

INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VULI" TIMIȘOARA
FACULTATEA DE MECANICĂ

ing. Iiviu Dan Negru

CONTRIBUTII LA STUDIUL SCHIMBULUI DE CALDURA LA
VAPORIZAREA FREONULUI 11

- Teză de doctorat -

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICĂ"
TIMIȘOARA

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA	
815	1
Volumul N.	464 051
Dulap	252 Lt. 4

Conducător științific:

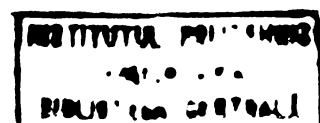
Prof.dr.ing. CORNEL UNGUREANU

- 1982 -

C U P R I N S		Pag.
<u>INTRODUCERE</u>		1
Capitolul 1: <u>TRANSMITEREA CALDURII LA VAPORIZAREA</u> <u>LICHIDELOR</u>		3
1.1. CURBA DE VAPORIZARE		3
1.2. CONVECTIA LIBERA LA GAZE SI LICHIDE		5
1.2.1. Convecția liberă la o suprafață plană verticală		6
1.2.2. Convecția liberă la o suprafață cilin- drică orizontală		7
1.2.3. Convecția liberă la schimbare de fază.		9
1.3. VAPORIZAREA CU BULE		10
1.3.1. Bazele vaporizării cu bule		10
1.3.1.1. Formarea bulelor		10
1.3.1.2. Diametrul de rupere al bulei		13
1.3.1.3. Frecvența bulelor		15
1.3.2. Schimbul de căldură la vaporizarea cu bule		21
1.3.2.1. Microconvecția în stratul limită		22
1.3.2.2. Mecanismul schimbului vaporii- lichid		22
1.3.2.3. Mecanismul de evaporare		23
1.3.2.4. Mecanisme complexe		24
1.3.3. Cercetări experimentale referitoare la vaporizarea freonilor pe tuburi orizon- tale		25
1.3.3.1. Vaporizarea freonilor pe tu- buri orizontale lise		25
1.3.3.2. Vaporizarea freonilor pe tu- buri orizontale aripate		30
1.3.4. Ecuații de schimb de căldură pentru do- meniul vaporizării cu bule		31
1.3.4.1. Ecuația lui Forster și Zuber.		31
1.3.4.2. Ecuațiile lui Labunzov		32
1.3.4.3. Ecuația lui Ivașkevici		32
1.3.4.4. Ecuația lui Nishikawa și Yamagata		32

	Pag.
1.3.4.5. Ecuația lui Stephan	33
1.3.4.6. Ecuația lui Hirschberg.	34
1.3.4.7. Ecuația Danilovei	35
1.3.4.8. Ecuația lui Ratiari și Avaliani	35
1.3.5. Vaporizarea pe un fascicol orizontal de țevi	36
Capitolul 2: <u>INSTALATIA EXPERIMENTALA PENTRU STUDIUL VAPORIZARII FREONULUI 11</u>	39
2.1. TEHNICA DE MASURA	40
2.1.1. Măsurarea temperaturii medii superficiale a tubului.	41
2.1.1.1. Măsurarea temperaturii medii superficiale cu ajutorul straturilor metalice subțiri rezistive.	43
2.1.1.2. Etalonarea rezistenței de măsură cu puntea cu frecvență purtătoare.	49
2.1.2. Temperatura lichidului.	51
2.1.3. Fluxul de căldură	52
2.1.4. Suprafața de încălzire.	54
2.1.5. Precizia determinării coeficientului de schimb de căldură la vaporizare	54
2.1.6. Măsurarea concentrației uleiului în freon	56
2.2. CONSTRUCTIA VAPORIZATORULUI.	58
Capitolul 3: <u>CERCETARI PRIVIND VAPORIZAREA FREONULUI 11 PE UN TUB SINGULAR ORIZONTAL.</u>	61
3.1. VAPORIZAREA IN DOMENIUL CONVECTIV.	61
3.2. VAPORIZAREA IN DOMENIUL TRANZITORIU.	67
3.2.1. Supraîncălzirea necesară pentru activarea unui centru de vaporizare cu bule	70
3.2.1.1. Involuția bulei de la baza de rupere r_{br}	83
3.2.1.2. Involuția bulei de la raza r'_b	93
3.2.2. Considerații teoretice privind dezactivarea unui centru de vaporizare cu bule.	100
3.2.3. Considerații teoretice asupra evoluției temperaturii peretelui sub bulă.	107
3.2.3.1. Calculul variației temperaturii	

