu cele obtinute pe baza programului. S-au luat in considerare doua cazuri, si anume teava lisa respectiv tub cu generatoare de turbulenta cu urmatoarea geometrie: $P^* = 1$ si $H^* = 0,25$. Atat rezultatele experimentale cat si cele numerice pentru curgerea prin tuburi netede, referitoare la performantele hidrodinamice, concorda perfect cu ecuatia criteriala pentru curgerea laminara prin tuburi [17]:

$$f = \frac{64}{Re}$$

In cazul curgerii prin tub cu generatoare de turbulenta diferenta maxima dintre rezultatele experimentale si cele numerice este de 5 % in cazul cercetarilor intreprinse de Uttarwar [24], si 2 % fata de rezultatele experimentale realizate de autor.

In figura 5.6.58 se prezinta comparativ performantele termice obtinute pe baza programului cu, cele realizate experimental, pentru un tub cu generatoare de turbulenta. Rezultatele experimentale obtinute de autor concorda foarte bine cu valorile criteriului Nu obtinute pe baza programului. Diferenta dintre rezultatele cercetarii [24] cu rezultatele numerice obtinute cu programul de calcul se datoreaza atat geometriei diferite $P^* = 3$ cat si valorii diferite a criteriului Prandtl $Pr = 298$ fata de 400 valoarea folosita pentru calcul numeric.

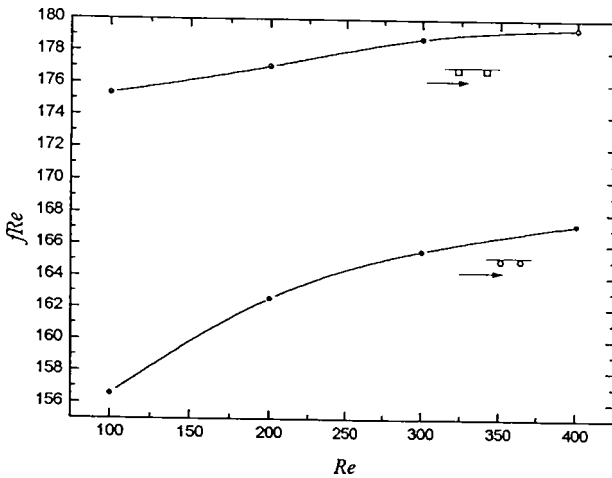


Figura 5.6.59 Compararea produsului fRe pentru cele doua forme ale generatoarelor de turbulenta, circulara respectiv dreptunghiulara

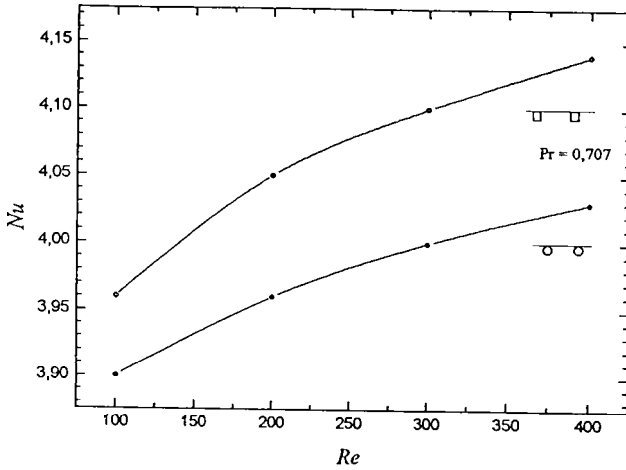


Figura 5.6.60 Compararea criteriului Nu pentru cele doua forme ale generatoarelor de turbulenta, circulara respectiv dreptunghiulara

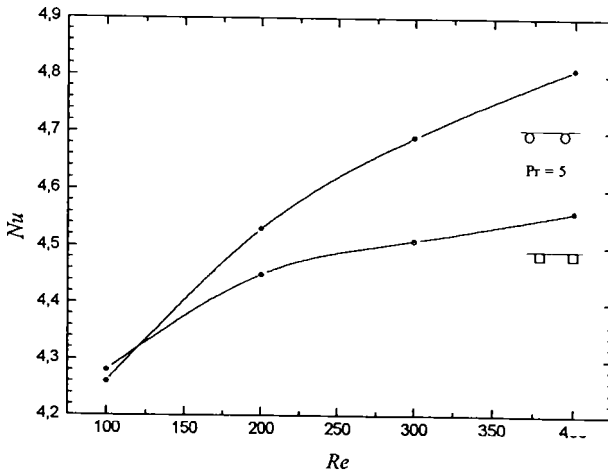


Figura 5.6.61 Compararea criteriului Nu pentru cele doua forme ale generatoarelor de turbulenta, circulara respectiv dreptunghiulara

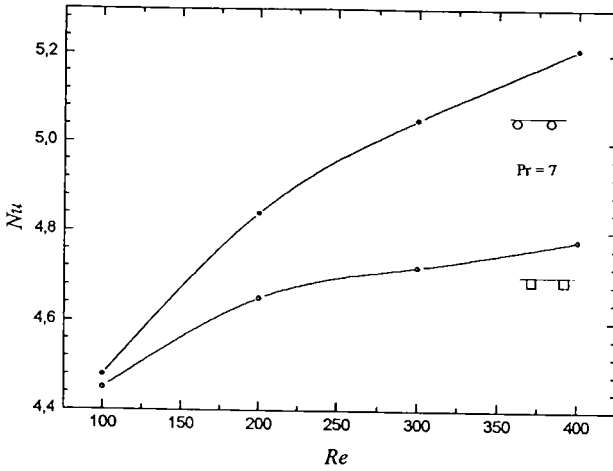


Figura 5.6.62 Compararea criteriului Nu pentru cele doua forme ale generatoarelor de turbulenta, circulara respectiv dreptunghiulara

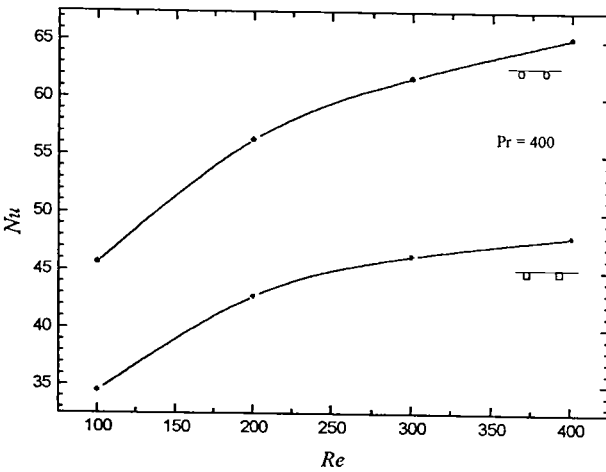


Figura 5.6.63 Compararea criteriului Nu pentru cele doua forme ale generatoarelor de turbulenta, circulara respectiv dreptunghiulara

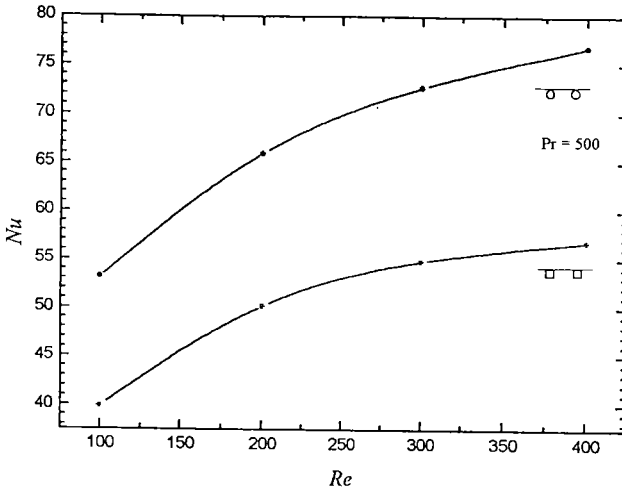


Figura 5.6.64 Compararea criteriului Nu pentru cele doua forme ale generatoarelor de turbulenta, circulara respectiv dreptunghiulara

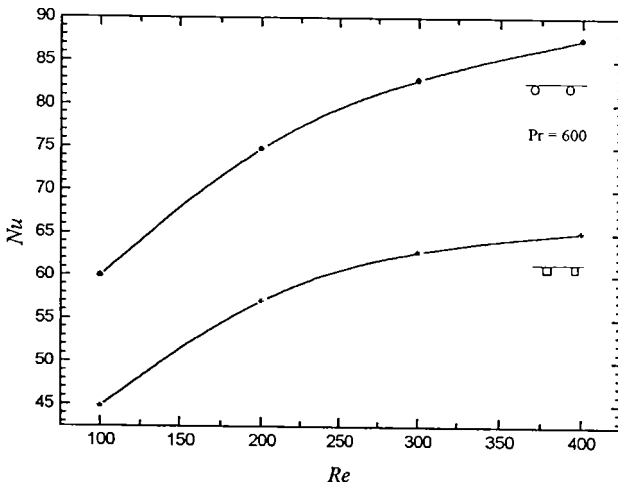


Figura 5.6.65 Compararea criteriului Nu pentru cele doua forme ale generatoarelor de turbulenta, circulara respectiv dreptunghiulara

5.7 Concluzii

Rezultatele obtinute in urma calculelor numerice s-au prezentat in figurile 5.6.1 - 5.6.56 in forma campului de viteze respectiv in forma izotermelor, iar in figurile 5.6.57 - 5.6.65 se prezint variatiile:

- $f = f(Re, \text{forma generatorului})$;
- $fRe = f(Re, \text{forma generatorului})$ si
- $Nu = f(Re, Pr, \text{forma generatorului})$.

Din figurile prezentate rezulta:

1. Prezenta zonelor de recirculare in urma fiecarei nevuri. Aceasta influenteaza atat campul de viteze cat si campul de temperaturi, rezultand o majorare a rezistentelor hidrodinamice fRe si a criteriului Nu .

2. Generatoarele de turbulenta sunt mai avantajoase ca un mod de intensificare a schimbului de caldura pentru curgerea laminara a fluidelor cu o viscozitate mai mare. Explicatia acestei observatii rezulta din campul de temperaturi. Pentru fluide cu o viscozitate mai mica (aer $Pr=0,7$), modul principal de transport a energiei termice este conductia. Cu majorarea viscozitatii ($Pr \geq 5$) convectionea termica devine un mod predominant de transfer termic, simtindu-se astfel prezenta zonelor de recirculare.

Din campurile de temperatura prezentate se observa ca prin majorarea lui Pr , la o valoare constanta a lui Re , apar straturi limita termice, mai intai in apropierea suprafetelor de transfer termic, iar cu majorarea ulterioara a criteriului Pr acestia apar si in straturile delimitatoare dintre zona de curgere si zona recirculara. De asemenea grosimea acestora se micsoareaza cu majorarea criteriului Pr , de unde rezulta explicatia imbunatatirii performantelor termice in cazul folosirii fluidelor cu o viscozitate mai mare.

3. Fata de cercetarile anterioare [45], in cazul curgerii laminare se arata ca influenta formei generatoarelor de turbulenta creste odata cu majorarea criteriului *Prandtl*. De asemenea din diagramele prezentate rezulta ca, exceptand aerul ca fluid de lucru unde performantele termice sunt mai bune in cazul folosirii generatoarelor dreptunghiulare, forma circulara este mai avantajoasa pentru fluide mai viscoase. Daca aceasta majorare pentru apa este de numai 8 %, cu majorarea viscozitatii diferenta creste, astfel incat pentru fluide cu $Pr = 600$ majorarea este de 25 %.

In privinta performantelor hidrodinamice, acestea sunt mai mari in cazul folosirii generatoarelor cu forma dreptunghiulara, iar aceasta majorare este de 7 %.

6. Curgerea forțată și transferul termic prin spații inelare cu generatori de turbulență pe suprafața exterioară a tubului interior

Curgerea laminară și transferul termic apare într-o multitudine de probleme industriale. Având în vedere că tuburile netede au performanțe inferioare, se impune o intensificare a schimbului de căldură. Totodată, curgerea poate fi laminară și din cauza dimensiunilor mici, debitelor scăzute, precum și vâscozității substanțiale a fluidului. De aceea, necesitatea intensificării transferului termic este mai mare în cazul regimului laminar.

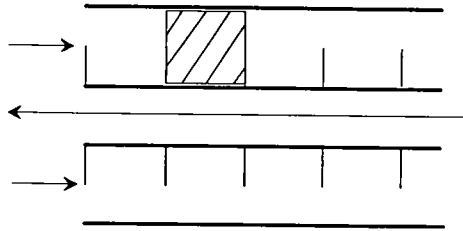


Figura 6.1 Curgerea prin spații inelare cu nervuri interioare

Curgerea laminară și schimbul de căldură prin spații inelare cu suprafața ondulată a tubului interior a fost studiată de Prata și Sparrow [53]. Suprafața ondulată a tubului interior are performanțe bune ce conduc la intensificarea transferului termic cu o mică majorare a rezistențelor hidraulice.

Această problemă a fost cercetată și experimental în lucrarea [16]. Fără de analizele anterioare, s-a urmărit și efectul porțiunii de intrare asupra performanțelor termice și hidrodinamice. Performanțele termice și hidrodinamice s-au obținut prin variația înălțimii și pasului nervurii, precum și numărului Re .

În acest capitol s-a analizat numeric problema curgerii și a transmiterii căldurii prin spații inelare cu generatori de turbulență pe suprafața exterioară a tubului interior. Conform analizei din capitolele anterioare s-a urmărit regimul stabilizat periodic, neglijând porțiunea de intrare. Prin urmare s-a considerat lungimea tubului a fi suficient de mare. Încercările au fost efectuate pentru trei valori ale invariantului Pr , și anume: $Pr = 0.707$; 5 și 7. S-au variat două mărimi geometrice, și anume pasul și înălțimea nervurii, precum și numărul Re . Pe baza rezultatelor obținute s-au prezentat performanțele termice și fluidodinamice în forma variației lui Nu și a raportului fRe/fRe_0 în funcție de Re , înălțimea și pasul relativ al nervurilor. Totodată rezultatele s-au prezentat și în forma liniilor de curent și a izotermelor.

6.1 Descrierea matematica a fenomenului

Ecuatiile diferentiale, în forma adimensională, care descriu procesul de curgere și transfer termic

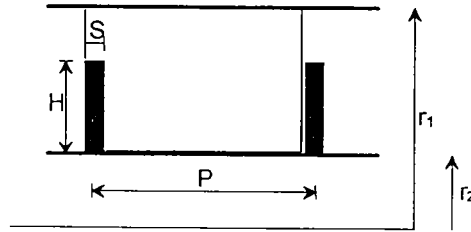


Figura 6.1.1 Secțiunea caracteristică în cazul curgerii prin spațiul inelar cu nervuri interioare circumferențiale

prin spațiul inelar (fig. 6.1.1), și însoțite de condițiile limita, sunt după cum urmează [54,55]:

- ecuația de continuitate:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial (RV)}{\partial R} = 0 \quad (6.1.1)$$

- ecuațiile Navier - Stock:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial R} = B \cdot \frac{\partial P'}{\partial X} + \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \quad (6.1.2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial R} = - \frac{\partial P'}{\partial R} + \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) - \frac{V}{R^2} \right] \quad (6.1.3)$$

- ecuația de conservare a energiei termice:

$$U \frac{\partial T'}{\partial X} + V \frac{\partial T'}{\partial R} = -U + \frac{1}{Pr} \left[\frac{\partial^2 T'}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T'}{\partial R} \right) \right] \quad (6.1.4)$$

- Marimile adimensionale sunt după cum urmează:

$$X = \frac{x}{r_1}; R = \frac{r}{r_1}; U = \frac{u \cdot r_1}{v}; V = \frac{v \cdot r_1}{v}$$

$$P' = \frac{p \cdot r_1^2}{\rho v^2}; B = \frac{\beta \cdot r_1^3}{\rho v^2}; T' = \frac{T}{\gamma r_1} \quad (6.1.5)$$

Se definesc condițiile limita pentru ecuațiile de miscare :

- pe suprafețele solide:

$$U = V = 0 \quad (6.1.6)$$

- la intrare respectiv iesire din secțiunea caracteristică rezultă condiții de periodicitate:

$$\phi(X, Y) = \phi(X + L, Y), \phi = U, V, P', T' \quad (6.1.7)$$

Pentru câmpul de temperaturi condiția limită este aceea în care temperatura peretelui T_w variază linear cu distanța X . Aceasta este valabilă în cazul curgerii în contracurent a fluidelor cu același flux al capacității calorice. Temperatura fluidului poate fi scrisă ca:

$$T(X, R) = T_w(X) + T'(X, R) \quad (6.1.8)$$

unde temperatura $T_p(X)$ poate fi exprimată prin:

$$T_p(X) = T_{p,0} + \gamma \cdot X \quad (6.1.9)$$

γ reprezintă gradientul axial al temperaturii peretelui, iar $T'(X, R)$ este abaterea lui T de la temperatura peretelui, care variază periodic în fiecare dintre secțiunile succesive. Pe suprafața tubului interior temperatura T' este 0, iar la intrare respectiv iesire din secțiunea caracteristică este valabilă condiția de periodicitate similară cu cea din relația (6.7). Suprafața tubului exterior este izolată, și anume:

$$\frac{\partial T'}{\partial R} = 0, R = 1$$

Cu aceasta din urmă, formularea matematică a fenomenului este completată și prin urmare în continuare, se poate trece la rezolvarea ecuațiilor de mișcare și ecuației de conservare a energiei termice, văzând două mărimi geometrice $\mathbf{H}^* = \mathbf{H}/(r_1 - r_2)$ și $\mathbf{P}^* = \mathbf{P}/(r_1 - r_2)$, precum și criteriile Re respectiv Pr . Pentru o singură valoare a gradientului de presiune B rezultă o singură valoare lui Re . Prin urmare acesta din urmă se poate obține în mod iterativ, conform relației:

$$B^{k+1} = B^k \frac{Re}{Re^k}, \text{ unde } k \text{ este iteratia curentă.} \quad (6.1.10)$$

6.2 Metoda de soluționare cu detalii de programare

Discretizarea sistemului de ecuații fundamentale s-a făcut pe baza schemei *POWER - LAW*. Cuplarea câmpului de viteză cu cel de presiune prin ecuația de continuitate s-a rezolvat prin metoda *SIMPLER*. Ecuațiile algebrice, obținute în urma discretizării se rezolvă cu metoda *TDMA-circular*.

Problemele legate de aboradrea zonelor solide (nervurile), împreuna cu fluidul sunt rezolvate pe baza modelului descris in capitolul 5 (subcap. 5.2).

In urma încercarilor facute, în cea ce priveste scara grilei, s-a ales grila 29×28 (figura 6.2.1), în sistemul de coordonate x, r . Pentru o astfel de grila au fost necesare aproximativ 100 - 400 de iteratii pentru a rezolva câmpul de viteza, în aproximativ 20 min. Pentru câmpul de temperaturi erau necesare 400- 800 de iteratii sau aproximativ 1 min. Programul este scris in limbajul de programare *FORTRAN 5.1*, si este compus din urmatoarele componente:

- *tinfd.for* - programul principal;
 - *main.fpi* - fisierul cu blocurile COMMON;
 - *coefp.fpi* - subrutina pentru calculul coeficientilor campului de presiune;
 - *coefv.fpi* - subrutina pentru calculul coeficientilor campului de viteze v ;
 - *coefw.fpi* - subrutina pentru calculul coeficientilor campului de viteze w ;
 - *coeft.fpi* - subrutina pentru calculul coeficientilor campului de temperatura;
 - *deltay.fpi* - subrutina pentru generarea grilei in directia axiala;
 - *deltar.fpi* - subrutina pentru generarea grilei in directia radiala;
 - *deltadr.fpi* - subrutina pentru generarea grilei in directia radiala;
 - *deltavwy.fpi* - subrutina pentru decalarea grilei in directia axiala;
 - *deltavwr.fpi* - subrutina pentru decalarea grilei in directia radiala;
 - *pseudo.fpi* - subrutina pentru calculul pseudovitezelor;
 - *dmacirc.fpi* - subrutina pentru soltionarea sistemului de ecuatii algebrice cu metoda TDMA circulara;
 - *time.fpi* - subrutina pentru cronometrarea timpului CPU;
 - *verp.fpi* - subrutina pentru verificarea obtinerii solutiei convergente;
 - *dorin.inp* - fisierul cu datele de intrare;
- Programul se prezinta in Anexa1.

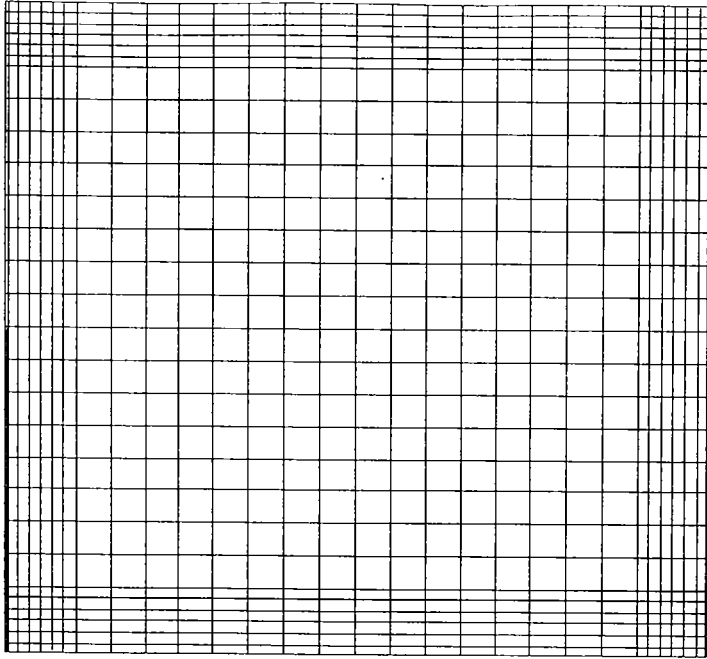


Figura 6.2.1 Grila folosita pentru discretizarea domeniului cercetat si pentru $P^* = 1$ si $H^* = 0,5$

Incarcarile s-au efectuat pentru $D^* = 0.25$ si $D^* = 0.5$ (unde D^* este raportul diametrelor $D^* = r_2/r_1$), $S/P = 10^{-4}$, si pasul relativ $P^* = 1$ si $P^* = 2$. Influenta lui Re s-a analizat variind Re de la 100 la 1000. Influenta pasului s-a analizat pentru doua valori ale criteriului *Reynolds*, si anume $Re = 100$ si 300 , $D^* = 0.25$ si $D^* = 0.5$, iar pasul a variat $P^* = 0,5 \dots 6$. Incercarile au fost efectuate pentru aer si apa, $Pr = 0,707$ respectiv $Pr = 5$ si 7 .

6.3 Performantele hidrodinamice

Coeficientul de rezistenta hidraulica este definit:

$$f = \frac{-\frac{dp}{dx} D_h}{\frac{1}{2} \rho u_{med}^2} \quad (6.3.1)$$

iar luând în considerare, gradientul de presiune pe secțiune β , se obține:

$$fRe = \frac{2 \cdot \beta \cdot D_h^2}{\mu \cdot u_{med}} \quad (6.3.2)$$

unde numărul Reynolds este definit prin relația:

$$Re = \frac{\rho \cdot u_{med} \cdot D_h}{\mu} \quad (6.3.3)$$

iar diametrul hidraulic este definit prin relația:

$$D_h = 2 \cdot (r_1 - r_2) \quad (6.3.4)$$

raportul diametrelor este:

$$D^* = \frac{r_2}{r_1} \quad (6.3.5)$$

Produsul fRe în forma adimensională devine:

$$fRe = 8 \frac{B}{Re} \left(1 - \frac{r_2}{r_1}\right)^2 \quad (6.3.6)$$

Liniiile de curent se definesc prin relația:

$$\psi = \int_{r_2}^{r_1} u r dr \quad (6.3.7)$$

Performanțele hidrodinamice sunt prezentate în forma liniilor de curent și a variațiilor produsului fRe în funcție de Re , înălțimea H^* și pasul nervurii P^* .

6.4 Performanțele termice

Numărul Nu se definește prin relația:

$$Nu = \frac{\alpha D_h}{\lambda} \quad (6.4.1)$$

Totodată valoarea coeficientului de convecție este:

$$\alpha = \frac{Q}{2 \cdot r_2 \cdot \pi \cdot P (T_w - T_b)} \quad (6.4.2)$$

unde Q este fluxul termic transmis fluidului într-o secțiune caracteristică. Trebuie menționat că în definiția lui α nu s-a luat în vedere suprafața suplimentară a nervurii, ci suprafața tubului neted. Temperatura medie masică se definește cu relația:

$$T_b = \frac{\int_{r_1}^{r_2} T \cdot |u| \cdot r \cdot dr}{\int_{r_1}^{r_2} |u| \cdot r \cdot dr} \quad (6.4.3)$$

Pentru calcularea diferenței de temperatură $T_p - T_b$ s-a folosit secțiunea $x = P/2$, cu toată că s-a observat că valoarea acestei diferențe variază foarte puțin cu x . Fluxul de căldură Q se poate exprima prin gradientul de temperatură γ , și anume:

$$Q = (\rho \cdot u_{med}) \cdot (\pi(r_1^2 - r_2^2)) \cdot c_p \cdot \gamma \cdot P \quad (6.4.4)$$

Din relațiile 6.4.1-6.4.4 rezultă relația adimensională pentru Nu :

$$Nu = \frac{Re \cdot Pr}{T_b} \left(\frac{1}{D^*} - D^* \right) \cdot (1 - D^*) \quad (6.4.5)$$

unde $\gamma \cdot P$ este creșterea temperaturii medii de-a lungul secțiunii caracteristice, ceea ce este egal cu măjoararea temperaturii peretelui de-a lungul secțiunii. Pentru suprafața fără nervuri diferența de temperatură $T_p - T_b$ devine independentă de distanța x și Nu obține valoarea de $Nu_0 = 6,19$. Performanțele termice s-au prezentat în forma variației $Nu = f(Re)$ și $Nu = f(P^*)$, precum și în forma izotermelor.

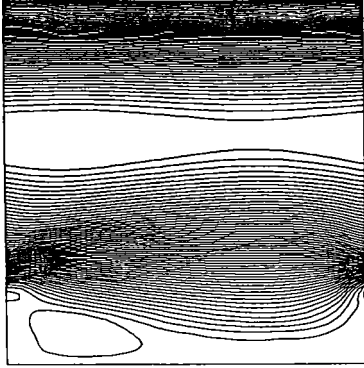


Figura 6.5.1 Liniile de curent pentru
 $Re = 100 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 1$

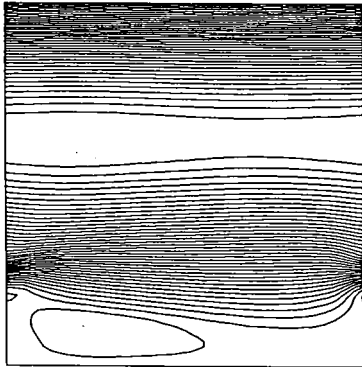


Figura 6.5.2 Liniile de curent pentru
 $Re = 200 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 1$

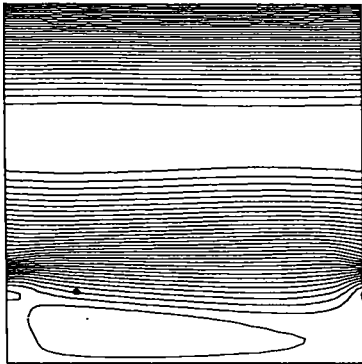


Figura 6.5.3 Liniile de curent pentru
 $Re = 300 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 1$

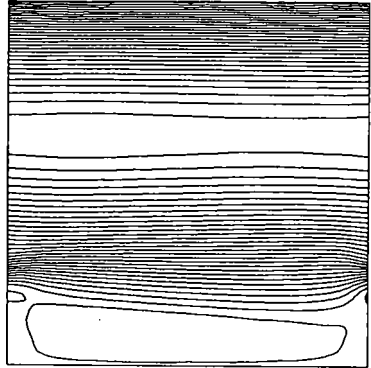


Figura 6.5.4 Liniile de curent pentru
 $Re = 400 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 1$

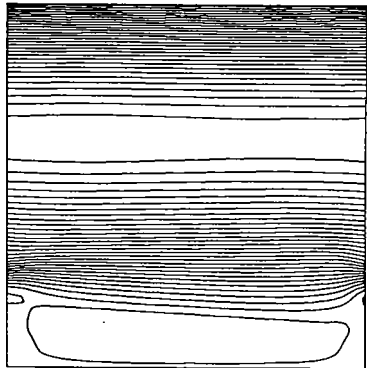


Figura 6.5.5 Liniile de curent pentru
 $Re = 500 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 1$

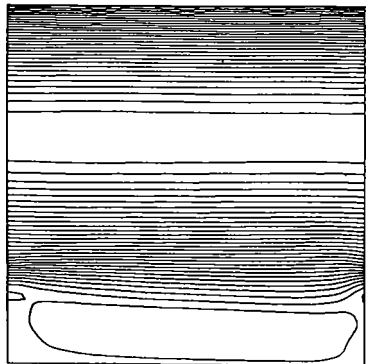


Figura 6.5.6 Liniile de curent pentru
 $Re = 1000 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 1$

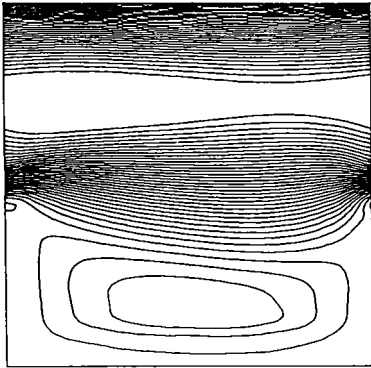


Figura 6.5.7 Liniile de curent pentru
 $Re = 100 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 1$

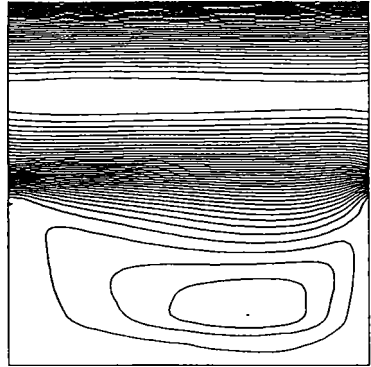


Figura 6.5.10 Liniile de curent pentru
 $Re = 400 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 1$

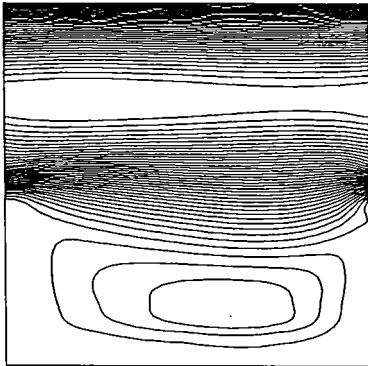


Figura 6.5.8 Liniile de curent pentru
 $Re = 200 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 1$

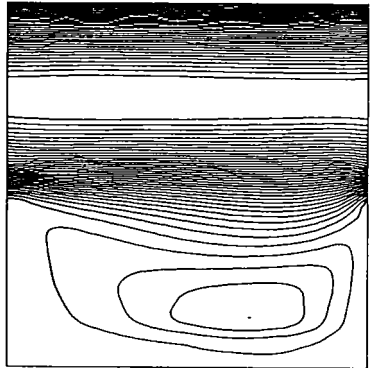


Figura 6.5.11 Liniile de curent pentru
 $Re = 500 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 1$

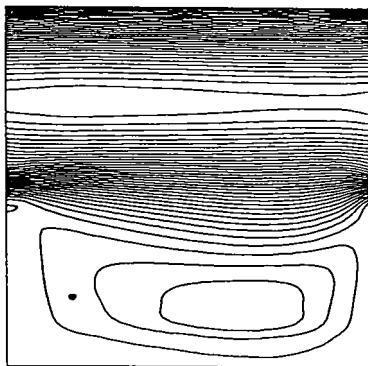


Figura 6.5.9 Liniile de curent pentru
 $Re = 300 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 1$

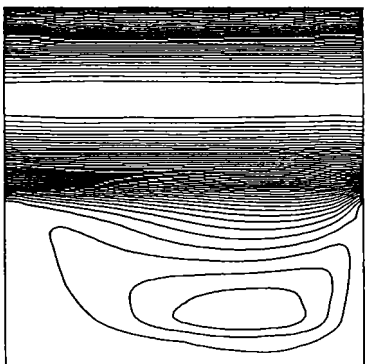


Figura 6.5.12 Liniile de curent pentru
 $Re = 1000 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 1$

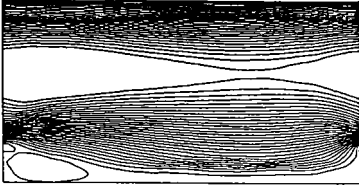


Figura 6.5.13 Liniile de curent pentru
 $Re = 100 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 2$

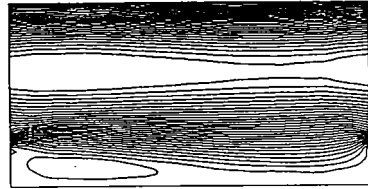


Figura 6.5.16 Liniile de curent pentru
 $Re = 400 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 2$

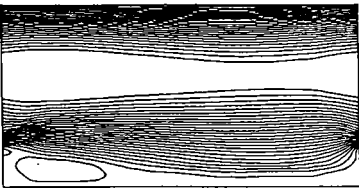


Figura 6.5.14 Liniile de curent pentru
 $Re = 200 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 2$

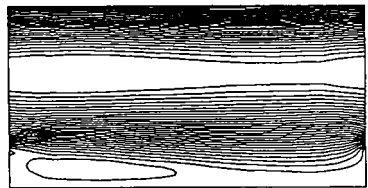


Figura 6.5.17 Liniile de curent pentru
 $Re = 500 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 2$

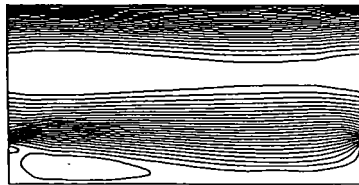


Figura 6.5.15 Liniile de curent pentru
 $Re = 300 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 2$

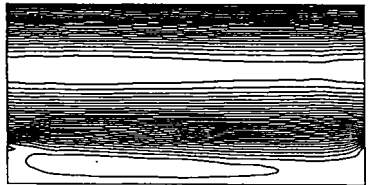


Figura 6.5.18 Liniile de curent pentru
 $Re = 1000 \quad H^* = 0,25 \quad P^* = 2$

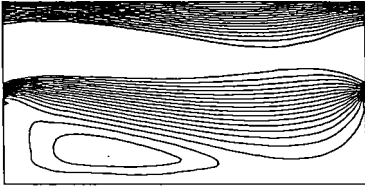


Figura 6.5.19 Liniile de curent pentru
 $Re = 100 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 2$

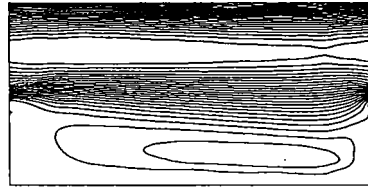


Figura 6.5.22 Liniile de curent pentru
 $Re = 400 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 2$

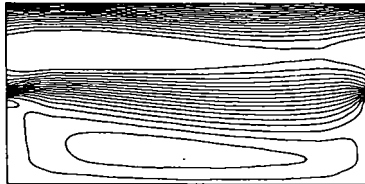


Figura 6.5.20 Liniile de curent pentru
 $Re = 200 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 2$



Figura 6.5.23 Liniile de curent pentru
 $Re = 500 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 2$

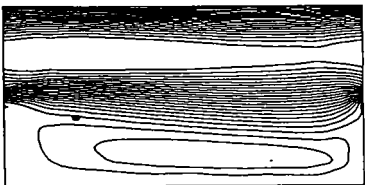


Figura 6.5.21 Liniile de curent pentru
 $Re = 300 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 2$



Figura 6.5.24 Liniile de curent pentru
 $Re = 1000 \quad H^* = 0,5 \quad P^* = 2$

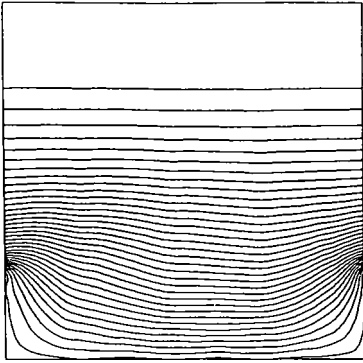


Figura 6.5.25 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

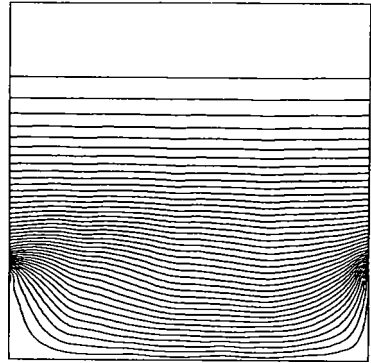


Figura 6.5.28 Izotermele pentru
 $Re = 200$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

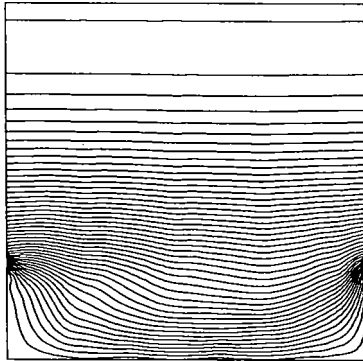


Figura 6.5.26 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

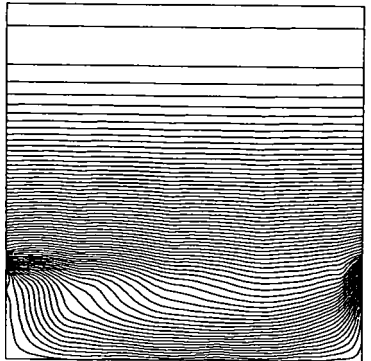


Figura 6.5.29 Izotermele pentru
 $Re = 200$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

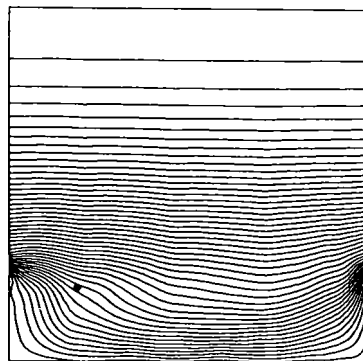


Figura 6.5.27 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

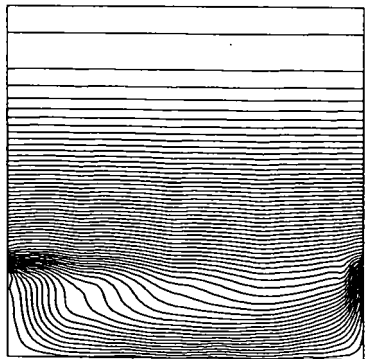


Figura 6.5.30 Izotermele pentru
 $Re = 200$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