	Pag.
peretelui sub bulă, T_{pb} , prin metoda diferențelor finite	115
3.3. VAPORIZAREA CU BULE.	132
3.3.1. Rezultatele cercetărilor experimentale.	132
3.3.2. Considerații teoretice privind vaporiza- rea cu bule.	136
3.3.2.1. Explicarea creșterii coeficien- tului α_v la vaporizarea cu bule.	136
3.3.2.1.2. Sisteme cu temperatura suprafe- ței de încălzire limitată . . .	137
3.3.2.1.2. Sisteme cu încărcarea termică a suprafeței limitată	141
3.3.2.2. Explicarea creșterii coeficien- tului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule, la crește- rea temperaturii de vaporizare T_s	142
3.3.3. Concluzii	143
Capitolul 4: <u>CERCETARI PRIVIND VAPORIZAREA FREONULUI</u> <u>11 PE TUBURI ORIZONTALE MONTATE IN RETEA</u>	145
4.1. VAPORIZAREA PE UN TUB SINGULAR MONTAT INTR-O RETEA DE TUBURI INACTIVE	145
4.2. VAPORIZAREA PE UN TUB SINGULAR MONTAT INTR-O RETEA DE TUBURI INCALZITE.	148
4.3. VAPORIZAREA PE DOUA TUBURI ASEZATE UNUL DEASU- PRA CELUILALT.	151
4.4. VAPORIZAREA PE FASCICOLE DE TEVI CU DIVERSE GEOMETRII.	154
4.4.1. Vaporizarea pe un fascicol patratic cu $s/d = 1,33$	155
4.4.1.1. Analiza comportării diverselor rînduri de tuburi.	155
4.4.1.2. Analiza comportării globale a fascicolului	158
4.4.1.3. Analiza comportării tuburilor din fascicol	161



	Pag.
4.4.2. Vaporizarea pe un fascicol patratic cu s/d = 1,5	164
4.4.3. Vaporizarea pe un fascicol triunghiular .	166
Capitolul 5: <u>CERCETARI PRIVIND VAPORIZAREA FREONULUI 11 PE TUBURI ORIZONTALE IN PREZENTA ULEIULUI DE UNGERE.</u>	167
5.1. VAPORIZAREA PE UN TUB SINGULAR.	167
5.2. VAPORIZAREA PE FASCICOLE DE TUBURI.	172
5.2.1. Concluzii	174
Capitolul 6: <u>CONCLUZII FINALE SI CONTRIBUTII ORIGINALE</u>	175
6.1. CONCLUZIILE CERCETARILOR EXPERIMENTALE	175
6.1.1. Concluziile cercetărilor experimentale pe tubul singular	175
6.1.2. Concluziile cercetărilor experimentale pe fascicole de tuburi	176
6.1.3. Concluziile cercetărilor experimentale re- feritoare la influența prezenței uleiului de ungere în freon.	178
6.2. CONTRIBUTII TEORETICE.	178
6.2.1. Amorsarea vaporizării cu bule	178
6.2.2. Dezactivarea centrilor de vaporizare cu bule	179
6.2.3. Schimbul de căldură la vaporizarea cu bule.	181
<u>BIBLIOGRAFIE</u>	184
<u>ANEXA</u>	190

INTRODUCERE

Vaporizarea lichidelor este un fenomen întâlnit în multe domenii ale tehnicii actuale. Funcționarea centralelor termoelectrice presupune vaporizarea apei în generatoarele de abur clasice sau nucleare. Funcționarea instalațiilor frigorifice presupune vaporizarea agentului frigorific în vaporizatorul instalației. O mulțime de procedee folosite în industria chimică se bazează de asemenea pe vaporizarea lichidelor.

Vaporizarea presupune existența unui schimb de căldură printr-un perete care separă lichidul care se vaporizează de mediul de la care primește căldura. Suprafața prin care se transmite căldura poate fi un perete plan vertical sau orizontal sau un tub la care vaporizarea se produce în exterior sau interior. Pentru dimensionarea corectă a suprafețelor de transfer de căldură ale vaporizatoarelor trebuie cunoscut coeficientul de transfer de căldură la vaporizare α_v /W/m²K/.

În domeniul vaporizării s-au făcut cercetări sistematice începând din anul 1933. Un avânt deosebit a luat acest domeniu de cercetare după război în legătură în special cu dezvoltarea tehnicii reactoarelor nucleare și a tehnicii rachetelor, domenii în care se pune problema preluării unor fluxuri termice foarte mari de pe suprafețe relativ mici. Dacă în vaporizatoarele instalațiilor frigorifice densitatea fluxului de căldură este cuprinsă obișnuit între 10^3 și 10^4 W/m², la reactoarele nucleare se ajunge la densități de 10^8 W/m². Între 1945 și 1963 s-au publicat peste 500 lucrări în acest domeniu. Și în perioada următoare acest domeniu de cercetare rămîne în actualitate atît în legătură cu fenomenul de cavitație cît și în legătură cu aplicarea pe scară tot mai largă a freonilor ca agenți frigorifici în industria alimentară și în tehnica condiționării aerului.

Freonul 11 (CFCI₃) este unul dintre agenții frigorifici care datorită gradului înalt de perfecțiune termodinamică și masei moleculare mari a trezit un larg interes pentru instalațiile frigorifice mari echipate cu compresoare centrifuge care echipază în special instalații de climatizare și pompe de căldură.

contextul energetic actual se acordă o deosebită importanță pompelor de căldură în legătură cu recuperarea deșeurilor termice cu potențial scăzut în scopuri de încălzire. Aceasta este unul dintre motivele pentru care mi-am îndreptat atenția asupra acestui agent frigorific.

În lucrare se urmărește ca prin obiectiv determinarea experimentală a coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea freonului 11 pe suprafața exterioară a tuburilor orizontale în funcție de diverși parametrii termodinamici, funcționali și constructivi.

Fenomenele care apar la vaporizarea lichidelor sînt foarte complexe. Pînă acum nu există un model teoretic care să explice unitar toate aceste fenomene. Un al doilea obiectiv al lucrării constă în elaborarea unui model care să explice teoretic fenomenele care apar la vaporizarea lichidelor, în special a celor din domeniul vaporizării cu bule, domeniu obișnuit de lucru al vaporizatoarelor tehnice.