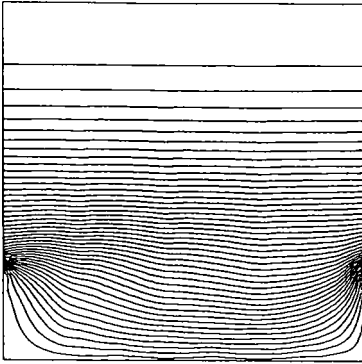


Figura 6.5.31 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

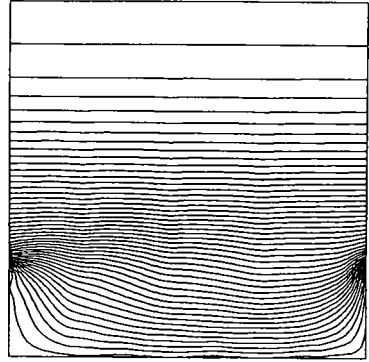


Figura 6.5.34 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

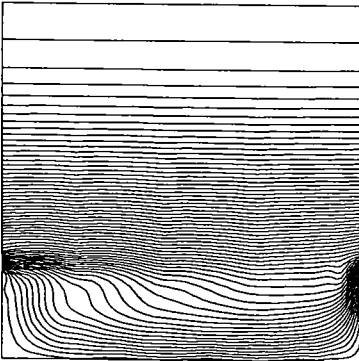


Figura 6.5.32 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

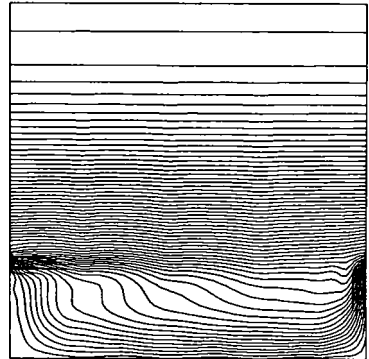


Figura 6.5.35 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

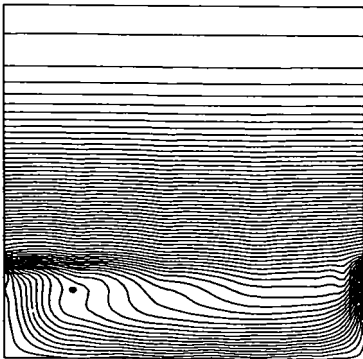


Figura 6.5.33 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

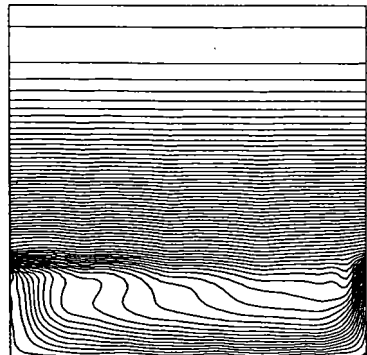


Figura 6.5.36 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

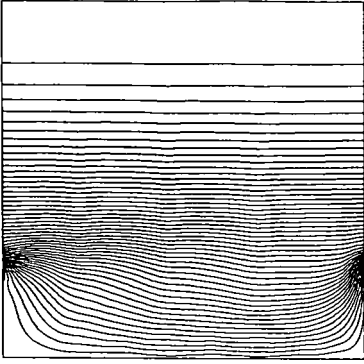


Figura 6.5.37 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

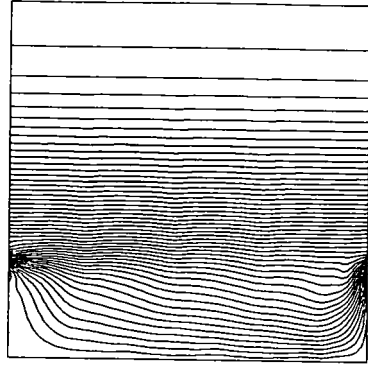


Figura 6.5.40 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

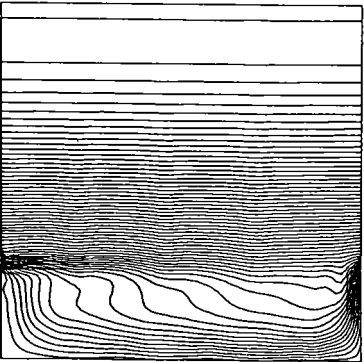


Figura 6.5.38 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

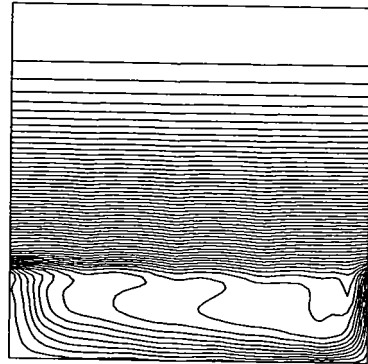


Figura 6.5.41 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

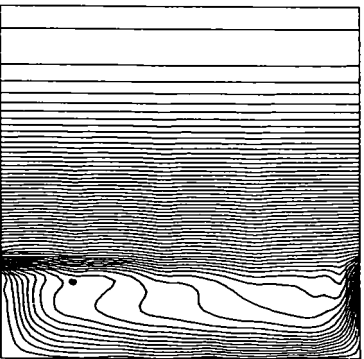


Figura 6.5.39 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

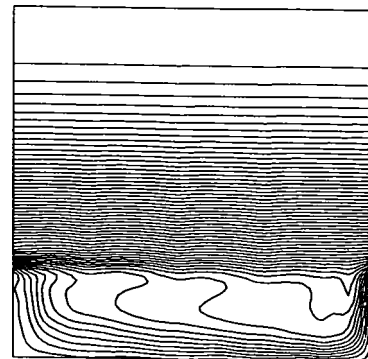


Figura 6.5.42 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

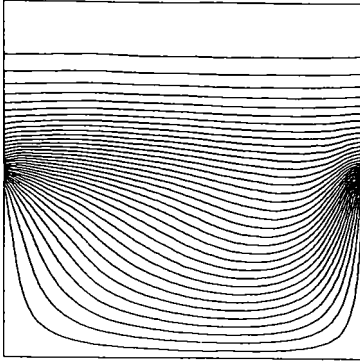


Figura 6.5.43 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

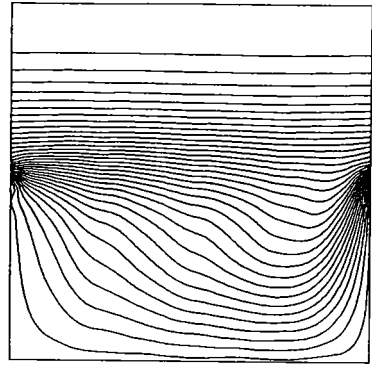


Figura 6.5.46 Izotermele pentru
 $Re = 200$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$ $Pr = 0,7$

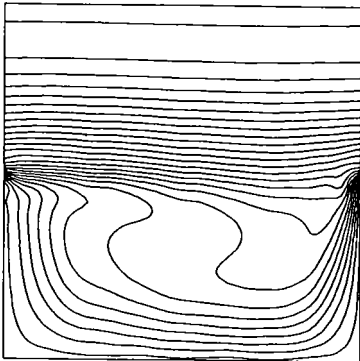


Figura 6.5.44 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

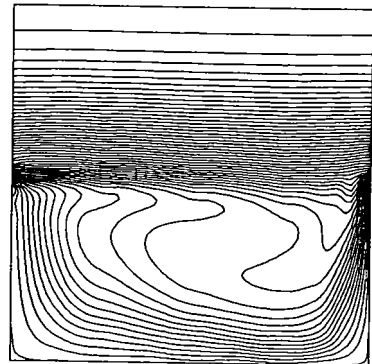


Figura 6.5.47 Izotermele pentru
 $Re = 200$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$ $Pr = 5$

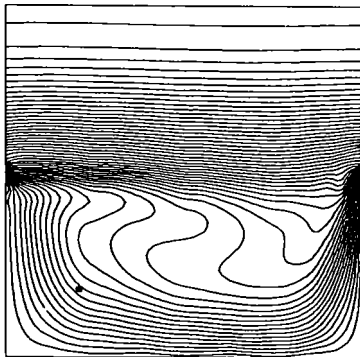


Figura 6.5.45 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

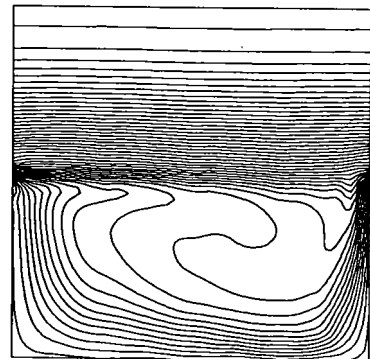


Figura 6.5.48 Izotermele pentru
 $Re = 200$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$ $Pr = 7$

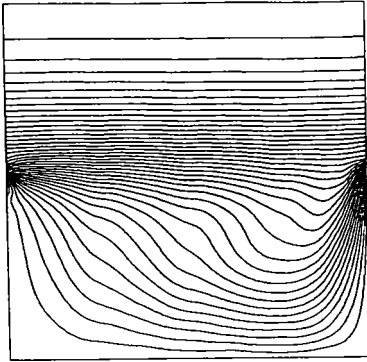


Figura 6.5.49 Izotermele pentru
 $Re = 300 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 0,7$

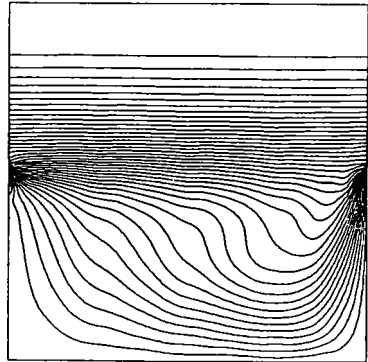


Figura 6.5.52 Izotermele pentru
 $Re = 400 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 0,7$

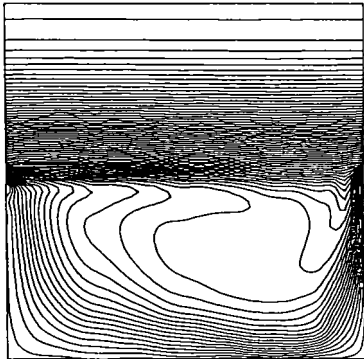


Figura 6.5.50 Izotermele pentru
 $Re = 300 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 5$

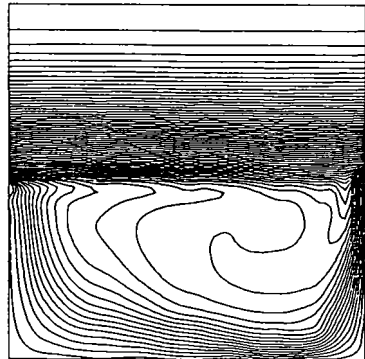


Figura 6.5.53 Izotermele pentru
 $Re = 400 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 5$

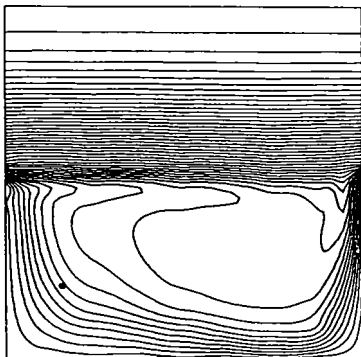


Figura 6.5.51 Izotermele pentru
 $Re = 300 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 7$

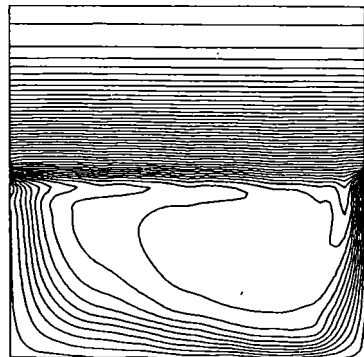


Figura 6.5.54 Izotermele pentru
 $Re = 400 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 7$

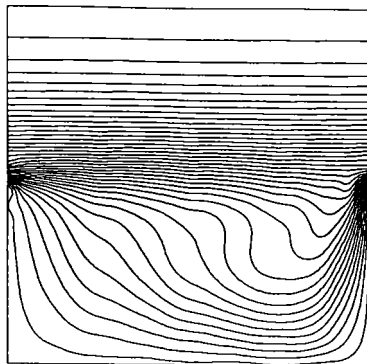


Figura 6.5.55 Izotermele pentru
 $Re = 500 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 0,7$

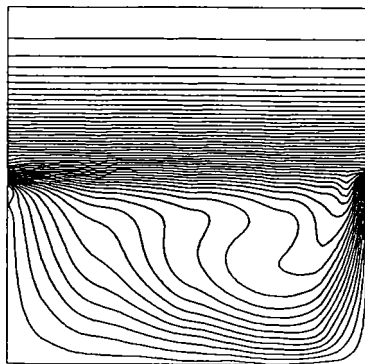


Figura 6.5.58 Izotermele pentru
 $Re = 1000 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 0,7$

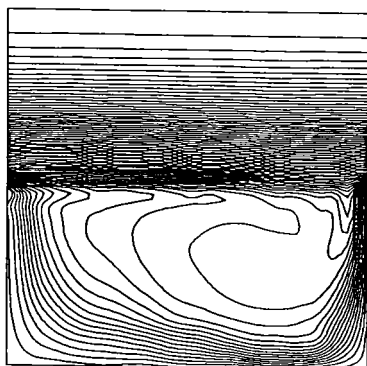


Figura 6.5.56 Izotermele pentru
 $Re = 500 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 5$

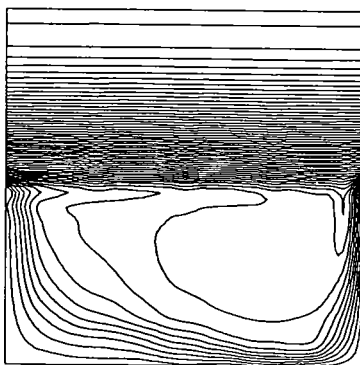


Figura 6.5.59 Izotermele pentru
 $Re = 1000 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 5$

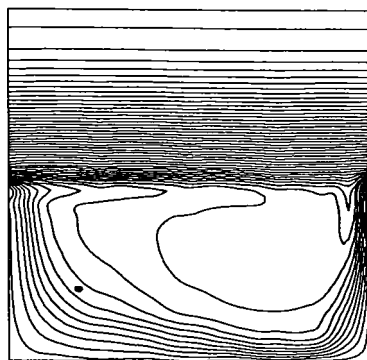


Figura 6.5.57 Izotermele pentru
 $Re = 500 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 7$

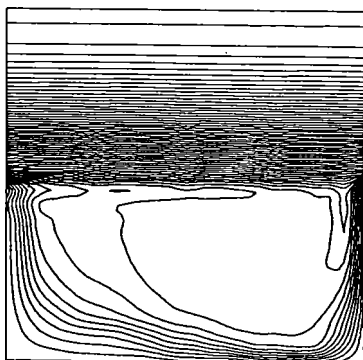


Figura 6.5.60 Izotermele pentru
 $Re = 1000 H^* = 0,5 P^* = 1 Pr = 7$

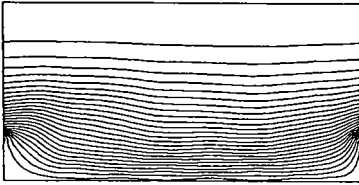


Figura 6.5.61 Izotermele pentru $Re = 100$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

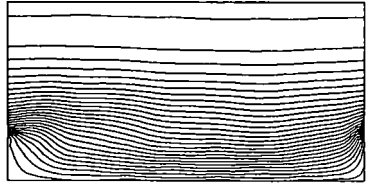


Figura 6.5.64 Izotermele pentru $Re = 200$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

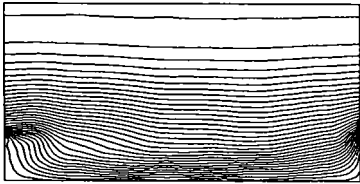


Figura 6.5.62 Izotermele pentru $Re = 100$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 5$

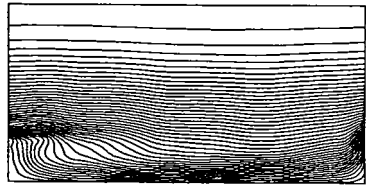


Figura 6.5.65 Izotermele pentru $Re = 200$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 5$

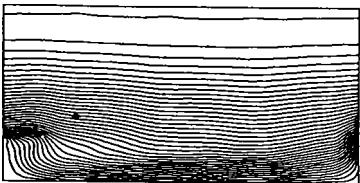


Figura 6.5.63 Izotermele pentru $Re = 100$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 7$

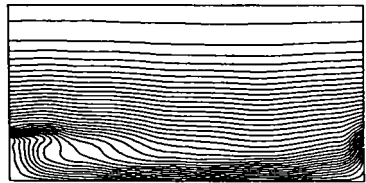


Figura 6.5.66 Izotermele pentru $Re = 200$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 7$

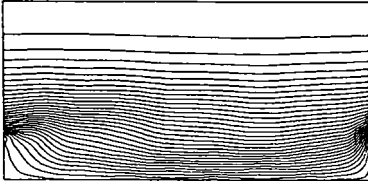


Figura 6.5.67 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

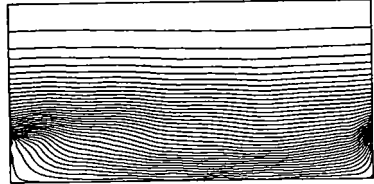


Figura 6.5.70 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

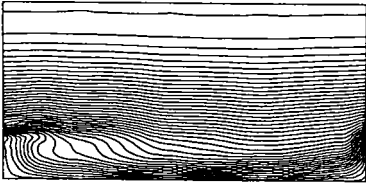


Figura 6.5.68 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 5$

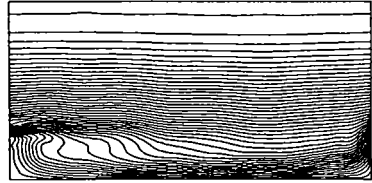


Figura 6.5.71 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 5$

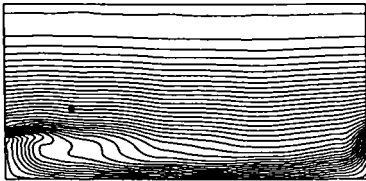


Figura 6.5.69 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 7$

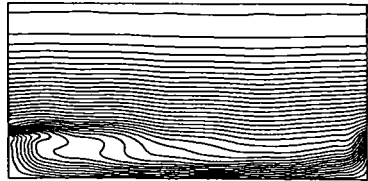


Figura 6.5.72 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 7$

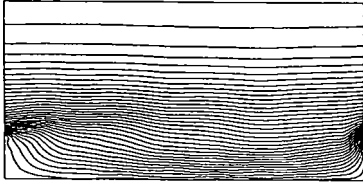


Figura 6.5.73 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

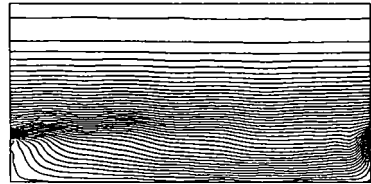


Figura 6.5.76 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

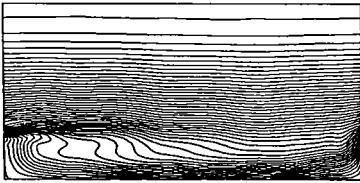


Figura 6.5.74 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 5$



Figura 6.5.77 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 5$

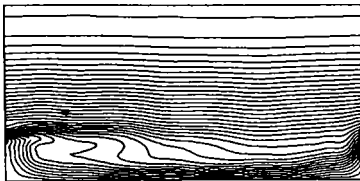


Figura 6.5.75 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 7$



Figura 6.5.78 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,25$ $P^* = 2$ $Pr = 7$

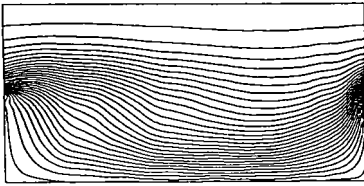


Figura 6.5.79 Izotermele pentru
 $Re = 100 \ H^* = 0,5 \ P^* = 2 \ Pr = 0,7$

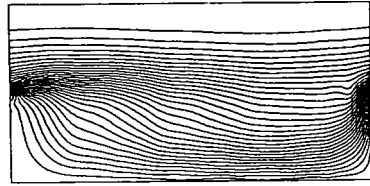


Figura 6.5.82 Izotermele pentru
 $Re = 200 \ H^* = 0,5 \ P^* = 2 \ Pr = 0,7$

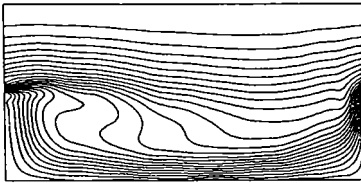


Figura 6.5.80 Izotermele pentru
 $Re = 100 \ H^* = 0,5 \ P^* = 2 \ Pr = 5$

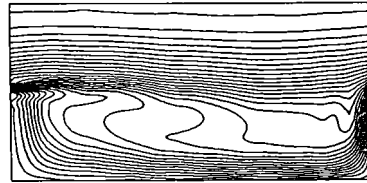


Figura 6.5.83 Izotermele pentru
 $Re = 200 \ H^* = 0,5 \ P^* = 2 \ Pr = 5$

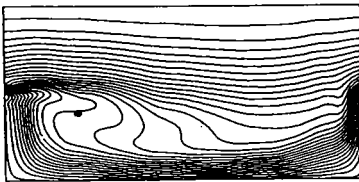


Figura 6.5.81 Izotermele pentru
 $Re = 100 \ H^* = 0,5 \ P^* = 2 \ Pr = 7$

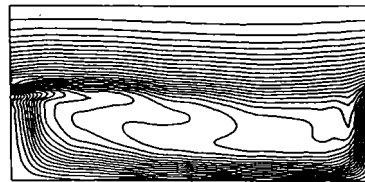


Figura 6.5.84 Izotermele pentru
 $Re = 200 \ H^* = 0,5 \ P^* = 2 \ Pr = 7$

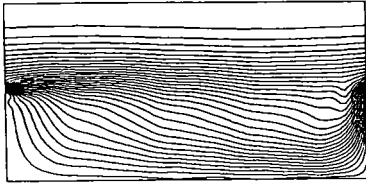


Figura 6.5.85 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

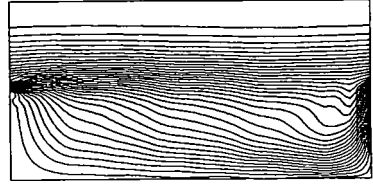


Figura 6.5.88 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

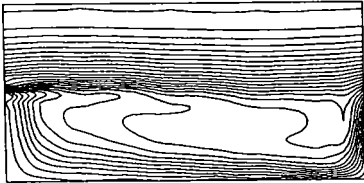


Figura 6.5.86 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 5$

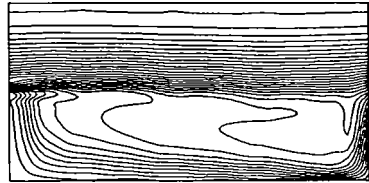


Figura 6.5.89 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 5$

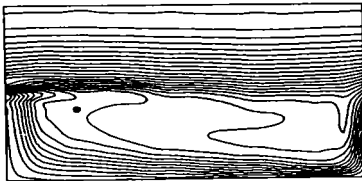


Figura 6.5.87 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 7$



Figura 6.5.90 Izotermele pentru
 $Re = 400$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 7$

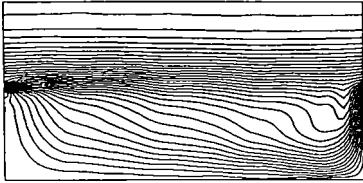


Figura 6.5.91 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

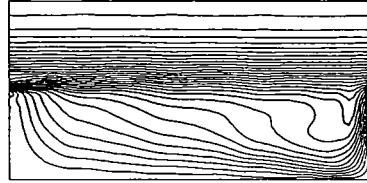


Figura 6.5.94 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 0,7$

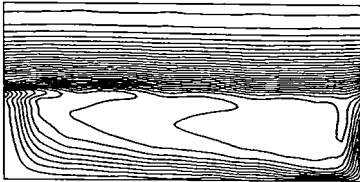


Figura 6.5.92 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 5$



Figura 6.5.95 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 5$



Figura 6.5.93 Izotermele pentru
 $Re = 500$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 7$



Figura 6.5.96 Izotermele pentru
 $Re = 1000$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$ $Pr = 7$

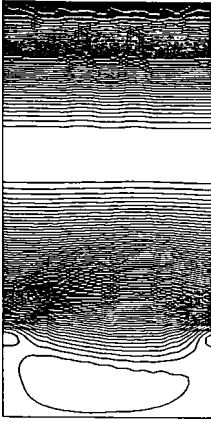


Figura 6.5.97 Liniile de curent pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,25$ si $P^* = 0,5$

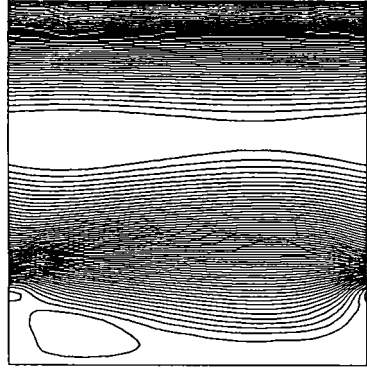


Figura 6.5.98 Liniile de curent pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,25$ si $P^* = 1$

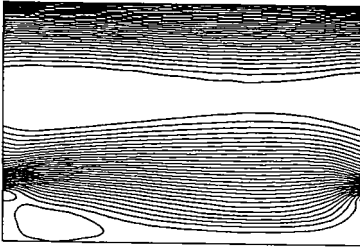


Figura 6.5.99 Liniile de curent pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,25$ si $P^* = 1,5$

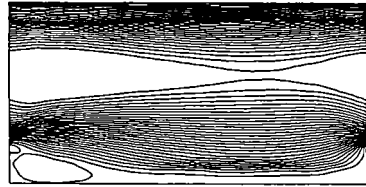


Figura 6.5.100 Liniile de curent pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,25$ si $P^* = 2$

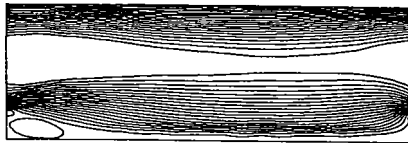


Figura 6.5.101 Liniile de curent pentru $Re = 100$ $H^* = 0,25$ si $P^* = 3$



Figura 6.5.102 Liniile de curent pentru $Re = 100$ $H^* = 0,25$ si $P^* = 4$

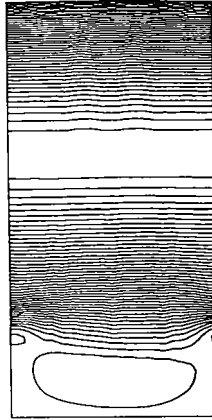


Figura 6.5.103 Liniile de curent pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 0,5$

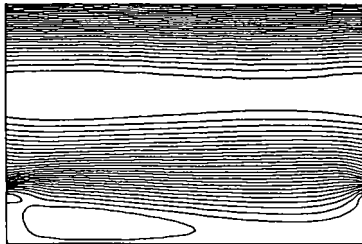


Figura 6.5.104 Liniile de curent pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 1,5$

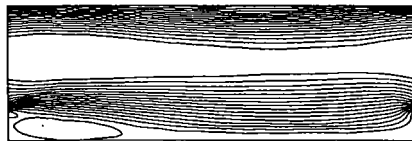


Figura 6.5.105 Liniile de curent pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 3$

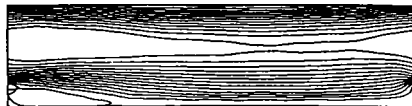


Figura 6.5.106 Liniile de curent pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 4$

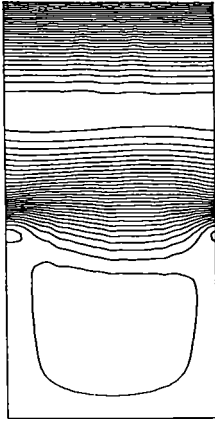


Figura 6.5.107 Liniile de curent pentru $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$

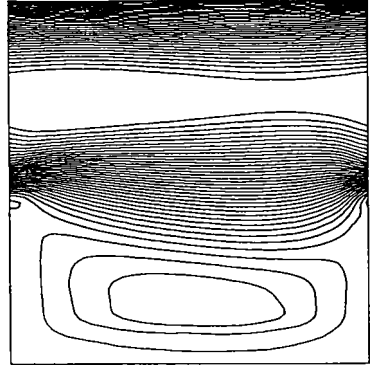


Figura 6.5.108 Liniile de curent pentru $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$

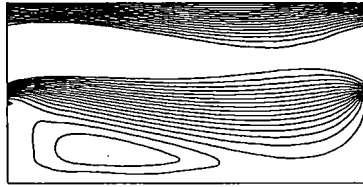


Figura 6.5.109 Liniile de curent pentru $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$

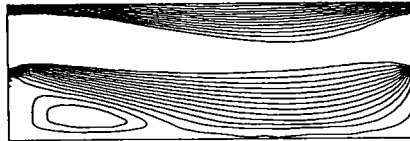


Figura 6.5.110 Liniile de curent pentru $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 3$



Figura 6.5.111 Liniile de curent pentru $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 4$

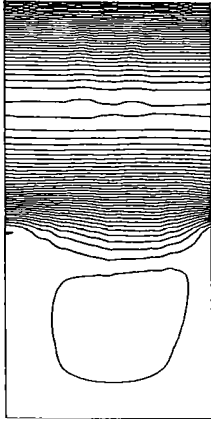


Figura 6.5.112 Liniiile de curent pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$

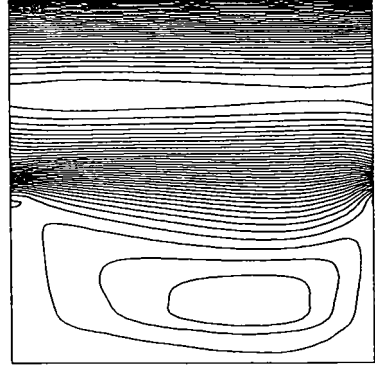


Figura 6.5.113 Liniiile de curent pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1$

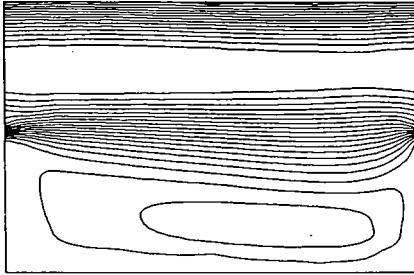


Figura 6.5.114 Liniiile de curent pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 1,5$

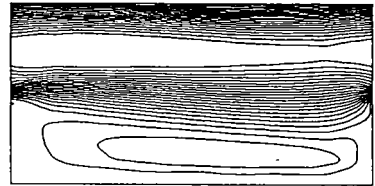


Figura 6.5.115 Liniiile de curent pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 2$

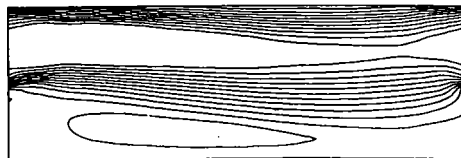
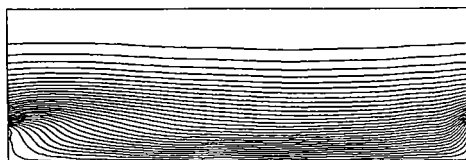
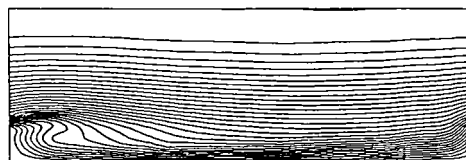
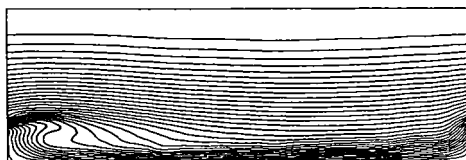
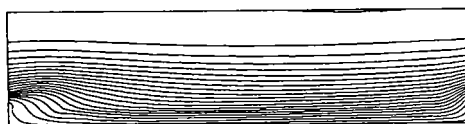
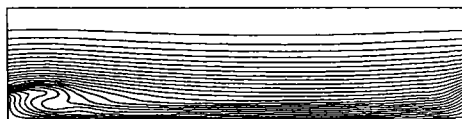
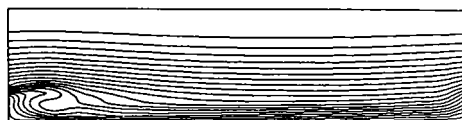


Figura 6.5.116 Liniiile de curent pentru $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 3$

Figura 6.5.117 Izotermele pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 3$ $Pr = 0,7$ Figura 6.5.118 Izotermele pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 3$ $Pr = 5$ Figura 6.5.119 Izotermele pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 3$ $Pr = 7$ Figura 6.5.120 Izotermele pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 4$ $Pr = 0,7$ Figura 6.5.121 Izotermele pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 4$ $Pr = 5$ Figura 6.5.122 Izotermele pentru $Re = 300$ $H^* = 0,25$ $P^* = 4$ $Pr = 7$

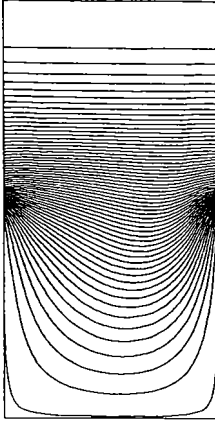


Figura 6.5.123 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$ $Pr = 0,7$

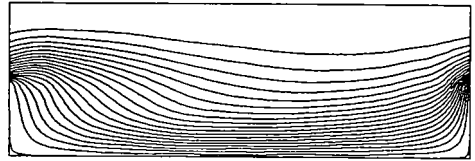


Figura 6.5.126 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 3$ $Pr = 0,7$

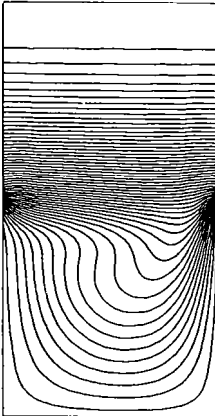


Figura 6.5.124 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$ $Pr = 5$

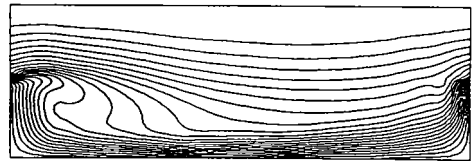


Figura 6.5.127 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 3$ $Pr = 5$

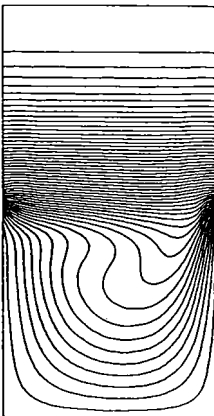


Figura 6.5.125 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$ $Pr = 7$

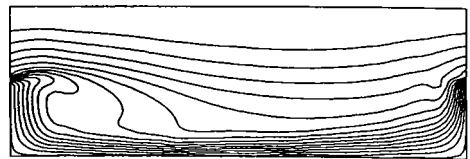


Figura 6.5.128 Izotermele pentru
 $Re = 100$ $H^* = 0,5$ $P^* = 3$ $Pr = 7$

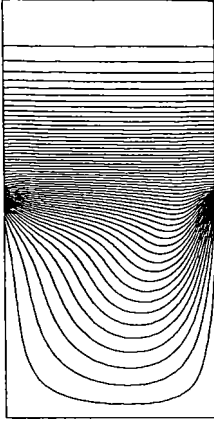


Figura 6.5.129 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$ $Pr = 0,7$

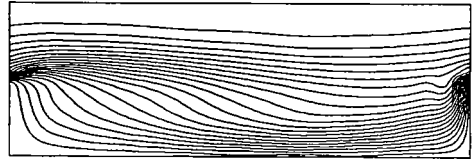


Figura 6.5.132 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 3$ $Pr = 0,7$

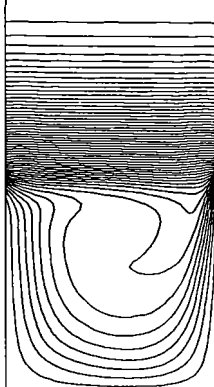


Figura 6.5.130 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$ $Pr = 5$

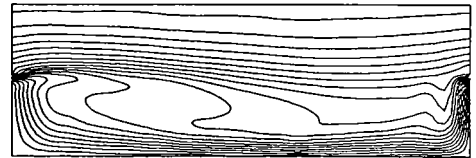


Figura 6.5.133 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 3$ $Pr = 5$

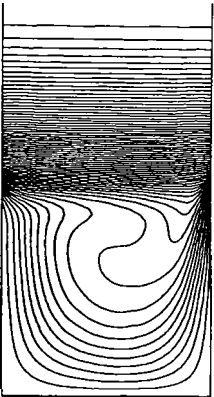


Figura 6.5.131 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$ $Pr = 7$

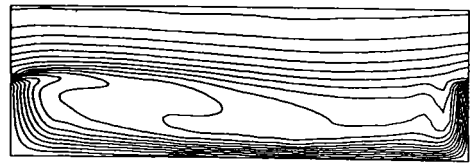


Figura 6.5.134 Izotermele pentru
 $Re = 300$ $H^* = 0,5$ $P^* = 0,5$ $Pr = 7$

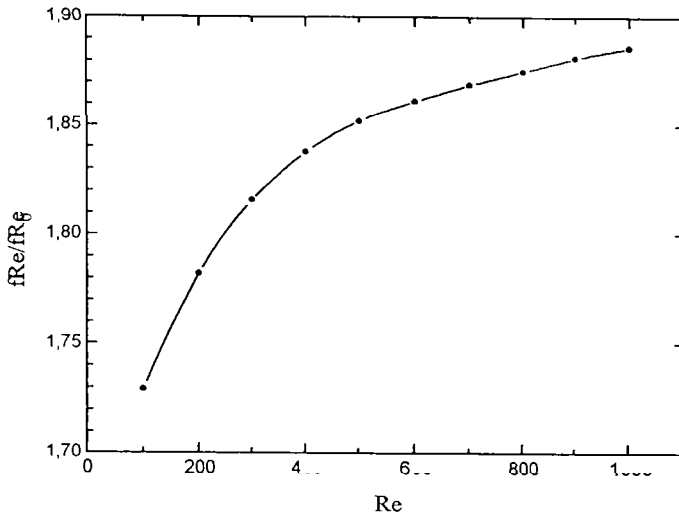


Figura 6.5.135 Variatia raportului f_{Re} in functie de Re pentru $P^* = 1$ si $H^* = 0,25$

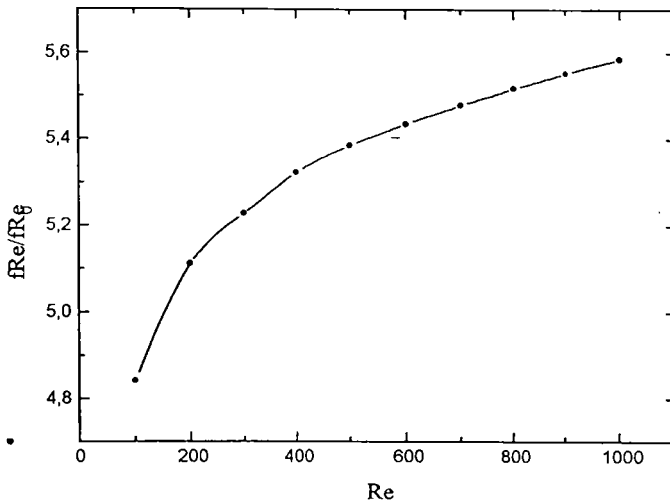


Figura 6.5.136 Variatia raportului f_{Re} in functie de Re pentru $P^* = 1$ si $H^* = 0,5$

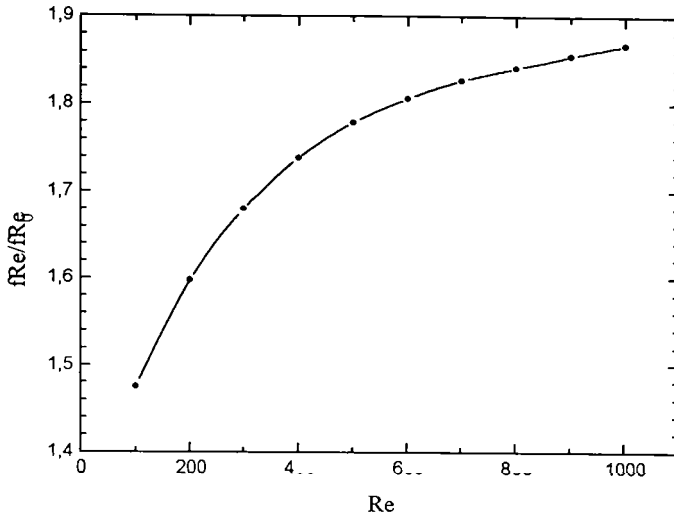


Figura 6.5.137 Variatia raportului fRe in functie de Re pentru $P^* = 2$ si $H^* = 0,25$

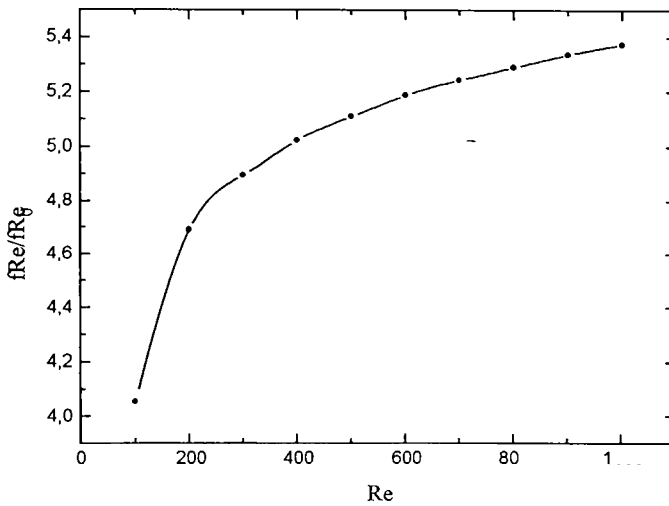


Figura 6.5.138 Variatia raportului fRe in functie de Re pentru $P^* = 2$ si $H^* = 0,5$

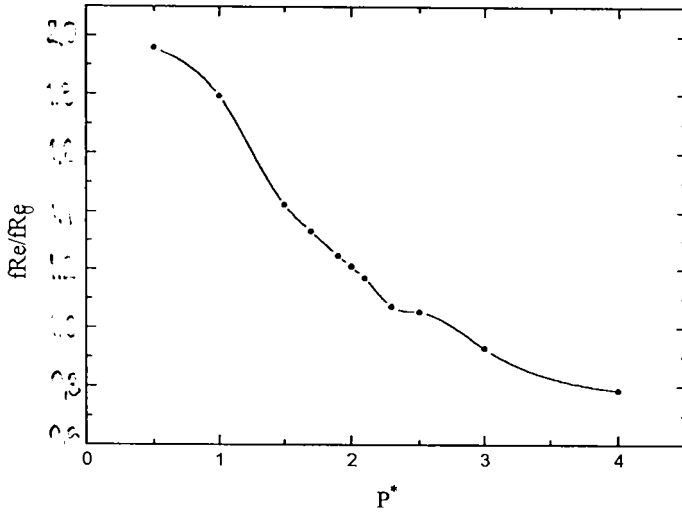


Figura 6.5.139 Variatia raportului f_{Re} in functie de P^* pentru $Re = 100$ si $H^* = 0,25$