C a p i t o l u l 1.

TRANSMITEREA CALDURII LA VAPORIZAREA LICHIDELOR.

1.1. CURBA DE VAPORIZARE.

Lucrările de bază în domeniul vaporizării lichidelor au fost elaborate de către Nukiyama [1], Iakob și Linke [2], Fritz [3] și alții. O reprezentare calitativă, general valabilă a rezultatelor cercetărilor experimentale la vaporizarea lichidelor este așa-numita curbă de vaporizare sau de fierbere (boiling curve), prezentată în fig.1.1.01. Valorile numerice sînt valabile pentru apă care fierbe la presiunea de 1,03 ata. În ordonată este reprezentată densitatea fluxului

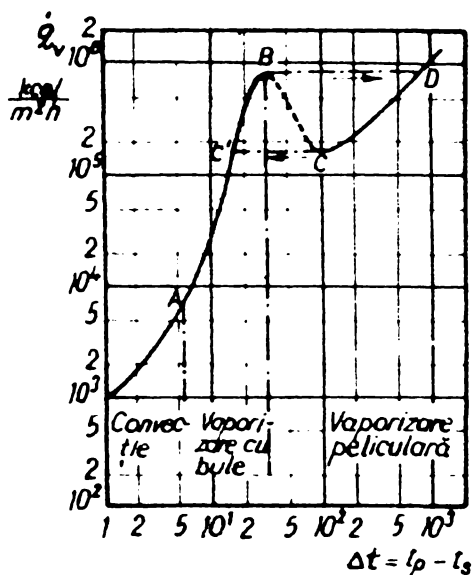


Fig.1.1-01. Curba de vaporizare.

de căldură \dot{q}_v transmis prin perețele separator lichidului care se vaporizează, iar în abscisă - diferența de temperatură $\Delta t = t_p - t_s$. Această diferență de temperatură reprezintă de fapt supraîncălzirea lichidului din stratul limită, aderent la perete, față de temperatura de saturație a lichidului, corespunzătoare presiunii la care are loc vaporizarea.

Din această reprezentare rezultă clar trei domenii:

- Domeniul I este cel al vaporizării convective. În acest domeniu, delimitat superior de către punctul A, căldura transmisă crește lent cu creșterea supraîncălzirii. Acesta este domeniul schimbului de căldură convectiv între perețele încălzit și lichidul aflat la temperatura de saturație. În acest domeniu pe suprafața peretelui încălzit nu se formează bule de vaporii. Căldura preluată convectiv de la perețele cald va fi cedată prin vaporizare la suprafața liberă a lichidului. Convecția poate fi liberă sau forțată, laminară sau turbulentă.

- Domeniul II este cel al vaporizării cu bule, domeniu obligat de funcționare al tuturor vaporizatoarelor tehnice.

Formarea bulelor începe în punctul A. Densitatea fluxului de căldură \dot{q}_v , crește cu creșterea diferenței de temperatură mult mai repede decât în domeniul I.

Această creștere este în strînsă legătură cu creșterea numărului centrelor de formare a bulelor, odată cu creșterea diferenței de temperatură Δt . La o anumită diferență de temperatură întreaga suprafață este acoperită cu bule. Se ajunge în starea B, care reprezintă maximum curbei de vaporizare. O creștere ulterioară a supraîncălzirii face ca bulele de abur să se unească formînd o peliculă de vapori, care se interpune între perete și lichid. Se ajunge în domeniul III numit domeniul vaporizării peliculare. În acest domeniu se deosebesc două zone; între starea B și C zona vaporizării peliculare instabile, caracterizată prin aceea că pelicula de vapori poate fi distrusă de lichidul în mișcare revenindu-se în domeniul II, iar la dreapta stării C, zona vaporizării peliculare stabile. În domeniul III schimbul de căldură între peretele cald și lichid se produce în cea mai mare parte prin radiație. Cu creșterea temperaturii suprafeței, radiația termică prin stratul de vapori va fi din ce în ce mai mare; \dot{q}_v crește iarăși, dar mai lent ca în domeniul II.

Comportarea unui schimbător de căldură funcționînd în domeniul III depinde de tipul sistemului de transmitere a căldurii folosit.

Se deosebesc două tipuri:

1. Sisteme cu temperatura suprafeței de încălzire limitată.

Exemplul tipic pentru acest sistem îl constituie schimbătoarele de căldură încălzite cu abur care condensează sau cu fluide de temperatură dată. În primă aproximație se poate considera că este dată și diferența de temperatură Θ .

Mergînd pe verticală, în fig.1.1-01, fiecărei valori a lui Δt îi corespunde o singură valoare a lui \dot{q}_v . Domeniul între B și C este caracterizat prin apariția unui film instabil de vapori, fără ca aceasta să ducă la o evoluție în salturi a sistemului.

Pentru multe sisteme curba punctată între B și C poate fi măsurată efectiv.