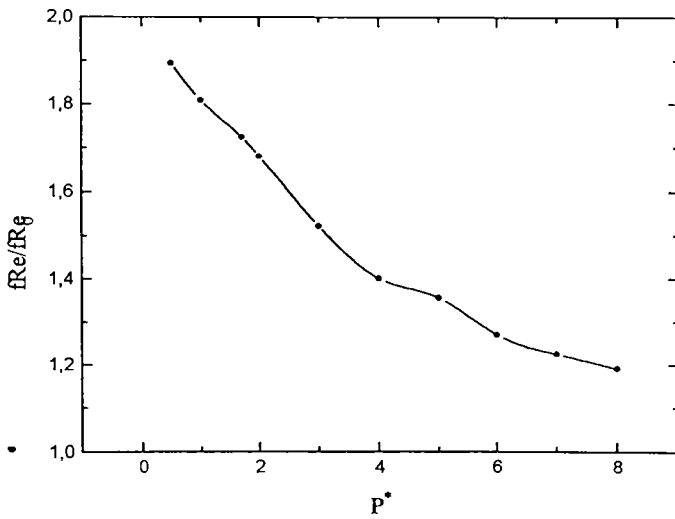


Figura 6.5.140 Variatia raportului f_{Re} in functie de P^* pentru $Re = 300$ si $H^* = 0,25$

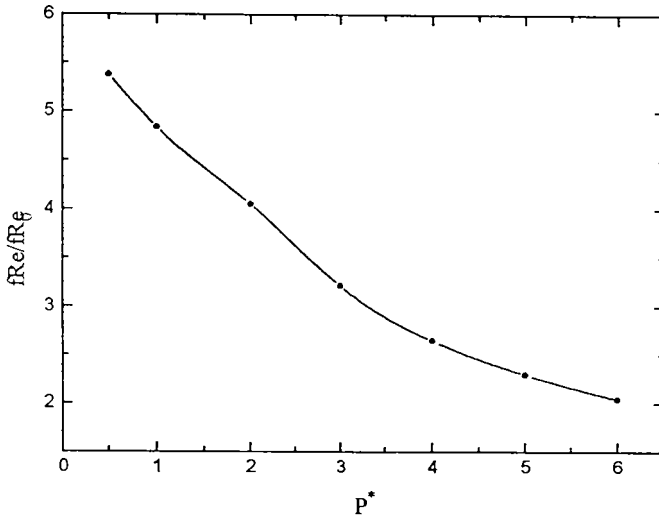


Figura 6.5.141 Variatia raportului fRe in functie de P^* pentru $Re = 100$ si $H' = 0,5$

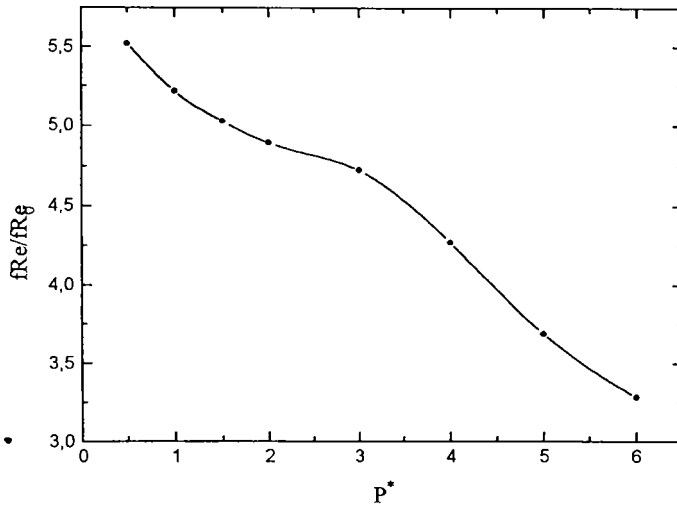
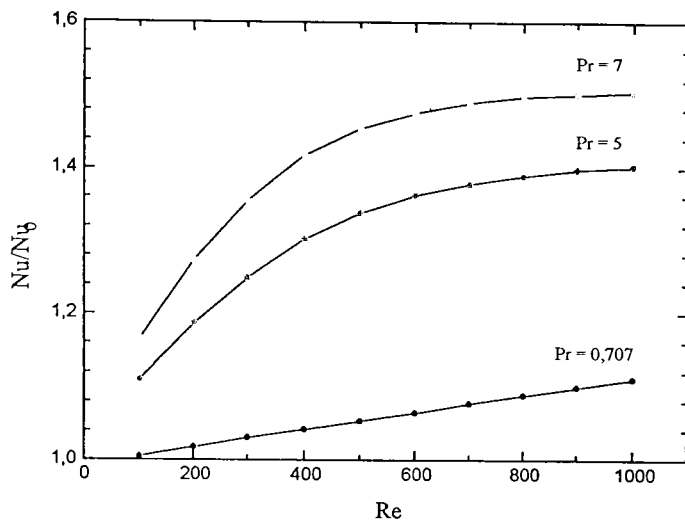
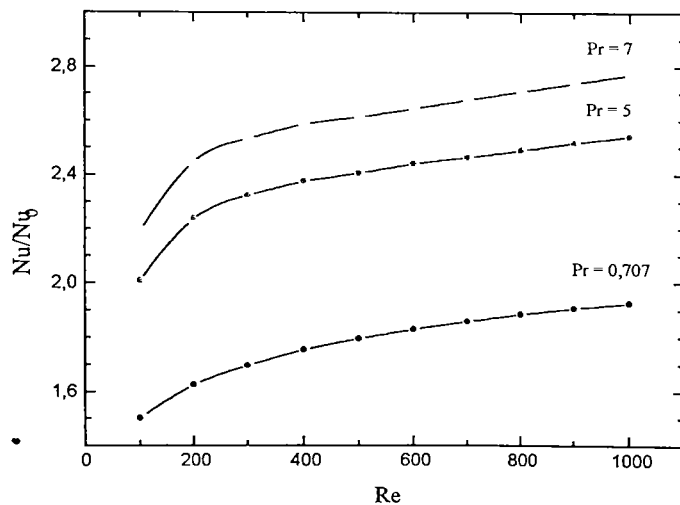


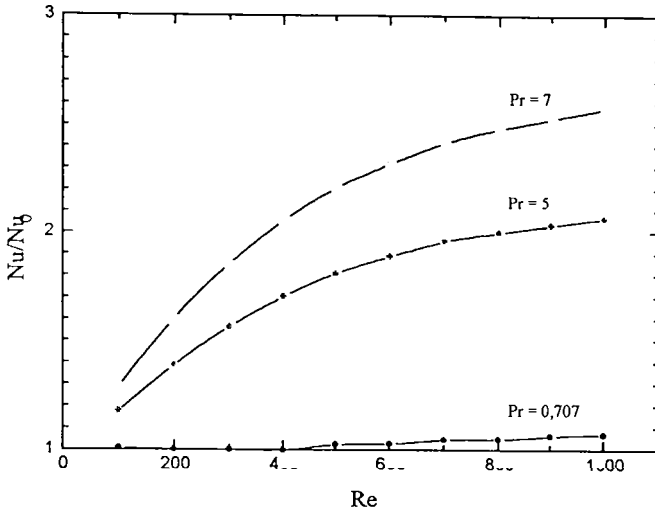
Figura 6.5.142 Variatia raportului fRe in functie de P^* pentru $Re = 300$ si $H' = 0,5$



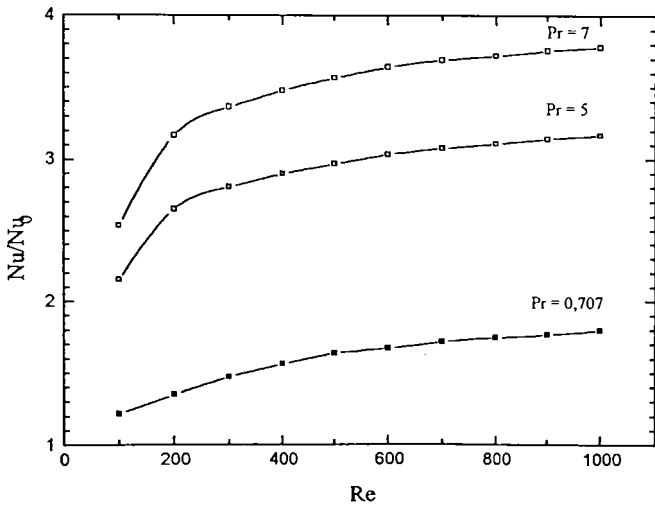
6.5.143 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de Re pentru $P^* = 1$ si $H^* = 0,25$



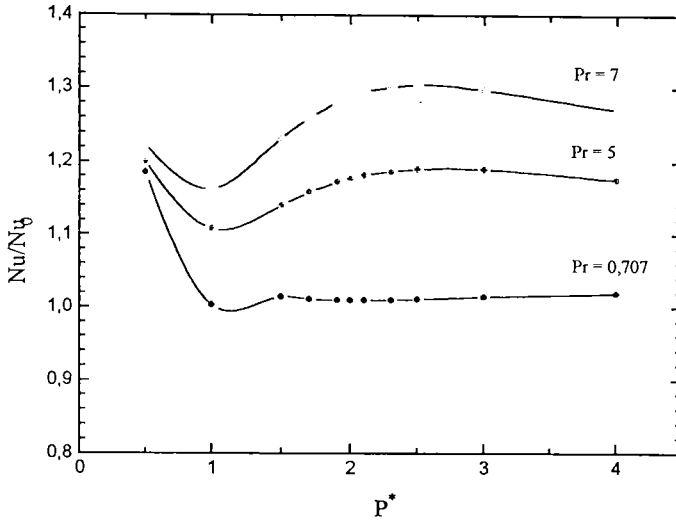
6.5.144 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de Re pentru $P^* = 1$ si $H^* = 0,5$



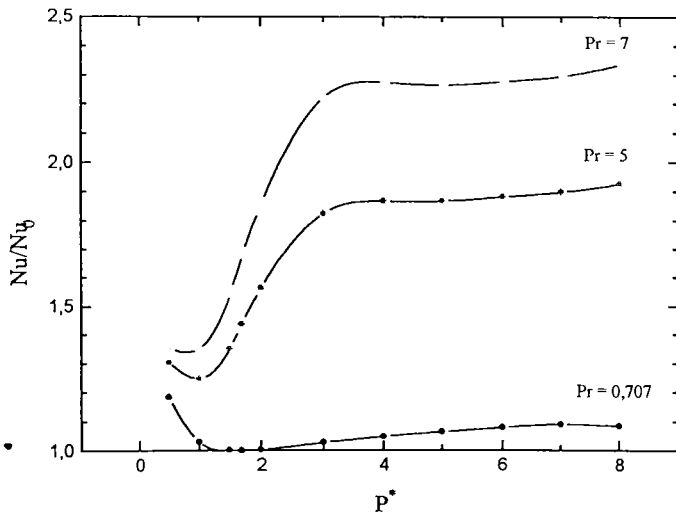
6.5.145 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de Re pentru $P^* = 2$ si $H^* = 0,25$



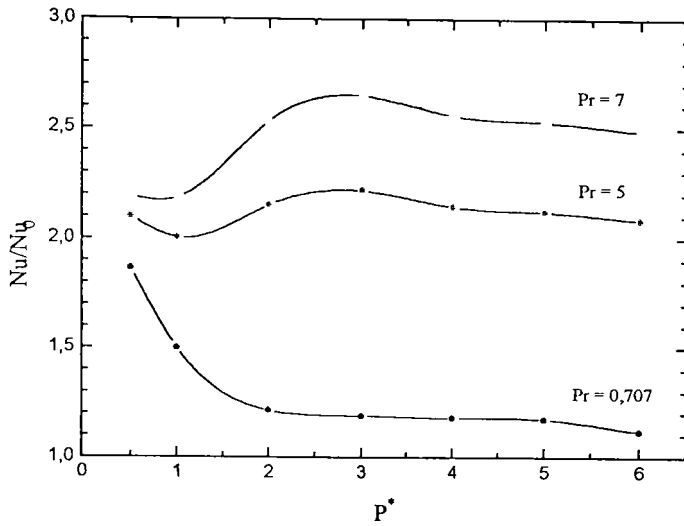
6.5.146 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de Re pentru $P^* = 2$ si $H^* = 0,5$



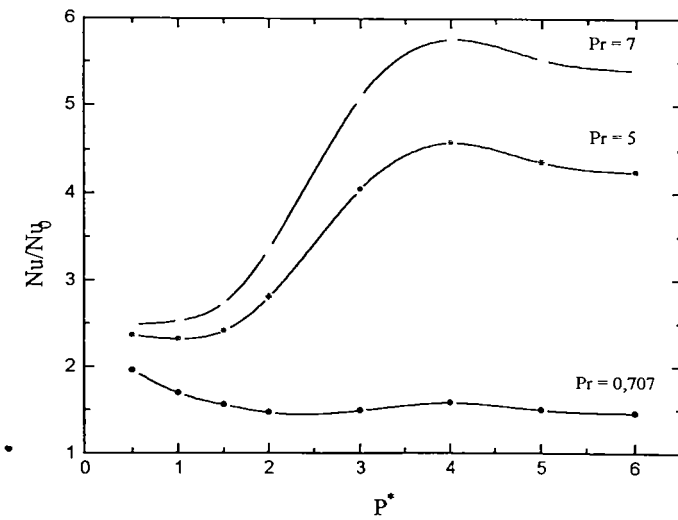
6.5.147 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de P^* pentru $Re = 100$ si $H^* = 0,25$



6.5.148 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de P^* pentru $Re = 300$ si $H^* = 0,25$



6.5.149 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de P^* pentru $Re = 100$ si $H^* = 0,5$



6.5.150 Variatia raportului Nu/Nu_0 in functie de P^* pentru $Re = 300$ si $H^* = 0,5$

6.6 Concluzii

In figurile 6.5.1 - 6.5.24 se prezinta evolutia campului de viteza cu majorarea criteriului $100 < Re < 1000$, pentru doua valori ale pasului relativ $P^* = 1$ si 2 , si doua valori ale inaltimii relative $H^* = 0,25$ si $0,5$. In figurile 6.5.25 - 6.5.96 sunt prezentate izotermele pentru aceasi geometrie si trei valori ale criteriului *Prandtl*, si anume $Pr = 0,707$; 5 si 7 . Influenta pasului asupra campului de viteza respectiv campului de temperaturi, se prezinta in figurile 6.5.97 - 6.5.136.5. Diagramele variatiilor $Nu/Nu_0 = f(Re, Pr, P^*, H^*)$ si $fRe/fRe_0 = f(Re, P^*, H^*)$ sunt prezentate in figurile 6.5.135 - 6.5.150.

Observatia comuna pentru toate cazurile cercetate este prezenta zonelor de turbulenta locala (vartejurilor), ca urmare a curgerii fluidelor peste obstacole create prin prezenta nervurilor. Puterea acestor vartejuri respectiv portiunea pe care o ocupa se majoreaza odata cu majorarea criteriului Re , respectiv cu scaderea pasului si majorarea inaltimii nervurii. Prezenta acestor portiuni de turbulenta are ca rezultat majorarea pe de o parte rezistentele hidrodinamice, iar pe de alta parte performantele termice adica criteriul Nu .

Totodata se observa ca centrele vartejurilor se deplaseaza spre nervura opusa odata cu cresterea vitezei de curgere. Prin urmare, caldura cedata de fluid catre nervura este mai mare pe suprafata nervurii opuse, respectiv suprafata tubului adiacenta acestei nervuri, observatie remarcata si din diagrama campurilor de temperatura pentru valori mai mari ale criteriului *Reynolds* ($Re = 1000$). In acest caz se observa o densitate mai mare a izotermelor in zonele amintite si anume gradienti de temperatura mai mari.

De asemenea se observa ca zonele inactive, din punctul de vedere al transferului termic, sunt colturile nervurilor. Prin majorarea pasului zonele de recirculare ocupa o portiune din ce in ce mai mica intre doua nervuri succesive, ceea ce conduce la scaderea rezistentelor hidrodinamice.

Influenta recircularii asupra tipului fluidului s-a urmarit variind criteriul $0,707 < Pr < 7$. Din izotermele prezentate se observa ca influenta zonelor de recirculare asupra campului de temperatura se majoreaza, prin cresterea criteriului *Prandtl*. In cazul folosirii aerului ca fluid de lucru, modul principal de transmitere a caldurii este conductia, idiferent de majorarea vitezei de curgere. Aceasta observatie este confirmata si in diagramele prezentate, si anume majorarea criteriului Nu fata de tubul neted este mica, in cazul inaltimilor mai mici ($H^* = 0,25$) neglijabila.

Prin majorarea viscozitatii $Pr = 5$ si 7 , se observa prezenta vartejurilor, chiar si pentru viteze mai mici de curgere. Din diagramele campurilor de temperatura, in acest caz se observa clar influenta convectiei termice asupra transferului termic.

Totodata se observa ca perturbarea campului de viteza respectiv de temperatura, este mai mare in intervalul criteriului $100 < Re < 200$, pentru inaltimei mai mari, ceea ce se remarca si din diagrama $fRe = f(Re)$, unde exista un salt al performantelor termice si hidrodinamice in domeniul respectiv.

Pentru o anumita inaltime, respectiv aceasi valoare a criteriului *Reynolds* se observa ca prin micșorarea pasului valorile criteriului *Nu* tind spre unificare, cea ce inseamna ca in cazul dispunerii mai densa a generatoarelor de turbulenta, nu mai conteaza tipul fluidului de lucru folosit.

Pentru fluide mai viscoase ($Pr = 5$ sau 7) se observa o majorare a criteriului *Nu* cu majorarea pasului, pentru o inaltime respectiv viteza de curgere constanta, dupa care urmeaza o scadere prin cresterea ulterioara a pasului.

Pentru inaltimei mai mici ($H^* = 0,25$), indiferent de viteza de curgere, valoarea optima a pasului se situeaza in jurul valorii $P^* = 2,5$. Pentru aceasta valoare majorarea maxima a criteriului *Nu* fata de tubul neted este de 2,3 ori pentru $Pr = 7$, respectiv o majorare a rezistentelor hidrodinamice de aproximativ 1,4 ori.

In cazul inaltimei nervurii de $H^* = 0,5$ si $Re = 100$, valoarea optima a pasului se situeaza in jurul aceleiasi valori de $P^* = 2,5$, pentru care majorarea produsului fRe este de 3,5 ori. Cu majorarea vitezei de curgere valoarea optima a pasului se majoreaza si este $P^* = 4$, pentru care raportul Nu / Nu_0 este de 6 ori, fata de cresterea rezistentelor hidrodinamice de 4 ori.

Pentru aer ca fluid de lucru cresterea maxima a performantelor termice se situeaza in zona pasilor mai mici, urmata de o scadere a criteriului *Nu* cu majorarea pasului tinzand spre o valoare constanta. Cresterea maxima a criteriului *Nu* in acest caz este de 2 ori pentru $Re = 300$, $P^* = 0,5$.

Toate aceste concluzii sunt valabile pentru o grosime neglijabila a nervurii, prezumptia adoptata initial. Prin urmare toate majorarile a criteriului *Nu* sunt obtinute, in general, pe seama prezentei zonelor de recirculare, si nu din cauza suprafetei suplimentare a nervurii. De exemplu pentru $Re = 300$, $H^* = 0,5$ si $P^* = 4$, majorarea suprafetei suplimentare de transfer termic este de $A / A_0 = 1,25$, fata de majorarea criteriului *Nusselt* $Nu / Nu_0 = 6$ ori.

7. Concluzii generale si contributii personale

In lucrarea de fata se prezinta o analiza numerica a proceselor de curgere si transfer termic prin tuburi simple si prin tuburi cu generatori de turbulenta. Pe baza modelului numeric cu diferente finite s-au intocmit o serie de programe care abordeaza acest fenomen. Cercetarea cuprinde probleme legate de optimizarea suprafetelor de transfer termic din punctul de vedere al geometriei, tipului fluidului sau formeii generatorilor de turbulenta, si o analiza fundamentala a fenomenelor pe baza liniilor echipotentiale (linii de curent , izotereme).