2. Sisteme cu încărcare termică limitată.

În această categorie intră sistemele cu încălzire electrică și nucleară. Aici apropierea de curba de vaporizare se realizează după o orizontală (vezi fig.1.1-01). În momentul atingerii încărcă-

rii termice critice, corespunzătoare punctului B, sistemul trece instantaneu de la vaporizarea cu bule la vaporizarea peliculară stabilă, în punctul D. Linia punctată dintre B și D, are un caracter ipotetic nefiind realizabilă experimental. Cu modificarea modului de vaporizare, apare o bruscă și periculoasă creștere de temperatură putându-se depăși temperatura de topire a materialului, lucru deosebit de periculos în special la reactoarele nucleare. Dacă în starea D se micșorează încărcarea termică, sistemul se deplasează spre starea C, care odată atinsă, sistemul trece brusc în starea C'.

În fig.1.1-02 este reprezentat coeficientul de transfer de căldură α_v în funcție de densitatea fluxului de căldură q_v . Se observă și în această diagramă existența celor 3 domenii.

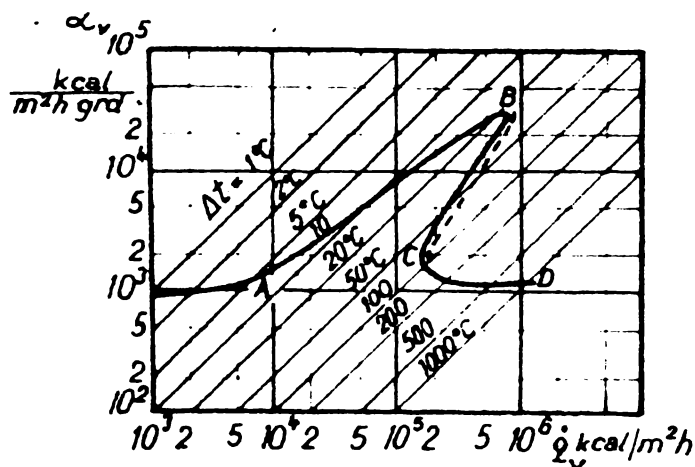


Fig.1.1-02. Curbă de vaporizare.

vor produce întotdeauna mișcări convective libere ale acestuia, se vor examina în continuare principalele relații din literatura de specialitate care permit calculul coeficientului de convecție.

1.2. CONVECTIA LIBERA LA GAZE SI LICHIDE.

Intr-un fluid aflat în repaus apare o mișcare a acestuia în jurul unui corp care cedează căldură, ca urmare a încălzirii stratului de lichid aflat în imediata apropiere a peretelui. Prin încălzire, densitatea lichidului scade. Diferența de densitate este cauza apariției unui curent vertical de fluid. Fluidul cald este înlocuit de un volum egal de fluid rece.

În domeniul vaporizării cu bule coeficientul de transfer de căldură are valori mult mai mari decât în celelalte domenii.

Valorile numerice din figură sînt valabile pentru apă care fierbe la $p=1,02$ ata.

Avînd în vedere că în fluidele aflate în jurul unui corp încălzit se

Relația general valabilă pentru determinarea coeficientului de convecție la convecția liberă este:

$$Nu = f(Gr.Pr) \quad (1.2.01)$$

unde:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}; \quad Gr = \frac{g\beta \cdot \Delta t l^3}{\nu^2}; \quad Pr = \frac{\nu}{a} \quad (1.2.02)$$

Funcția care leagă cele trei criterii, depinde de foarte mulți factori. Cei mai importanți sînt: modul de curgere al fluidului, care poate fi laminar sau turbulent și așezarea suprafeței de schimb de căldură care poate fi: suprafața plană verticală sau orizontală, suprafața cilindrică orizontală sau verticală exterioară sau interioară. Se prezintă în cele ce urmează cazurile cele mai frecvent întîlnite.

1.2.1. Convecția liberă la o suprafață plană verticală.

Stratul limită format pe suprafața de încălzire la convecția liberă este relativ gros din cauza vitezei mici a curentului. Faptul că viteza este condiționată de diferențele de densitate apărute în urma diferențelor de temperatură a condus la presupunerea că profilul cîmpului de temperatură și viteză trebuie să fie același [4].

Aceasta este adevărat numai pentru $Pr=1$. Pentru $Pr > 1$, Bosnjakovic arată că între grosimea celor două straturi limită, de temperatură δ_t și de viteză δ_w , există relația:

$$\frac{\delta_t}{\delta_w} = 0,977 Pr^{-1/3} \quad (1.2.03)$$

ceea ce arată pătrunderea mai adîncă a cîmpului de viteze în fluid, decît a cîmpului de temperatură.

Pentru curgerea liberă laminară a aerului la un perete vertical, Schmidt și Beckmann [5] au găsit pentru coeficientul mediu de schimb de căldură, α_m pe înălțimea H , relația:

$$Nu = 0,48 Gr^{1/4} = \frac{\alpha_m \cdot H}{\lambda} \quad (1.2.04)$$

unde:

$$\alpha_m = \frac{1}{H} \int_{x=0}^H \alpha \cdot dx \quad (1.2.05)$$

In această relație, H reprezintă înălțimea plăcii. Această mărime lineară intră și în construcția criteriului Grashof. Cercetările ulterioare ale lui Sugawara și Michiyoshi [6] au dus la obținerea unei relații general valabilă pentru gaze și lichide.

$$Nu_p = 1,8 \frac{Pr^{1/2}}{2,3 + Pr^{1/2}} Gr^{1/4} \quad \text{pentru } Pr < 0,5 \quad (1.2.06)$$

și

$$Nu_p = 0,652 \left[\frac{Pr^2}{1,1+Pr} \right]^{1/4} Gr^{1/4} \quad \text{pentru } Pr > 0,5 \quad (1.2.07)$$

Indicele p se referă la placă. Mărimile fizice ale fluidului sînt calculate la temperatura medie $t_m = (t_p + t_l)/2$.

Aceste ecuații sînt valabile pentru valori ale produsului Gr.Pr pînă la $10^8 \dots 10^9$. Peste aceste valori curgerea devine turbulentă. Pentru curgerea turbulentă, pentru pereți verticali și tuburi cu axă verticală este valabilă relația:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot H}{\lambda} = 0,13 (Gr.Pr)^{1/3} \quad (1.2.08)$$

obținută pe baza lucrărilor experimentale ale lui M.Jakob [2].

Intereseant în această relație este faptul că α este constant pe înălțime; aceasta deoarece în expresia criteriului Gr intră H^3 .

O ecuație mai generală care cuprinde ecuația anterioară a fost dată de King [7].

$$\frac{\alpha \cdot H}{\lambda} = C(Gr.Pr)^n \quad (1.2.09)$$

în care:

$$C = 0,13 \quad \text{și} \quad n = 1/3 \quad \text{pentru } 3,5 \cdot 10^7 < Gr.Pr < 10^{12}$$

$$C = 0,55 \quad \text{și} \quad n = 1/4 \quad \text{pentru } 10^4 < Gr.Pr < 3,5 \cdot 10^7$$

1.2.2. Convecția liberă la o suprafață cilindrică orizontală.

Avînd la bază rezultatele experimentale ale lui Jodlbauer [8], care a măsurat cîmpurile de temperaturi și viteze în jurul unui tub cald orizontal, cu diametrul d, Her-

mann [9] dă pentru gaze biatomice ($Pr=0,74$) și pentru $Gr > 10^4$ relația:

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,372(Gr_d)^{1/4} \quad (1.2.10)$$

Această relație pentru gaze biatomice a fost generalizată sub forma:

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,4(Gr_d \cdot Pr)^{1/4} \quad (1.2.11)$$

Datele experimentale obținute pentru aer de către Eberle [10], Wemslor [11] și Koch [12] și pentru apă, de către Ackermann [13] în domeniul $10^3 < Gr \cdot Pr < 10^9$ au permis scrierea unei relații de forma:

$$Nu_d = \frac{\alpha_m \cdot d}{\lambda} = 0,53 (Gr_d \cdot Pr)^{1/4} \quad (1.2.12)$$

Rice [14] propune coeficientul 0,47 în loc de 0,53. Pentru $Gr \cdot Pr > 10^5$ Senftleben [15] propune relația :

$$Nu_d = \frac{\alpha_m \cdot d}{\lambda} = 0,41 (Gr_d \cdot Pr)^{1/4} \quad (1.2.13)$$

Mihev [16], prelucrând toate rezultatele experimentale obținute pînă la el, propune următoarele relații valabile atât pentru plăci verticale cît și pentru cilindrii orizontali și sfere:

$$\text{Pentru } Gr \cdot Pr < 10^{-3}, Nu_m = 0,5 \text{ de unde } \alpha = 0,5 \lambda / d, \quad (1.2.14)$$

adică trecerea căldurii este determinată numai de conductibilitatea termică.

$$\text{Pentru } 10^{-3} < (Gr \cdot Pr) < 5 \cdot 10^2, Nu_m = 1,18(Gr \cdot Pr)^{1/8} \quad (1.2.15)$$

Acest domeniu corespunde regimului pur laminar, la diferențe mici de temperatură.

$$\text{Pentru } 5 \cdot 10^2 < (Gr \cdot Pr) < 2 \cdot 10^7, Nu_m = 0,54 (Gr \cdot Pr)^{1/4} \quad (1.2.16)$$

Acest domeniu corespunde mișcării laminare intense, pentru diferențe mijlocii de temperatură. Acest regim este cel mai răspîndit, deci cel mai mult studiat.

$$\text{Pentru } 2 \cdot 10^7 < (\text{Gr.Pr}) < 1 \cdot 10^{13}, \quad (1.2.17)$$

$$\text{Nu}_m = 0,135 (\text{Gr.Pr})^{1/3}$$

Acest domeniu corespunde mișcării turbulente a fluidului.

1.2.3. Convecția liberă la schimbare de fază.

Rezultatele cercetărilor prezentate în paragrafele anterioare se referă la convecția fără schimbare de fază. Cercetările au fost efectuate fie cu gaze, deci cu vapori mult supraîncălziți, fie cu lichide aflate departe de temperatura de vaporizare, deci mult subrăcite. Aceste situații diferă mult de ceea ce se petrece într-un vaporizator unde lichidul se găsește la temperatura de saturație, iar în stratul limită aderent la suprafața de încălzire, lichidul este supraîncălzit.

Fără o bază experimentală suficientă, se admite că relațiile valabile la gaze și la lichide subrăcite sînt valabile și la vaporizare.

Cercetările în domeniul convecției la vaporizare sînt destul de puține, materialul experimental fiind relativ sărac și divergent. Aceasta deoarece, majoritatea vaporizatoarelor lucrează, în regim normal, în domeniul vaporizării cu bule ceea ce face ca în special acest regim să fie cercetat.

Gorenflo [17] face cercetări experimentale în domeniul convecției la vaporizare, folosind agenții frigorifici Fr.502, Fr.113, Fr.11, Fr.22, care vaporizează pe tuburi orizontale cu diametrul exterior de 12 mm.