7.1 Concluzii finale privind folosirea generatorilor de turbulenta ca un mod de intensificare a schimbului de caldura in cazul curgerii laminare

Performante termice in cazul curgerii laminare sunt reduse, astfel incat este nevoie de imbunatatirea acestora. Grosimea stratului limita termic, pe masura ce inainteaza curgerea de-a lungul tubului se majoreaza si prin urmare creste rezistenta la trecerea caldurii dintre perete si fluid. Confirmarea acestei observatii este prezentata in diagramele variatiilor $Nu = f(Gz^l)$, obtinute in capitolul 3 pentru tuburi simple. Majorarea fluxului de caldura transmis, conform relatiei lui *Newton* se obtine prin majorarea suprafetei de transfer termic respectiv majorarea coeficientului de convecție. Avand in vedere ca, coeficientul de convecție este maxim in portiunea de intrare in momentul in care stratul limita este subtire rezulta ca este nevoie de intreruperea dezvoltarii stratului limita pe parcursul curgerii. Aceasta intrerupere se obtine prin dispunerea de obstacole perpendiculare pe directia curgerii, stratul limita divizindu-se astfel in mai multe celule care sunt formate din zone de recirculare. Prin urmare se majoreaza si coeficientul de convecție mediu pe intraga lungime a tubului.

Similar cu stratul limita termic apare si stratul limita hidraulic, cu aceasi tendinta de dezvoltare pe parcursul curgerii, si cu consecinta majorarii rezistentelor hidrodinamice.

Pentru a obtine cazul cel mai favorabil, si anume performante termice bune cu rezistente hidrodinamice scazute trebuie cunoscuta influenta diversilor factori, asupra fenomenului si anume:

inaltimea nervurii; prin majorarea inaltimeii se majoreaza atat performantele termice cat si rezistentele hidrodinamice, mentinand pasul, Re si Pr constante.

pasul nervurii; pentru o inaltime constanta a nervurii precum si pentru o valoare constanta a criteriului Re si Pr , criteriul Nu mai intai scade observandu se apoi o crestere pana la o valoare maxima, dupa care urmeaza o scadere a performantelor termice prin majorarea ulterioara a

pasului. Influenta pasului asupra performantelor termice este mai pronuntata pentru fluide cu o viscozitate mai mare. In cazul aerului ca fluid de lucru, mai ales pentru viteze de curgere mai mici criteriul Nu ramane aproape neinfluentat de variatia pasului nervurii.

Explicatia acestei comportari consta in complexitatea curgerii peste generatori de turbulenta, formata din trei procese diferite: separarea curgerii imediat dupa nervura, zona de recirculare si revenirea curgerii pe suprafata tubului pentru pasi mai mari ($P^* > 1,5$). Cercetarile anterioare [59] arata ca valoarea maxima a criteriului Nu este in punctul revenirii curgerii pe suprafata tubului, astfel incat majorarea pasului duce la o majorare a criteriului Nu . Cu majorarea pasului in continuare, influenta vartejurilor asupra performantelor termice scade, astfel incat scade si criteriul Nu .

De asemenea se observa ca prin scaderea pasului, valorile criteriului Nu tind spre o valoare unica, ceea ce inseamna ca in cazul dispunerii mai dense a nervurilor, nu mai conteaza alegerea fluidului de lucru.

Referitor la performantele hidrodinamice ele scad cu majorarea pasului.

influenta criteriului Pr ; se observa ca performantele hidrodinamice si cele termice sunt puternic influentate de tipul fluidului de lucru. Aceasta se explica prin modul prin care se transmite caldura dintre perete si fluid. In cazul fluidelor cu viscozitate redusa modul principal de transport a energiei termice este conductia. Cu majorarea invariantului Pr influenta convectiei termice incepe sa se simte astfel incat pentru fluide cu viscozitate mare convectia este predominanta. Apar straturile limita termice pe suprafata nervurii, a tubului si in stratul care delimiteaza zona recirculata de vana curentului, si ele se subtiaza odata cu majorarea criteriului *Peclet* ($Pe = Re \cdot Pr$).

Forma generatorilor de turbulenta in cazul curgerii laminare, influenteaza foarte putin performantele hidrodinamice, si anume majorarea rezistentelor hidrodinamice in cazul nervurilor dreptunghiulare fata de cele circulare este de 7 %). Influenta formei generatorilor de turbulenta asupra performantelor termice este in functie de natura fluidului. Pentru aer ca fluid de lucru nervurile dreptunghiulare sunt mai avantajoase, unde majorarea criteriului Nu este de 3 %.

In cazul apei nervurile circulare devin mai avantajoase si aceasta majorare fata de nervurile dreptunghiulare este de 8 %. Cu majorarea ulterioara a criteriului Pr , imbunatatirea performantelor termice in cazul folosirii nervurilor circulare devine din ce in ce mai pronuntata. Astfel pentru $Pr = 600$ si $Re = 400$ sau $Pe = 240\ 000$ cresterea criteriului Nu este de 25 %.

De asemenea diferenta dintre cele doua tipuri de nervuri creste odata cu majorarea vitezei de curgere.

Generatorul de turbulenta este avantajos si din cauza raportului, suprafata suplimentara de transfer termic fata de majorarea coeficientului de convecție, si anume pentru o majorare redusa a suprafetei de transfer termic se obtin majorari semnificative ale criteriului Nu .

Generatorul de turbulenta in forma spiralelor inserate este avantajos din cauza ca se poate demonta mai usor in cazul in care se doreste curatirea suprafetei interioare a tubului. Din aceste doua motive, in aceasta lucrare s-a urmarit care este influenta majorarii coeficientului de convecție prin folosirea generatorilor de turbulenta asupra performantelor termice si nu influenta majorarii suprafetei suplimentare de transfer termic.

Folosirea acestor tipuri de generatori de turbulenta fata de generator elicoidal este de dorit si in cazul racirii fluidelor. Forma elicoidala a nervurilor face ca fluidul sa obtina o miscare centrifugala, ceea ce in cazul racirii are ca urmare o deplasare a portiunilor fluidului cu temperatura mai mica (densitate mai mare) spre peretele tubului, caz care rezulta cu diminuarea coeficientului de convecție.

7.2 Contributii personale

Lucrarea de doctorat este conceputa pe doua domenii importante, si anume: cercetarea numerica a problemelor de curgere si transfer termic si analiza acestor fenomene in cazul curgerii prin tuburi simple si cu generatori de turbulenta. In acest sens modelarea numerica a fost compusa din doua etape: discretizarea ecuatiilor diferentiale de curgere si transfer termic precum si solutionarea ecuatiilor algebrice obtinute in urma discretizarii fiind concepute 5 programe de calcul, dupa cum urmeaza:

1. Program de calcul pentru curgerea laminara si transfer termic prin tuburi netede (capitolul 3).

Pe baza programului s-au obtinut performantele termice si hidrodinamice atat in domeniu stabilizat cat si in domeniu de stabilizare a curegerii laminare. Performantele hidrodinamice se prezinta in forma variatiei $f = f(z / D_h Re)$, si in forma caderii de presiune suplimentare datorita procesului de stabilizare a curgerii $I = f(z / D_h Re)$.

In privinta performantelor termice s-au obtinut rezultatele pentru doua conditii limita termice, temperatura peretelui este constanta axial si circumferential, si flux termic transmis intre perete si fluid constant axial si circumferential. Performantele termice se prezinta in forma $Nu = f(Gz^1, Pr)$. Generalizarea rezultatelor s-a facut prin introducerea marimilor adimensionale in etapa de discretizare a ecuatiilor diferentiale.

Valorile criteriilor Nu si fRe in regimul dezvoltat al curgerii sunt prezentate tabelar. Valoarea initiala a criteriului Gz^{-1} este de 10^{-6} .

2.Program de calcul pentru curgerea laminara prin tuburi inelare netede (capitolul 3).

Programul de calcul este conceput pentru curgerea laminara si doua conditii limita termice: temperatura peretelui este constanta atat axial cat si circumferential, si pentru fluxul termic transmis intre perete si fluid este constant axial si circumferential.

Programul ofera posibilitatea obtinerii rezultatelor in forma $fRe = f(z / D_h Re, raportul diamterleor r_1 / r_2)$, caderii de presiune suplimentare $I = f(z / D_h Re, raportul diamterleor r_1 / r_2)$ precum si $Nu = f(Gz^{-1}, raportul diamterleor r_1 / r_2)$. Rezultatele criteriilor fRe si Nu in regimul stabilizat se prezinta tabelar in functie de raportul diametrelor r_1 / r_2 .

Valoarea initiala a criteriului Gz^{-1} este de 10^{-6} .

3.Program de calcul pentru curgerea laminara prin canale dreptunghiulare (capitolul 3).

Programul se bazeaza pe modelul curgerii in stratul limita tridimensional, si anume se presupune inexistenta curgerii reversibile de-a lungul tubului, fenomenul tridimensional resumandu-sa la o succesiune de probleme bidimensionale. Solutionarea campului de presiune pe sectiune se realizeaza prin metoda *SIMPLER*, iar variatia presiunii axiale se considera implicita.

Inceracrile numerice s-au facut pentru doua valori ale raportului laturilor si anume $h/b = 1$ si 2 , precum si pentru doua conditii limita termice, si anume: temperatura peretelui este constanta atat axial cat si circumferential, si pentru fluxul termic transmis intre perete si fluid constant axial si circumferential.

Avand in vedere simetria curgerii, s-a tratat numai un sfert de sectinue, obtinandu-se astfel reducerea timpului de calcul si o grila mai densa.

Rezultatele programului se prezinta in forma $fRe = f(z / D_h Re, raportul laturilor b / h)$, caderii de presiune suplimentare $I = f(z / D_h Re, raportul laturilor h / b)$ precum si $Nu = f(Gz^{-1}, raportul laturilor h / b)$.

S-au obtinut si rezultatele in regimul stabilizat fiind trecute tabelar pentru ambele valori ale raportului h/b .

Valoarea initiala a criteriului Gz^{-1} este de 10^{-3} .

4.Program de calcul pentru curgerea laminara in regim periodic stabilizat prin tuburi cu generatori de turbulenta de forma reala (capitolul 5).

Programul a fost conceput pe baza modelului de curgere si transfer termic periodic stabilizat, descris in capitolul 2 [54,55]. Discretizarea ecuatiilor fundamentale se obtine prin modelul *power - law*, iar campul de presiune se solutioneaza pürin metoda *SIMPLER*. Fata de

programele anterioare, ecuatiile algebrice se rezolva cu metoda *TDMA - circulara*. Conditia limita termica corespunde curgerii fluidelor cu aceleasi fluxuri capacitatilor termice in contracurent.

Avantajul programului consta in posibilitatea acestuia de a lua in considerare forma reala a generatorilor. In acest sens s-au luat in considerare doua geometrii si anume, forma patratica respectiv circulara a generatorilor de turbulenta.

Rezulta ca forma generatorilor de turbulenta conteaza foarte putin in cazul fluidelor cu o viscozitate redusa ($Pr \leq 0,7$), iar pentru fluide mai viscoase ($Pr \geq 5$) generatori de turbulenta cu forma circulara devin mai avantajoase din punct de vedere al performantelor termice. De asemenea rezistentele hidrodinamice sunt mai mici in cazul folosirii generatorilor circulare.

5.Program de calcul pentru curgerea laminara in regim periodic stabilizat prin tuburi inelare cu generatori de turbulenta pe suprafata exterioara a tubului interior (capitolul 6).

Acest program difera de cel precedent doar in definirea conditiilor limita in axa tubului, si ofera aceleasi posibilitati in privinta rezultatelor ca si programul din punctul 4.

Programul ofera posibilitatea modificarii *pasului, inaltimei, grosimii nervurii*, precum si criterii *Re* si *Pr*. S-a presupus neglijabila grosimea nervurii.

Rezultatele programului se prezinta in fisiere separate, si cuprind atat valorile criteriului fRe respectiv Nu , cat si valorile vitezei axiale si temperaturii in toate nodurile grilei, pentru valori diferite ale criteriilor *Re* si *Pr*. Pe baza acestor valori se pot trasa liniile echipotentiale (linii de curent, izoterme).

Pe baza programului s-a facut optimizarea nervurilor in functie de inaltimea, pasul si criteriului *Pr*, pentru un raport al diametrelor, si anume $r_1 / r_2 = 0,5$. Se observa ca valoarea pasului optim pentru o inaltime a nervurii si pentru care se obtine valoarea maxima a criteriului Nu este dependenta atat de viteza de curgere cat si de criteriul *Pr*.

De asemenea, pe baza diagramelor ridicate si izotermelor trasate pentru diferite valori ale criteriului *Pr*, se constata ca generatorul de turbulenta este mai avantajos in cazul folosirii fluidelor cu viscozitate mai mare. Pentru o dispunere mai densa a generatoarelor de turbulenta, tipul fluidului de lucru nu mai conteaza.

6.Cercetarea experimentală a curgerii laminare prin tuburi cu generatori de turbulenta (capitolul 4).

Rezultatele obtinute in urma programului, s-au comparat cu valorile cercetarilor experimentale pe standul pentru incercarea tuburilor cu dispozitive interioare de intensificarea schimbului de caldura din dotarea catedrei de Termotehnice si masini termice a Facultatii de Mecanica din Timisoara. Incercarile au fost intreprinse pentru teava lisa si un tip de generator de

turbulenta cu geometria identica cu cea cercetata cu programul de calcul. Se constata o concordanta foarte buna a rezultatelor obtinute pe stand cu cele rezultate in urma programului, ceea ce recomanda folosirea programului in scopurile optimizarii generatorilor de turbulenta.

7. Algoritmul pentru solutionarea campului de presiune axial (capitolul 2).

Se propune u nou model pentru solutionarea campului de presiune si viteze in cazul curgerii laminare prin tuburi. Prin luarea in considerare a termenilor nodurilor vecine, se evita includerea erorii in procesul iterativ si prin urmare se obtine micsorarea numarului de iteratii.

Cu contributia autorului in acest domeniu s-au publicat in revistele de specialitate, si s-au prezentat la conferinte de specialitate 16 lucrari stiintifice dintre care 8 lucrari in tara si 8 lucrari in strainatate.

Pentru lucrarea stiintifica care abordeaza probleme legate de curgere si transfer termic prin canale dreptunghiulare si care rezulta din programul numeric prezentat in punctul 3, la conferinta nationala de Termotehnica din Timisoara in 1994, autorul a obtinut *premiul de originalitate* din partea *Societatii Romane a Termotehnicienilor*.

Bibliografie:

[1] Rustum, I.M., Soliman H.M.: *Numerical analysis of laminar forced convection in the entrance region of tubes with longitudinal internal fins*, Journal of heat transfer, Vol. 110, p. 310 - 313, 1988.

[2] Trupp, A.C., Lei, Q.M.: *Forced convection of thermally developing laminar flow in circular sector ducts*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 33 No 8, p. 1675 - 1683, 1990.

[3] Prakash, C., Liu, Ye-Di.: *Analysis of laminar flow and heat transfer in the entrance region of an internally finned circular duct*, Journal of heat transfer, Vol. 107, p. 84 - 91, 1985.

[4] Soliman, H.M., samd.: *Analysis of laminar heat transfer in internally finned tubes with uniform outside wall temperature*, Journal of heat transfer, Vol. 102, p. 598 - 604, 1985.

[5] Carnavos, T.C.: *Cooling air in turbulent flow with internally finned tubes*, Heat transfer engineering, vol 1, no 2, 1979.

[6] Carnavos, T.C.: *Heat transfer performance of internally finned tubes in turbulent flow*, Heat transfer engineering, vol 1, no 4, 1980.

[7] Madarasan, T., Theil, H., Popa, B.: *Schimbatoare de caldura industriale*, Editura tehnica, Bucuresti, 1977.

[8] Kelkar, K. M., Patankar, S.V.: *Numerical prediction of fluid flow and heat transfer in a circular tube with longitudinal fins interrupted in the streamwise direction*, Journal of heat transfer, Vol. 112, p. 342 - 348, 1990

[9] Shub, L.I.: *Calculation of turbulent flow and heat transfer in a tube with a periodically varying cross - section*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 36 No 4, p. 1085 - 1095, 1993.

[10] Acharya, S. samd.: *Periodically developed flow and heat transfer in a ribbed duct*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 36 No 8, p. 2069 - 2082, 1993.

[11] Chang, B. H., Mills, A. F.: *Turbulent flow in a channel with transverse rib heat transfer augmentation*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 36 No 6, p. 1459 - 1469, 1993.

[12] Farhanieh, B., samd.: *Numerical and experimental analysis of laminar fluid flow and forced convection heat transfer in a grooved duct*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 36 No 6, p. 1609 - 1617, 1993.

- [13] Plessis, J.P., Kröger, D.G.: *Heat transfer correlation for thermally developing laminar flow in a smooth tube with a twisted - tape insert*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 30 No 3, p. 509 - 515, 1987.
- [14] Prata, A.T., Sparrow, E.M.: *Heat transfer and fluid flow characteristics for an annulus of periodically varying cross section*, Journal of heat transfer, Vol 7, p. 285 - 304, 1984.
- [15] Bejan, I.: *Teza de doctorat*, Institutul Politehnic "Traian Vuia" Timisoara, 1973.
- [16] Hsieh, S. S., Lin, C. C.: " *An Experimental Study of Laminar Entrance Flow and Heat Transfer in Finned Tube Annuli* ", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, pp. 2457-2471, 1993.
- [17] Negru, L.D.: *Transmiterea caldurii*, Lito UTT, 1990.
- [18] Vladea, I.: *Tratat de termodinamica tehnica si transmiterea caldurii*, Editura didactica si pedagogica, Bucuresti, 1974.
- [19] Slipcevic, B.: *Razmenjivaci topline*, Smeits, Beograd, 1989
- [20] Hong, S.W., Bergles, A.E.: *Augmentation of laminar flow heat transfer in tubes by means of twisted - tape inserts*, Journal of heat transfer, Vol. 98, p. 251 - 256, 1976.
- [21] Date, A.W.: *Prediction of fully - developed flow in a tube containing a twisted tape*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 17, p. 845 - 859, 1974.
- [22] Klaczak, A.: *Heat transfer in tubes with spiral and helical turbulators*, Journal of heat transfer, Vol. 95, p. 557 - 559, 1973.
- [23] Chiou, J.P.: *Experimental investigation of the augmentation of forced convection heat transfer in a circular tube using spiral spring inserts*, Journal of heat transfer, Vol. 109, p. 300 - 307, 1987.
- [24] Uttarwar, S.B., Raja Rao, M.: *Augmentation of laminar flow heat transfer in tubes by means of wire coil inserts*, Journal of heat transfer, Vol. 107, p. 930 - 935, 1985.
- [25] Lopina, R.F., Bergles, A.E.: *Heat transfer and pressure drop in tape - generated swirl flow of single - phase water*, Journal of heat transfer, Vol. 91, p. 434 - 441, 1969.
- [26] Patankar, S. V.: " *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow* ", McGraw-Hill, New York, 1980.
- [27] Patankar, S.V., Spalding, D.B.: *Heat and mass transfer in boundary layers*, Intertext books, London, 1970.
- [28] Patankar, S.V., Spalding, D.B.: *A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three - dimensional parabolic flows*, International journal of heat mass transfer, Vol 15, p. 1787 - 1806, 1972.