Se consideră că rezultatele pot fi generalizate prin relația:

$$\text{Nu}_m = 0,155 (\text{Gr.Pr})^{1/3}, \quad (1.2.18)$$

Güttinger [20], lucrînd cu Fr.11 la presiunea atmosferică, pe un tub orizontal cu diametrul de 12 mm, apreciază că rezultatele pot fi generalizate în domeniul convecției prin relația:

$$\text{Nu} = 0,5 (\text{Gr.Pr})^{1/4} \quad (1.2.19)$$

1.3. VAPORIZAREA CU BULE.

La supraîncălziri ale lichidului mai mari decât cele corespunzătoare punctului A din fig.1, producerea schimbului de căldură între suprafața caldă și lichid se modifică calitativ și cantitativ prin apariția pe suprafață a bulelor de vaporii. Aceste bule se degajă numai din anumite locuri ale suprafeței, numite centre de nucleație sau de vaporizare, cu o anumită frecvență, după ce au ajuns la o anumită mărime, urcând spre suprafața liberă a lichidului și trecând în spațiul de vaporii.

Curba de vaporizare (fig.1.1.02) prezintă după depășirea punctului A o alură cu totul diferită față de cea din domeniul I.

1.3.1. Bazele vaporizării cu bule.

1.3.1.1. Formarea bulelor.

Stephan [21] arată că astăzi este unanim acceptată ideea că formarea bulelor de vaporii este condiționată de existența incluziunilor de gaze sau vaporii în adânciturile fine ale suprafeței. Aceste incluziuni servesc ca nuclee de formare ale bulelor. Ele fiind plasate în stratul supraîncălzit de lichid de pe suprafața de încălzire, cresc ca urmare a vaporizării unei cantități din lichidul înconjurător, când supraîncălzirea depășește o anumită valoare. Când bula atinge o anumită mărime se desprinde de la perete urcând în lichid. În adâncitură rămâne o cantitate mică de vaporii care face posibilă repetarea fenomenului. Cu cât incluziunile de gaz existente pe suprafață sînt mai mici, cu atît procesul se instalează la valori mai mari ale lui \dot{q}_v , deci histerezisul este cu atît mai evident. Nickelson [22] a arătat că în urma unei vidări pînă la 10^{-6} torr, combinată cu o încălzire pînă la 230°C a suprafeței, a fost necesară o supraîncălzire foarte mare pentru instalarea vaporizării cu bule. Clarck, Streng și Westwater [23], au studiat cu un microscop electronic centre singulare de formare a bulelor, stabilind că în totalitate acestea erau adâncituri.

Numărul centrilor de nucleație oscilează în funcție de densitatea fluxului de căldură de la $1/\text{cm}^2$ la valori mici ale lui \dot{q}_v , pînă la $100/\text{cm}^2$ observați de Westwater [24] la valori ale lui \dot{q}_v apropiate de starea critică.

Bulele de vapori, ajunse la o anumită mărime, se desprind de suprafața de încălzire și încep să se ridice cu o anumită viteză. Puțin înainte de desprindere, aceste globule au una din formele reprezentate în fig.1.3.01.

Determinant pentru forma și mărimea bulelor este unghiul de contact φ , determinat în ultimă instanță de tensiunea superficială a lichidului σ . Bula cea mai mică, de formă sferică, corespunde aproximativ vaporizării benzenului la presiunea atmosferică, la o bună udare a suprafeței de încălzire. Unghiul de contact $\varphi \cong 30^\circ$. Diametrul de rupere $d = 1 \text{ mm}$.

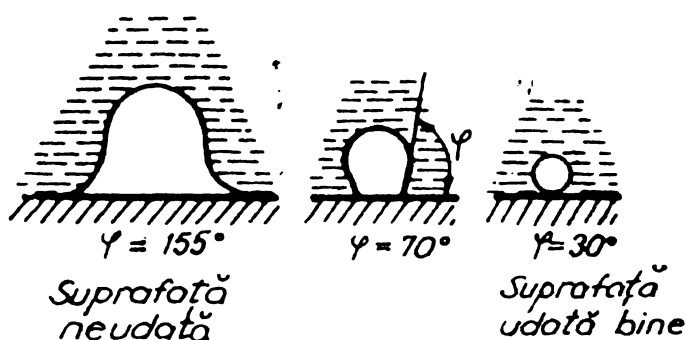


Fig.1.3.01. Diverse tipuri de bule în momentul desprinderii.

Bula din mijloc se obține la vaporizarea apei pe o suprafață metalică curată. Unghiul de margine $\varphi = 60 \div 70^\circ$. Diametrul de rupere la presiunea atmosferică $d = 4 \text{ mm}$. Bula din stânga este specifică lichidelor care nu udă suprafața. Unghiul de margine $\varphi > 90^\circ$. In fig.1.3.01 este reprezentată o bulă

de Hg obținută pe o suprafață de oțel. Unghiul de margine, $\varphi = 155^\circ$.