- [29] Hassaine, A., s.a.: " *Etude du Champ des vitesses et du transfert thermique dans un canal a parois sinusoidales soumises a un flux de chaleur de densite constant* ", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, pp. 717-725, 1994.
- [30] Nagi, M., Negru, L. D., Laza, I., Lelea, D.: *Odredivanje kriterijalne relacije prenosa toplote pri laminarnom strujanju vazduha kroz kompaktne izmenjivace toplote sa talasastim rebrima izradenih od aluminijuma*, Sedmi strucni skup o opremi u Procesnoj industriji, Beograd, 1993.
- [31] Nagi, M., Negru, L. D., Laza, I., Lelea, D.: *Teoretska i eksperimentalna istrazivanja u pogledu uporedivanja uljnih hladnjaka koriscenih kod motora sa untrasnjim sagorevanjem*, Osmi strucni skup o opremi u procesnoj industriji, 26 - 27 oktobar, Beograd, 1994.
- [32] Nagi, M., Laza, I., Lelea, D.: *Cercetări experimentale privind repartiția vitezei fluidului în canalele sinusoidale ale schimbătoarelor de căldură compacte*, Analele Universitatii Constantin Brâncusi Târgu Jiu Romania, Seria A, Nr. 2 / 1995.
- [33] Nagi, M., Laza, I., Lelea, D.: *Performantele suprafetelor nervurate utilizate la schimbatoarele de caldura din aluminiu realizate in tara*, VI - a Conferinta nationala de Termotehnica, Iasi, 1996.
- [34] Faghri, M., Rao, N.: " *Numerical Computation of Flow and Heat Transfer in Finned and Unfinned Tube Banks* ", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 30, pp. 363-372, 1987.
- [35] Laza, I., Nagi, M., Radulescu, L., Lelea, D.: *Analiza uticaja visine rebra na prenos toplote kod cevi sa kruznim rebrima*, Procesna Tehnika, br. 2, 1993, Beograd.
- [36] Laza, I., Nagi, M., Negru, L. D., Lelea, D.: *Uticaj broja reda cevi na termicke i hidrodinamicke karakteristike snopa orebrenih cevi*, Industrijska energetika, Beograd, 1994.
- [37] Laza, I., Lelea, D.: *Protejarea peretilor izolati termic impotriva condensarii in straturile reci*, A V-a Conferinta Nationala de termotehnica, 26 - 27 mai, Cluj - Napoca, Romania.
- [38] Laza, I., Nagi, M., Lelea, D.: *Studiul experimental al unor schimbătoare de căldură cu nervuri*, Analele Universitatii Constantin Brâncusi Târgu Jiu Romania, Seria A, Nr. 2 / 1995.
- [39] Laza, I., Lelea, D., Nagi, M.: *Influenta numarului de rânduri de tuburi si a pasului dintre aripioare asupra performantelor termice si fluidodinamice la bateriile de tevi aripate*, VI - a Conferinta nationala de Termotehnica, Iasi, 1996.
- [40] Patankar, S. V., Liu, C. H., Sparrow, E. M.: *Fully developed flow and heat transfer in ducts having streamwise - periodic variations of cross - sectional area*, Journal of heat transfer, Vol 99, p. 180 - 186, 1977.

[41] Patankar, S. V., Prakash, C.: " *An Analysis of the Effect of Thickness on Laminar Flow and Heat Transfer in Interrupted-Plate Passages* ", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 24, pp. 1801-1810, 1981.

[42] Patankar, S.V., Prakash, C.: *An analysis of the effect of plate thickness on laminar flow and heat transfer in interrupted - plate passages*, International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 24 No 11, pp. 1801 - 1810, 1981.

[43] Nagi, M., Negru, L. D., Laza, I., Lelea, D.: *Eksperimentalna istrazivanja kompaktnih izmenjivaca toplote sa kratkim isprekidanim rebrima*, Industrijska energetika, Beograd, 1994.

[44] Nagi, M., Laza, I., Lelea, D.: *Istrazivanja uticaja ulaznog efekta kod kompaktnih izmenjivaca toplote sa isprekidanim rebrima*, Naucno strucni skup Procesing '95, 27 - 29 septembar 1995, Tivat Jugoslavija.

[45] Rowley, G.J., Patankar, S.V.: *Analysis of laminar flow and heat transfer in tubes with internal circumferential fins*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 27 No 4, p. 553 - 560, 1984.

[46] Webb, B. W., Ramadhyani, S.: *Conjugate heat transfer in a channel with staggered ribs*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 28 No 9, p. 1679 - 1687, 1985.

[47] Negru, L. D., Laza, I., Nagi, M., Lelea, D.: *Odredivanje termickih i hidrodinamickih karakteristika uljnog hladnjaka sa rebrima u obliku saca izradenih od aluminijuma*, Sedmi strucni skup o Procesnoj industriji, Beograd, 1993.

[48] Asako, Y., Faghri, M.: *Finite volume solutions for laminar flow and heat transfer in a corrugated duct*, Journal of heat transfer, Vol 109, p. 627 -633, 1987.

[49] Petuhov, B.S.: *Teploobmen-i soprotivlenie pri laminarnom tecenii zidkosti b trubah*, Energia, Moskva, 1967.

[50] Lelea, D., Nagi, M., Laza, I.: *Analiza numericã a curgerii laminare prin tuburi inelare* Analele Universitatii Constantin Brâncusi Tãrgu Jiu Romania, Seria A, Nr. 2 / 1995.

[51] Lelea, D., Negru, L. D.: *Curgeria fortata laminara stationara prin tuburi cu sectiunea dreptunghiulara*, A IV Conferinta Nationala de Termotehnica, 3 - 4 iunie, Timisoara Romania, 1994.

[52] Lelea, D., Negru, L. D., Nagi, M., Laza, I.: *Numericka analiza laminarnog strujanja i prenosu toplote kroz cevi pravougaonog popreznog preseka sa konstantnim toplotnim fluksom kao termickim granicnim uslovom*, Naucno strucni skup Termohidraulika, 13 - 14 octombrie, Beograd, 1994.

- [53] Prata, A.T., Sparrow, E.M.: *Numerical solutions for laminar flow and heat transfer in a periodically converging - diverging tube, with experimental confirmation*, Vol. 6, p 441 - 461, 1983.
- [54] Lelea, D.: *Intensificarea transferului de caldura prin convecție la curgerea forțată a lichidelor vascoase*, Contract MIS no 4004/1995 faza 1.4, Universitatea Politehnica Timisoara.
- [55] Lelea, D., Nagi, M., Laza, I.: *Influenta criteriului Pr asupra transmiterii caldurii la curgerea prin tuburi cu generatoare de turbulenta*, VI - a Conferinta nationala de Termotehnica, Iasi, 1996.
- [56] Patankar, S. V.: " *A Numerical Method for Conduction in Composite Materials, Flow in Irregular Geometries, and Conjugate Heat Transfer* ", Proc. 6th Int. Heat Transfer Conference, Toronto, Vol. 3, pp. 297-302
- [57] Kalinin, E.K., samd.: *Intensifikacia teploobmena b kanalah*, Masinostroenie, 1981.
- [58] Kalinin, E.K., Zukauskas, A.A.: *Intensifikacia teploobmena*, Masinostroenie, 1968.
- [59] Neacsu, E., Nagi, M.: *Termotehnica, tabele, diagrame si formule*, Lito UTT, 1992.
- [60] Kondoh, T., samd.: *Computational study of laminar heat transfer downstream of a backward - facing step*, International Journal of heat and mass transfer, Vol. 36 No 3, p. 577 - 591, 1993
- [61] Isachenko, V.P. samd.: *Heat transfer*, Energia, Moskva, 1977.
- [62] Kelkar, K.M., Patankar, S.V.: *Numerical prediction of flow and heat transfer in a parallel plate channel with staggered fins*, no. 84 - HT - 70, ASME/AIChE National heat transfer conference, niagara falls, New York, 1984.
- [63] Kays, W.M., London, A.L.: *Compact heat exchangers*, McGraw-Hill, New York, 1966.
- [64] Beavers, G.S., Sparrow, E.M., Magnuson, R.A.: *Experiments on hydordynamically developing flow in rectangular ducts of arbitrary aspect ratio*, International journal of heat mass transfer, Vol 13, p. 689 - 701, 1970.
- [65] Häfner, F., Sames, D., Voigt, H.: *Wärme und Stofftransport - Matematische Methoden*, Springer - Verlag, Berlin, 1992.
- [66] Baehr, H.D.: *Thermodynamik*, Springer - Verlag, Berlin, 1992.
- [67] Meyer, G., Schiffner, E.: *Technische thermodynamik*, VEB Fachbuchverlag, Leipzig, 1989.
- [68] Winter, F.W.: *Technische wärmelehre*, Verlag W. Girardet, Essen, 1970.
- [69] Grigull U.: *Technische Thermodynamik*, Walter de Gruyter, Berlin, 1977.
- [70] *** : *Wärmetechnische arbeitsmappe*, VDI - Verlag, Düsseldorf, 1988.


```
END DO
```

```
c      Initializarea criteriului Pr
```

```
Pr1=Pr1
```

```
c      Definirea grilei decalate pentru campul de viteze v
```

```
CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
CALL DELTAVWY(I,N+1,dy,deltays,deltayn)
CALL DELTADR(J,K+1,dr,deltarw,deltare,rap1)
CALL DELTAR(J,K+1,er,rw,re,rap1)
```

```
c      Calculul termenului sursa pentru campul de viteze v
```

```
DO I=2,N+1
DO J=2,K+1
Sc(I,J)=er(J)*dy(I)*dr(J)*beta
END DO
END DO
```

```
DO I=2,3
DO J=2,KS+1
Sc(I,J)=0.
END DO
END DO
```

```
c      Metoda SIMPLER
```

```
c      Calculul campului pseudovitezei v
```

```
begin_time=secnds()
```

```
DO S=1,1000
```

```
CALL COEFV(I,J,N,K,KS)
CALL PSEUDO (I,J,N+1,K+1,v2,v,A2)
```

```
c      Calculul campului pseudovitezei w
```

```
c      Definirea grilei decalate pentru campul de viteze w
```

```
CALL DELTAVWY(I,N+1,dy,deltays,deltayn)
CALL DELTAVWR(J,K,dr,deltarw,deltare)
CALL DELTAVWR(J,K,er,rw,re)
```

```
DO I=2,N+1
DO J=2,K+1
Sc(I,J)=0D+00
END DO
END DO
```

```
CALL COEFW(I,J,N,K,KS)
CALL PSEUDO (I,J,N+1,K,w2,w,A3)
```

```

c      Ecuatia de continuitate
c      Calculul pseudosursei de masa
CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
CALL DELTADR(J,K+1,dr,deltarw,deltare,rap1)
CALL DELTAR(J,K+1,er,rw,re,rap1)
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    sursa(I,J)=er(J)*dr(J)*(v2(I,J)-v2(I+1,J))+
+      dy(I)*(rw(J)*w2(I,J-1)-re(J)*w2(I,J))
    C(I,J)=sursa(I,J)
  END DO
END DO

c      Solutionarea cimpului de presiune
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    p1(I,J)=0
  END DO
END DO

CALL COEFP(I,J,N,K)
DO S2=1,2000
  DO J=2,K+1
    CALL TDMA(I,J,N+1,A,p1,alfap1)
  END DO

c      Verificarea campului de presiune
CALL VERP(I,J,N+1,K+1,p1,p11,IND,e3)
IF (IND.EQ.IND2) GO TO 79
DO I=2,N+1 -
  DO J=2,K+1
    p11(I,J)=p1(I,J)
  END DO
END DO

END DO
GOTO 486

c      Solutionarea cimpului de viteze v
79 CALL DELTAVWY(I,N+1,dy,deltays,deltayn)
CALL COEFV(I,J,N,K,KS)
DO J=2,K+1
  CALL TDMA(I,J,N+1,A2,v,alfap2)
END DO

c      Calculul valori curente a criteriului Reynolds
Rey=0.
DO J=2,K+1

```

```

Rey=Rey+er(j)*dr(j)*v(3,j)
END DO

```

```

sum6=0.
DO J=2,K+1
  sum6=sum6+er(j)*dr(j)
END DO

```

```

Rey=Rey/sum6

```

c Calculul diferentei a doua valori succesive ale criteriului Reynolds
dif=ABS(Rey0-Rey)

c Calculul gradientului de presiune axial B
beta=beta+alfap4*(beta*Rey0/Rey-beta)

c Solutionarea campului de viteze w
94 CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
CALL DELTAVWR(J,K,dr,deltarw,deltare)
CALL DELTAVWR(J,K,er,rw,re)

```

CALL COEFW(I,J,N,K,KS)
DO J=2,K
  CALL TDMA(I,J,N+1,A3,w,alfap2)
END DO

```

c Calculul *sursei de masa* reale
CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
CALL DELTADR(J,K+1,dr,deltarw,deltare,rap1)
CALL DELTAR(J,K+1,er,rw,re,rap1)

```

DO I=2,N+1
DO J=2,K+1
  sursa(I,J)=er(J)*dr(J)*(v(I,J)-v(I+1,J))+
+ dy(I)*(rw(J)*w(I,J-1)-re(J)*w(I,J))
C(I,J)=sursa(I,J)
END DO
END DO

```

c Afisarea rezultatelor intermediare
write(*,*) (*! j=1,69)
write(*,448) S,S2,S5
write(*,449) beta,Rey,Rey0,lung

c Verificarea obtinerii valorii convergente a criteriului *Reynolds*
IF(dif.GT.e2) GO TO 122
GOTO 200

c Solutionarea campului corectiilor de presiune
122DO I=2,N+1
DO J=2,K+1


```

    p1(I,J)=0
    END DO
  END DO
  CALL COEFP(I,J,N,K)
  DO S5=1,2000
    DO J=2,K+1
      CALL TDMA(I,J,N+1,A,p1,alfap5)
    END DO

```

c Verificarea campului corectiilor de presiune

```

  CALL VERP(I,J,N+1,K+1,p1,p11,IND,e4)
  IF (IND.EQ.IND2) GO TO 134
  DO I=2,N+1
    DO J=2,K+1
      p11(I,J)=p1(I,J)
    END DO
  END DO
  END DO
  GOTO 486

```

c Corectia vitezei v

```

134DO I=2,N+1
    DO J=2,K+1
      v(I,J)=v(I,J)+(er(J)*dr(J)/A2(I,J))*(p1(I-1,J)-p1(I,J))
    END DO
  END DO

```

c Corectia vitezei w

```

  CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
  CALL DELTAVWR(J,K,er,rw,re)
  DO I=2,N+1
    DO J=2,K
      w(I,J)=w(I,J)+(er(J)*dy(I)/A3(I,J))*(p1(I,J)-p1(I,J+1))
    END DO
  END DO

```

c Definirea conditiilor limita la intrare respectiv iesire
c din domeniul de solutionare

```

  DO J=2,K+1
    v(1,J)=v(N+1,J)
    v(N+2,J)=v(2,J)
  END DO
  DO J=2,K
    w(1,J)=w(N+1,J)
    w(N+2,J)=w(2,J)
  END DO
  DO I=2,N+1
    DO J=2,K+1

```

```

    v1(I,J)=v(I,J)
  END DO
END DO
c    Calculul termenului sursa pentru campul de viteze v
CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
CALL DELTAVWY(I,N+1,dy,deltays,deltayn)
CALL DELTAR(J,K+1,er,rw,re,rap1)
CALL DELTADR(J,K+1,dr,deltarw,deltare,rap1)
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    Sc(I,J)=er(J)*dy(I)*dr(J)*beta
  END DO
END DO

DO I=2,3
  DO J=2,KS+1
    Sc(I,J)=0.
  END DO
END DO

END DO
GOTO 486

c    Solutionarea campului de temperaturi
200CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
CALL DELTADR(J,K+1,dr,deltarw,deltare,rap1)
CALL DELTAR(J,K+1,er,rw,re,rap1)

CALL COEFT(I,J,N,K,KS,Pr1)

DO S6=1,10000
  DO J=2,K+1
    CALL TDMA(I,J,N+1,A,teta,alfap3)
  END DO

c    Verificarea campului de temperaturi
CALL VERP(I,J,N+1,K+1,teta,p11,IND,e5)
IF (IND.EQ.IND2) GO TO 210
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    p11(I,J)=teta(I,J)
  END DO
END DO
•
END DO
GOTO 486

c    Calculul temperaturii medie masice
210umed=0.
DO J=2,K+1
  umed=umed+er(j)*dr(j)*v(14,j)

```

```
END DO
```

```
sum7=0.
sum8=0.
sum9=0.
DO J=2,K+1
  sum7=sum7+er(j)*dr(j)
  sum8=sum8+er(J)*dr(J)*ABS(v(14,J))*teta(14,J)
  sum9=sum9+er(J)*dr(J)*ABS(v(14,J))
END DO
```

```
umed=umed/sum7
tbulk=-sum8/sum9
```

- c Calculul criteriului *Nuselt* pentru ciriterial *Prandtl* Pr1
IF(Prl.eq.Pr1) THEN

```
Nu1=(Prl*umed/tbulk)*(1D+00/rap1-rap1)*(1D+00-rap1)
```

```
CALL PLOT(I,J,N,K,rap1)
```

```
DO J=1,K+2
DO I=2,N+2
WRITE(3,430) y1(I),z1(J),teta(I,J)
END DO
END DO
```

```
Prl=Pr2
GO TO 200
END IF
```

- c Calculul criteriului *Nuselt* pentru ciriterial *Prandtl* Pr2
IF(Prl.eq.Pr2) THEN

```
Nu2=(Prl*umed/tbulk)*(1D+00/rap1-rap1)*(1D+00-rap1)
```

```
CALL PLOT(I,J,N,K,rap1)
```

```
DO J=1,K+2
DO I=2,N+2
WRITE(4,430) y1(I),z1(J),teta(I,J)
END DO
END DO
```

```
Prl=Pr3
GO TO 200
END IF
```

- c Calculul criteriului *Nuselt* pentru ciriterial *Prandtl* Pr3
IF(Prl.eq.Pr3) THEN

```
Nu3=(Pri*umed/tbulk)*(1D+00/rap1-rap1)*(1D+00-rap1)
```

```
CALL PLOT(I,J,N,K,rap1)
```

```
DO J=1,K+2
```

```
DO I=2,N+2
```

```
WRITE(5,430) y1(I),z1(J),teta(I,J)
```

```
END DO
```

```
END DO
```

```
END IF
```

- c Calculul produsului fRe

```
CALL DELTAY(I,N,dy,deltays,deltayn,lung)
```

```
CALL DELTAVWY(I,N+1,dy,deltays,deltayn)
```

```
CALL DELTAR(J,K+1,er,rw,re,rap1)
```

```
CALL DELTADR(J,K+1,dr,deltarw,deltare,rap1)
```

```
fRe=(beta/Rey)*(8D+00*(1.-rap1)**2D+00)
```

```
DO I=2,N+1
```

```
DO J=2,K+1
```

```
ksi(I,J)=er(J)*dr(J)*v(I,J)
```

```
END DO
```

```
END DO
```

```
DO J=2,K+1
```

```
ksi(N+2,J)=ksi(2,J)
```

```
END DO
```

```
CALL PLOT(I,J,N,K,rap1)
```

```
DO J=1,K+2
```

```
DO I=2,N+2
```

```
write(2,430) y1(i),z1(j),ksi(i,j)
```

```
END DO
```

```
END DO
```

```
end_time=secnds()
```

```
dif_time=end_time-begin_time
```

```
dif_time=dif_time/60.
```

- c Afisarea rezultatelor obtinute in forma fisierului
WRITE(6,428) Rey,fRe,tbulk,Nu1,Nu2,Nu3,dif_time

- c Generarea campului de viteze final in forma fisierului

```
DO J=1,K+2
```

```
DO I=1,N+2
```

```
write(7,*) v(i,j),w(i,j)
```

```
END DO
```

END DO

```

310FORMAT(A2)
370FORMAT(F6.3)
380FORMAT(F6.4)
390FORMAT(I3)
400FORMAT(I2)
410FORMAT(I2)
415FORMAT(F4.2)
418FORMAT(F10.5)
420FORMAT(1X10(F15.8))
425FORMAT(////,F10.0,////,F10.0,////,F10.0,
+   ////,F10.0,////,I4,////,F10.0,////,D7.1,
+   ////,2I3,////,F10.0,////,F10.0,/,F10.0,
+   /,F10.0,////,F10.0,////,F10.0,////,D7.1,
+   ///,D7.1,///,D7.1)
428FORMAT(' Rey = ',F7.1,/, ' fRe = ',F8.2,/, ' tb = ',F7.1,/,
+   ' Nu1=',F8.2,/, ' Nu2=',F8.2,/, ' Nu3=',F8.2,/,
+   ' Timpul ', F8.2,/)
432FORMAT(' Rey = ',F10.3,/, ' Rey0 = ',F10.3,/, ' Iteratia nr.', I3,/)
445FORMAT(' Timpul ', F8.2,/)
448FORMAT(3I8)
449FORMAT(3F15.3)
430FORMAT(3E11.4)
486STOP
500END

```

Subrutina pentru calcularea coeficientilor campului de presiune

SUBROUTINE COEFP(I,J,N,K)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)

INTEGER I,J,N,K

INCLUDE 'MAIN.FPI'

DO J=2,K+1

 A2(N+2,J)=A2(2,J)

END DO

DO I=2,N+1

 DO J=2,K+1

 A3(I,1)=1.

 A3(I,K+1)=1.

 An(I,J)=er(J)*dr(J)*(er(J)*dr(J)/A2(I+1,J))

 As(I,J)=er(J)*dr(J)*(er(J)*dr(J)/A2(I,J))

 Aw(I,J)=rw(J)*dy(I)*(rw(J)*dy(I)/A3(I,J-1))

 Ae(I,J)=re(J)*dy(I)*(re(J)*dy(I)/A3(I,J))

 Aw(I,2)=0.

 Ae(I,K+1)=0.

```

    A(I,J)=An(I,J)+As(I,J)+Aw(I,J)+Ae(I,J)
  END DO
END DO

RETURN
END

```

Subrutina pentru calcularea coeficientilor campului de viteze v

```

SUBROUTINE COEFV(I,J,N,K,KS)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)
INTEGER I,J,N,K,KS

INCLUDE 'MAIN.FPI'

DIMENSION  vars(NMAX),varn(NMAX)

DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    vars(i)=deltays(i)/2/dy(i)
    varn(i)=deltayn(i)/2/dy(i)
  END DO
END DO

DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    Fn(I,J)=er(J)*dr(J)*(v(I+1,J)+v(I,J))/2D+00
    Fs(I,J)=er(J)*dr(J)*(v(I-1,J)+v(I,J))/2D+00
    Fw(I,J)=rw(J)*dy(I)*(vars(I)*w(I-1,J-1)+varn(I)*w(I,J-1))
    Fe(I,J)=re(J)*dy(I)*(vars(I)*w(I-1,J)+varn(I)*w(I,J))
  END DO
END DO

```

c Definirea viscozitatii fluidului in portiunile de discontinuitate

```

DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    G(i,j)=1D+00
  END DO
END DO

```

```

DO I=2,3
  DO J=2,KS+1
    G(i,j)=1D+30
  END DO
END DO

```

```

DO J=2,K+1
  G(1,J)=G(N+1,J)
  G(N+2,J)=G(2,J)

```

END DO

```
DO I=2,N+1
  G(I,1)=1D+30
  G(I,K+2)=1D+30
END DO
```

```
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    Gn(i,j)=1/(deltayn(i)/2/deltayn(i)/G(i,j)+
    & deltayn(i)/2/deltayn(i)/G(i+1,j))
    Gs(i,j)=1/(deltays(i)/2/deltays(i)/G(i,j)+
    & deltays(i)/2/deltays(i)/G(i-1,j))
    Gw(i,j)=1/(dr(j)/2/deltarw(j)/G(i,j)+
    & dr(j-1)/2/deltarw(j)/G(i,j-1))
    Ge(i,j)=1/(dr(j)/2/deltare(j)/G(i,j)+
    & dr(j+1)/2/deltare(j)/G(i,j+1))
  END DO
END DO
```

```
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    Dn(I,J)=Gn(I,J)*er(J)*dr(J)/deltayn(I)
    Ds(I,J)=Gs(I,J)*er(J)*dr(J)/deltays(I)
    Dw(I,J)=Gw(I,J)*rw(J)*dy(I)/deltarw(J)
    De(I,J)=Ge(I,J)*re(J)*dy(I)/deltare(J)
  END DO
END DO
```

```
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    Pn(I,J)=Fn(I,J)/Dn(I,J)
    Ps(I,J)=Fs(I,J)/Ds(I,J)
    Pw(I,J)=Fw(I,J)/Dw(I,J)
    Pe(I,J)=Fe(I,J)/De(I,J)
  END DO
END DO
```

```
DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    An(I,J)=Dn(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pn(I,J))))**5)+
    *AMAX1(-Fn(I,J),0)
    As(I,J)=Ds(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Ps(I,J))))**5)+
    *AMAX1(Fs(I,J),0)
    Aw(I,J)=Dw(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pw(I,J))))**5)+
    *AMAX1(Fw(I,J),0)
    Ae(I,J)=De(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pe(I,J))))**5)+
    *AMAX1(-Fe(I,J),0)
    A2(I,J)=An(I,J)+As(I,J)+Ae(I,J)+Aw(I,J)
    C(I,J)=er(J)*dr(J)*(p1(I-1,J)-p1(I,J))+Sc(I,J)
```

```

END DO
END DO

RETURN
END

```

Subrutina pentru calcularea coeficientilor campului de viteze w

```

SUBROUTINE COEFW(I,J,N,K,KS)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)
INTEGER I,J,N,K,KS

INCLUDE 'MAIN.FPI'

DIMENSION varw(KMAX),vare(KMAX)

DO I=2,N+1
DO J=2,K
vare(j)=deltare(j)/2/dr(j)
varw(j)=deltarw(j)/2/dr(j)
END DO
END DO

DO I=2,N+1
DO J=2,K
Fn(I,J)=er(J)*dr(J)*(varw(J)*v(I+1,J)+vare(J)*v(I+1,J+1))
Fs(I,J)=er(J)*dr(J)*(varw(J)*v(I,J)+vare(J)*v(I,J+1))
Fw(I,J)=rw(J)*dy(I)*(w(I,J)+w(I,J-1))/2D+00
Fe(I,J)=re(J)*dy(I)*(w(I,J)+w(I,J+1))/2D+00
END DO
END DO

```

c Definirea viscozitatii fluidului in portiunile de discontinuitate

```

DO I=2,N+1
DO J=2,K+1
G(i,j)=1D+00
END DO
END DO

DO J=2,KS+1
G(2,j)=1D+30
END DO

DO J=2,K+1
G(1,J)=G(N+1,J)
G(N+2,J)=G(2,J)
END DO

DO I=2,N+1

```



```

DO J=2,K
  Gn(i,j)=1/(dy(i)/2/deltayn(i)/G(i,j)+
& dy(i+1)/2/deltayn(i)/G(i+1,j))
  Gs(i,j)=1/(dy(i)/2/deltays(i)/G(i,j)+
& dy(i-1)/2/deltays(i)/G(i-1,j))
  Gw(i,j)=1/(deltarw(j)/2/deltarw(j)/G(i,j)+
& deltarw(j)/2/deltarw(j)/G(i,j-1))
  Ge(i,j)=1/(deltare(j)/2/deltare(j)/G(i,j)+
& deltare(j)/2/deltare(j)/G(i,j+1))
END DO
END DO

DO I=2,N+1
DO J=2,K
  Dn(I,J)=Gn(I,J)*er(J)*dr(J)/deltayn(I)
  Ds(I,J)=Gs(I,J)*er(J)*dr(J)/deltays(I)
  Dw(I,J)=Gw(I,J)*rw(J)*dy(I)/deltarw(J)
  De(I,J)=Ge(I,J)*re(J)*dy(I)/deltare(J)
END DO
END DO

DO I=2,N+1
DO J=2,K
  Pn(I,J)=Fn(I,J)/Dn(I,J)
  Ps(I,J)=Fs(I,J)/Ds(I,J)
  Pw(I,J)=Fw(I,J)/Dw(I,J)
  Pe(I,J)=Fe(I,J)/De(I,J)
END DO
END DO

DO I=2,N+1
DO J=2,K
  An(I,J)=Dn(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pn(I,J))))**5)+
*AMAX1(-Fn(I,J),0)
  As(I,J)=Ds(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Ps(I,J))))**5)+
*AMAX1(Fs(I,J),0)
  Aw(I,J)=Dw(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pw(I,J))))**5)+
*AMAX1(Fw(I,J),0)
  Ae(I,J)=De(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pe(I,J))))**5)+
*AMAX1(-Fe(I,J),0)
  A3(I,J)=An(I,J)+As(I,J)+Ae(I,J)+Aw(I,J)+dr(J)*dy(I)/er(J)
  C(I,J)=er(J)*dy(I)*(p1(I,J)-p1(I,J+1))
END DO
END DO

RETURN
END

```

Subrutina pentru calcularea coeficientilor campului de temperaturi

```
SUBROUTINE COEFT(I,J,N,K,KS,Pry)
```

```
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)
INTEGER I,J,N,K,KS
```

```
INCLUDE 'MAIN.FPI'
```

```
DO I=2,N+1
DO J=2,K+1
  Fn(I,J)=er(J)*dr(J)*v(I+1,J)
  Fs(I,J)=er(J)*dr(J)*v(I,J)
  Fw(I,J)=rw(J)*dy(I)*w(I,J-1)
  Fe(I,J)=re(J)*dy(I)*w(I,J)
END DO
END DO
```

c Definirea coeficientului de conductivitate in portiunile de discontinuitate

```
DO I=2,N+1
DO J=2,K+1
  G(i,j)=1D+00
END DO
END DO
```

```
DO J=2,KS+1
  G(2,j)=1D+30
END DO
```

```
DO I=2,N+1
  G(I,1)=1D+30
  G(I,K+2)=1D+30
END DO
```

```
DO J=2,K+1
  G(1,J)=G(N+1,J)
  G(N+2,J)=G(2,J)
END DO
```

```
DO I=2,N+1
DO J=2,K+1
  Gn(i,j)=1/(dy(i)/2/deltayn(i)/G(i,j)+
& dy(i+1)/2/deltayn(i)/G(i+1,j))
  Gs(i,j)=1/(dy(i)/2/deltays(i)/G(i,j)+
& dy(i-1)/2/deltays(i)/G(i-1,j))
  Gw(i,j)=1/(dr(j)/2/deltarw(j)/G(i,j)+
& dr(j-1)/2/deltarw(j)/G(i,j-1))
  Ge(i,j)=1/(dr(j)/2/deltare(j)/G(i,j)+
& dr(j+1)/2/deltare(j)/G(i,j+1))
END DO
END DO
```

```
DO I=2,N+1
```

```

DO J=2,K+1
  Dn(I,J)=Gn(I,J)*(1D+00/Pry)*er(J)*dr(J)/deltayn(I)
  Ds(I,J)=Gs(I,J)*(1D+00/Pry)*er(J)*dr(J)/deltays(I)
  Dw(I,J)=Gw(I,J)*(1D+00/Pry)*rw(J)*dy(I)/deltarw(J)
  De(I,J)=Ge(I,J)*(1D+00/Pry)*re(J)*dy(I)/deltare(J)
END DO
END DO

```

```

DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    Pn(I,J)=Fn(I,J)/Dn(I,J)
    Ps(I,J)=Fs(I,J)/Ds(I,J)
    Pw(I,J)=Fw(I,J)/Dw(I,J)
    Pe(I,J)=Fe(I,J)/De(I,J)
  END DO
END DO

```

```

DO I=2,N+1
  DO J=2,K+1
    An(I,J)=Dn(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pn(I,J))))**5)+
*AMAX1(-Pn(I,J)*Dn(I,J),0)
    As(I,J)=Ds(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Ps(I,J))))**5)+
*AMAX1(Ps(I,J)*Ds(I,J),0)
    Aw(I,J)=Dw(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pw(I,J))))**5)+
*AMAX1(Pw(I,J)*Dw(I,J),0)
    Ae(I,J)=De(I,J)*AMAX1(0,(1-.1*ABS(Pe(I,J))))**5)+
*AMAX1(-Pe(I,J)*De(I,J),0)
    Ae(I,K+1)=0.
    A(I,J)=An(I,J)+As(I,J)+Ae(I,J)+Aw(I,J)
    C(I,J)=-er(J)*dr(J)*dy(I)*(v(I,J)+v(I+1,J))/2D+00
  END DO
END DO

RETURN
END

```

Definirea grilelor domeniului cercetat

Subrutina grilei in directia axiala

```

SUBROUTINE DELTAY(I1,M2,x,x1,x2,lung)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)
INTEGER I1,M2

DIMENSION x(M2+1),x1(M2+1),x2(M2+1)
x(2)=2.5D-04

xpr=(lung-x(2))*1D+00/20D+00

```

```
DO I1=3,8
  x(I1)=xpr/3D+00
END DO
```

```
DO I1=9,24
  x(I1)=xpr
END DO
```

```
DO I1=25,30
  x(I1)=xpr/3D+00
END DO
```

```
x(1)=x(30)
x(31)=x(2)
```

```
DO I1=2,30
  x1(I1)=x(I1)/2+x(I1-1)/2
  x2(I1)=x(I1)/2+x(I1+1)/2
END DO
```

```
x2(1)=x2(30)
```

```
RETURN
END
```

Subrutinele grilei in directia radiala

```
SUBROUTINE DELTAR(I1,M1,x,x1,x2,rapx12)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)
INTEGER I1,M1

INCLUDE 'MAIN.FPI'

DIMENSION x(M1),x1(M1),x2(M1),xpr(KMAX)

DO I1=2,7
  xpr(I1)=(1.-rapx12)/24D+00/3D+00
END DO

DO I1=8,29
  xpr(I1)=(1.-rapx12)/24D+00
  •
END DO

x(1)=rapx12
DO I1=2,29
  x(I1)=x(I1-1)+xpr(I1)/2D+00+xpr(I1-1)/2D+00
  x1(I1)=x(I1)-xpr(I1)/2D+00
  x2(I1)=x(I1)+xpr(I1)/2D+00
END DO
x2(1)=x2(29)
```

```

RETURN
END
SUBROUTINE DELTADR(I1,M1,x,x1,x2,rapx1)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)

INTEGER I1,M1

INCLUDE 'MAIN.FPI'

DIMENSION x(M1),x1(M1),x2(M1),xpr(KMAX)

DO I1=2,7
  xpr(I1)=rapx1/24D+00/3D+00
END DO

DO I1=8,29
  xpr(I1)=rapx1/24D+00
END DO

DO I1=2,29
  x(I1)=xpr(I1)
END DO

DO I1=2,29
  x1(I1)=x(I1)/2+x(I1-1)/2
  x2(I1)=x(I1)/2+x(I1+1)/2
END DO
x2(1)=x2(29)

RETURN
END -

```

Subrutina pentru decalarea grilei in directia axiala

```

SUBROUTINE DELTAVWY(I1,M1,x,x1,x2)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)

INTEGER I1,M1

INCLUDE 'MAIN.FPI'

DIMENSION x(M1),x1(M1),x2(M1),
1      x3(NMAX),x4(NMAX)
DO I1=1,M1
  x3(I1)=x(I1)
  x4(I1)=x2(I1)
END DO

```

```

DO I1=2,M1
  x(I1)=x4(I1-1)
  x1(I1)=x3(I1-1)
  x2(I1)=x3(I1)
END DO

```

```

RETURN
END

```

Subrutina pentru decalarea grilei in directia radiala

```

SUBROUTINE DELTAVWR(I1,M1,x,x1,x2)

```

```

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)

```

```

INTEGER I1,M1

```

```

DIMENSION x(M1),x1(M1),x2(M1)

```

```

DO I1=2,M1
  x1(I1)=x(I1)
  x(I1)=x2(I1)
  x2(I1)=x(I1+1)
END DO

```

```

RETURN
END

```

Fisier cu blocurile COMMON

```

PARAMETER ( NMAX = 32 , KMAX = 32 )

```

```

COMMON /plotf/ ȳ1(NMAX),z1(KMAX)

```

```

COMMON /a/      Ae(NMAX,KMAX),An(NMAX,KMAX),As(NMAX,KMAX),
&              Aw(NMAX,KMAX),A(NMAX,KMAX),A2(NMAX,KMAX),
&              A3(NMAX,KMAX),C(NMAX,KMAX),Sc(NMAX,KMAX)

```

```

COMMON /geom/  deltayn(NMAX),deltays(NMAX),deltare(KMAX),
&              deltarw(KMAX),dy(NMAX),dr(KMAX),er(KMAX),
&              rw(KMAX),re(KMAX)

```

```

COMMON /gr/    Grx(NMAX,KMAX)

```

```

COMMON /p/     p1(NMAX,KMAX)
COMMON /sursa/ sursa(NMAX,KMAX)

```

```

COMMON /vw/    v(NMAX,KMAX),w(NMAX,KMAX)

```

```

COMMON /Pec/   Pn(NMAX,KMAX),Ps(NMAX,KMAX),

```

```

&                Pw(NMAX,KMAX),Pe(NMAX,KMAX)

COMMON /Di/      Dn(NMAX,KMAX),Ds(NMAX,KMAX),
&                Dw(NMAX,KMAX),De(NMAX,KMAX)

COMMON /E/       Fn(NMAX,KMAX),Fs(NMAX,KMAX),
&                Fw(NMAX,KMAX),Fe(NMAX,KMAX)

COMMON /G/       Gn(NMAX,KMAX),Gs(NMAX,KMAX),G(NMAX,KMAX),
&                Gw(NMAX,KMAX),Ge(NMAX,KMAX)

```

Subrutina pentru calcularea pseudovitezelor v si w

```

SUBROUTINE PSEUDO(I,J,N1,K1,ypseudo,y,Ax)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)

INTEGER I,J,N1,K1

INCLUDE 'PARAM.FPI'
INCLUDE 'MAIN.FPI'

DIMENSION Ax(NMAX,KMAX),ypseudo(NMAX,KMAX),y(NMAX,KMAX)

DO I=2,N1
  DO J=2,K1
    ypseudo(I,J)=(As(I,J)*v(I-1,J)+An(I,J)*v(I+1,J)+
+Aw(I,J)*v(I,J-1)+Ae(I,J)*v(I,J+1)+Sc(I,J))/Ax(I,J)
  END DO
END DO

DO J=2,K1
  ypseudo(1,J)=ypseudo(N1,J)
  ypseudo(N1+1,J)=ypseudo(2,J)
END DO

RETURN
END

```

Subrutina algoritmului Thomas - TDMA circular

```

SUBROUTINE TDMA(I,J,N1,Ax,y,alfap)

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)

INTEGER I,J,N1
INCLUDE 'MAIN.FPI'

DIMENSION y(NMAX,KMAX),ys(NMAX,KMAX),Ax(NMAX,KMAX)
DIMENSION P(NMAX,KMAX),Q(NMAX,KMAX),D(NMAX,KMAX)

```

```
DIMENSION A0(NMAX,KMAX),R0(NMAX,KMAX),B0(NMAX,KMAX)
```

```
DO I=2,N1
```

```
  D(I,J)=Ae(I,J)*y(I,J+1)+Aw(I,J)*y(I,J-1)+C(I,J)
```

```
END DO
```

```
P(2,J)=An(2,J)/Ax(2,J)
```

```
Q(2,J)=D(2,J)/Ax(2,J)
```

```
R0(2,J)=As(2,J)/Ax(2,J)
```

```
DO I=3,N1
```

```
  P(I,J)=An(I,J)/(Ax(I,J)-As(I,J)*P(I-1,J))
```

```
  Q(I,J)=(D(I,J)+As(I,J)*Q(I-1,J))/(Ax(I,J)-As(I,J)*P(I-1,J))
```

```
  R0(I,J)=As(I,J)*R0(I-1,J)/(Ax(I,J)-As(I,J)*P(I-1,J))
```

```
END DO
```

```
A0(N1,J)=P(N1,J)/(1-R0(N1,J))
```

```
B0(N1,J)=Q(N1,J)/(1-R0(N1,J))
```

```
DO I=N1-1,2,-1
```

```
  A0(I,J)=R0(I,J)*A0(N1,J)+P(I,J)*A0(I+1,J)
```

```
  B0(I,J)=R0(I,J)*B0(N1,J)+P(I,J)*B0(I+1,J)+Q(I,J)
```

```
END DO
```

```
ys(2,J)=B0(2,J)/(1-A0(2,J))
```

```
DO I=3,N1
```

```
  ys(I,J)=A0(I,J)*ys(2,J)+B0(I,J)
```

```
END DO
```

```
DO I=2,N1
```

```
  y(I,J)=y(I,J)+alfap*(ys(I,J)-y(I,J))
```

```
END DO
```

```
y(N1+1,J)=y(2,J)
```

```
y(1,J)=y(N1,J)
```

```
RETURN
```

```
END
```

Subrutina pentru determinarea CPU

```
REAL*8 FUNCTION secnds()
```

```
  INTEGER*2 ore,minute,secunde,stotinci
```

```
  CALL GETTIM(ore,minute,secunde,stotinci)
```

```
  secnds=((DBLE(ore)*3600.0)+(DBLE(minute)*60.0)+
```

```
  *DBLE(secunde)+(DBLE(stotinci)/100.0))
```

```
  END
```


Subrutina pentru verificarea obtinerii solutiei convergenta

```
SUBROUTINE VERP(I,J,N1,K1,y,y3,IND,ex)
  IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-Z)
  INTEGER I,J,N1,K1
  INCLUDE 'MAIN.FPI'
  DIMENSION y(NMAX,KMAX),y3(NMAX,KMAX)
  PARAMETER ( IND1 = 1 , IND2 = 2 )

  DO I=2,N1
    DO J=2,K1
      Grx(I,J)=y(I,J)-y3(I,J)
      IF (ABS(Grx(I,J)).GT.ex) THEN
        IND=IND1
        GO TO 10
      END IF
    END DO
  END DO

  IND=IND2

10 RETURN
END
```