Pentru formarea și creșterea bulelor, deci pentru existența acestora, este necesar ca presiunea vaporilor în bulă, p_b , să fie egală cu suma dintre presiunea lichidului înconjurător p_L și presiunea suplimentară dată de tensiunea superficială p_σ :

$$p_b = p_L + p_\sigma \quad (1.3.01)$$

Pentru o bulă de formă sferică avînd raza R ,

$$p = \frac{2\sigma}{R} \quad (1.3.02)$$

Thomson [25] a demonstrat că în cazul în care lichidul se găsește la presiunea de saturație, în relație mai trebuie să apară un termen p'_σ , care se poate calcula cu relația:

$$p'_\sigma = \frac{2 \cdot \sigma}{R} \cdot \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \quad (1.3.03)$$

unde ρ' și ρ'' sînt densitățile lichidului și ale vaporilor saturați uscați:

$$p_b = p_L + p_\sigma + p'_\sigma \quad (1.3.04)$$

În consecință, pentru ca bula să poată exista, este necesar ca lichidul să fie atît de mult supraîncălzit față de abur, încît să se realizeze creșterea de presiune:

$$\Delta p = p_b - p_L = p_\sigma + p'_\sigma = \frac{2\sigma}{R} \cdot \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \quad (1.3.05)$$

Acestei creșteri de presiune îi corespunde supraîncălzirea:

$$\Delta t = \Delta p (dt/dp)_a = \frac{2\sigma}{R} \cdot \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} (dt/dp)_a \quad (1.3.06)$$

unde $(dt/dp)_a$ reprezintă înclinarea curbei de abur. Se vede că supraîncălzirea necesară pentru formarea bulei este invers proporțională cu R .

O relație mai simplificată, care nu mai conține înclinarea curbei de abur, se obține pe baza ecuației Clausius-Clapeyron. Se poate scrie:

$$\Delta p = \frac{\Delta T}{T_s} \frac{r}{(1/\rho'') - (1/\rho')} \quad (1.3.07)$$

Cum, departe de starea critică, $(1/\rho')$ este mult mai mic decît $1/\rho''$, acest termen poate fi neglijat, relația devenind:

$$\Delta p \approx \frac{\Delta T \cdot \rho'' \cdot r}{T_s} \quad (1.3.08)$$

În aceste relații:

$$\Delta T = T_b - T_s$$

$$\Delta p = p_b - p_s$$

T_b și p_b reprezintă temperatura și presiunea în bulă în stadiul inițial al creșterii bulei. Cum $\Delta p = 2\sigma/R$, din ecuațiile anterioare se obține:

$$\Delta T = T_b - T_s = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_s}{R \cdot \rho'' \cdot r} \quad (1.3.09)$$

sau

$$T_b - T_\infty = T_s - T_\infty + \frac{2\sigma \cdot T_s}{R \cdot \rho \cdot r} \quad (1.3.10)$$

Asemănător ca la schimbul de căldură convectiv, și la vaporizarea cu bule se formează un strat limită de lichid supraîncălzit pe suprafața de încălzire. În afara acestui strat limită temperatura lichidului scade brusc ajungînd la suprafața liberă a lichidului egală cu temperatura de saturație.

După Stephan [21] pot apărea bulele de vapori în locurile unde există adîncituri microscopice în suprafața de încălzire, în care incluziunile de gaze sau vapori posedă o rază inițială de curbură finită. Lichidul înconjurător nu poate pătrunde în adîncitura respectivă din cauza tensiunii superficiale.

Din relația (1.3.06) rezultă că în incluziunea de gaze sau vapori din microadîncitură suprafeței se va produce vaporizarea lichidului înconjurător, deci va începe formarea bulei numai cînd în stratul limită se realizează supraîncălzirea Δt . Stephan [21] a calculat că pentru o microadîncitură cu $R = 3 \text{ um}$, pentru apă la $t_s = 100^\circ\text{C}$ este necesară pentru formarea bulei o supraîncălzire de 9°C .

În măsura în care bula crește, diferența de presiune față de lichid scade. La un moment dat bula atinge o mărime la care forța de ascensiune este mai mare decît forța de adeziune, forța gravitațională și forțele de natură dinamică.

În funcție de mărimea bulei, de unghiul dintre forța de ascensiune și suprafața de încălzire și de forțele de adeziune, aceasta va fi mai mult sau mai puțin deformată. Asimilînd bula la rupere cu o sferă de volum egal, se poate introduce noțiunea de diametru de rupere al bulei D_b .

1.3.1.2. Diametrul de rupere al bulei.

Cunoașterea diametrului de rupere al bulelor prezintă o deosebită importanță pentru studiul teoretic al schimbului de căldură la vaporizarea cu bule. Multitudinea factorilor care influențează procesul de formare și rupere a bulelor face ca determinarea teoretică a diametrului de rupere să fie foarte dificilă. Această problemă s-a putut rezolva numai prin introducerea unor ipoteze simplificatoare. Se vor enumera în continuare principalele relații fără precizarea coeficienților numerici

din relația de dependență.

Frederking și Daniels [26], pentru bulele produse în apropierea de starea critică au dezvoltat următoarea relație teoretică:

$$D_b = K_1 \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} \quad (1.3.11)$$

Pentru regimul de fierbere cu bule izolate, Fritz [3] a găsit relația:

$$D_b = K_2 \cdot \psi \cdot \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} \quad (1.3.12)$$

care include și efectul unghiului de contact. Expresii similare ca dependență funcțională, dar nu și în ceea ce privește constantele, obțin Cutateladze [27], Teletov [28], Cole [29], pentru același regim al bulelor singulare, obține relația:

$$D_b = K_3 \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} p^{-1} \quad (1.3.13)$$

care include efectul presiunii de fierbere direct, nu numai prin modificarea cu presiunea a lui ρ' , ρ'' , σ .

Staniszewski [30] și Cole [31] au propus un termen adițional în ec. (1.3.13) care să țină cont de efectul dinamic:

$$D_b = K_1 \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} \left[1 + b \left(\frac{dD}{d} \right)^c \right] \quad (1.3.14)$$

unde b și c sînt constante.

Ruckenstein [32] propune relația:

$$D_b = K_4 \left[\frac{\rho' a}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} \cdot Ja^{4/3} \quad (1.3.15)$$

unde a este difuzivitatea termică, iar Ja este criteriul adimensional al lui Jakob, care are expresia:

$$Ja = \frac{\rho' \cdot c_p \cdot \Delta t}{\rho'' \cdot r} \quad (1.3.16)$$

Rezultatele experimentale arată că ecuația (1.3.12) este valabilă numai pentru presiuni apropiate de presiunea atmosferică.

Ecuatia (1.3.15) și altele similare care conțin criteriul Jakob sînt potrivite pentru cazul variațiilor mari de presiune și de supraîncălzire.

Ecuatia (1.3.14) este potrivită pentru presiuni înalte. Expresia empirică cu cea mai largă aplicabilitate în diverse condiții experimentale este relația (1.3.13).

Cole [31] propune generalizarea relației (1.3.13) prin introducerea unghiului de contact φ și a criteriului Jakob care prin densitatea vaporilor ține cont de presiune:

$$D_b = K_3 \varphi \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} \frac{\rho' \cdot c_p \cdot \Delta t}{\rho'' \cdot r} \quad (1.3.17)$$

Din cauză că valoarea unghiului de contact este foarte dificil de măsurat și deoarece pentru majoritatea sistemelor fierbătoare această valoare nu depășește cu mai mult de $\pm 20\%$ valoarea medie de 50 grade, ecuația (1.3.17) poate fi aproximată prin ecuația (1.3.18):

$$D_b = K_5 \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} \frac{\rho' \cdot c_p \cdot \Delta t}{\rho'' \cdot r} \quad (1.3.18)$$

Ecuatia (1.3.18) reprezentată în fig.1.3.02 relevă o dependență lineară între diametrul relativ adimensional:

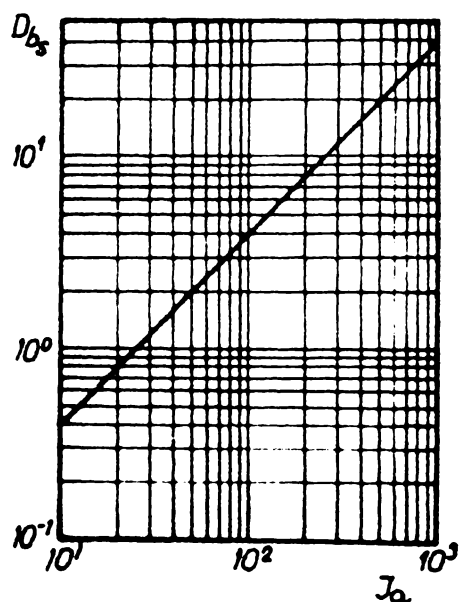


Fig.1.3.02. Variația diametrului adimensional de desprindere al bulei D_{bs} în funcție de criteriul J_a Jakob.

$$D_{bs} = \frac{D_B}{\left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2}} \quad (1.3.19)$$

și criteriul Jakob, cel puțin în domeniul de presiuni pînă la cea atmosferică.

Fig.1.3.03 concentrează aproximativ 400 de date experimentale obținute de mulți cercetători pentru acetonă, CCl_4 , CH_3OH , C_5H_{10} , apă azot; date obținute pentru presiuni

mai mici ca presiunea atmosferică.

1.3.1.3. Frecvența bulelor.

Frecvența de formare a buzelor a constituit obiect de studiu pentru foarte mulți cercetători, deoarece cunoașterea ei dă posibilitatea determinării căldurii transportate de bulele formate pe suprafața de vaporizare.

Densitatea fluxului parțial de căldură transportată prin bule se poate calcula cu relația:

$$\dot{q}_{v \text{ bule}} = \rho'' \cdot r \sum_{s=1}^N f_s \cdot V_b / A \quad (1.3.20)$$

unde N reprezintă numărul centrilor de nucleație simultan activi de pe suprafața A , ρ'' - densitatea vaporilor, r - căldura de vaporizare, f_s - frecvența de formare a bulelor dintr-un anumit centru de nucleație, V_b - volumul bulelor.

Frecvența de formare a bulelor se poate exprima prin relația:

$$f_s = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2} \left[s^{-1} \right] \quad (1.3.21)$$

unde τ_1 reprezintă intervalul de timp dintre desprinderea bulei și începutul creșterii bulei următoare, numit și timp de așteptare, iar τ_2 intervalul de timp dintre începutul creșterii bulei și desprinderea ei, numit și timp de creștere.

Deoarece încă de la primele cercetări experimentale ale lui Jakob și Linke [2], aceștia au constatat egalitatea produsului $f \cdot D$ pentru bulele de vapori de apă și de tetraclorură de carbon, mulți alți cercetători au încercat să dea relații teoretice între f și D , relații generalizabile pentru toate lichidele.

Studiile teoretice și cercetările experimentale au arătat că frecvența de formare a bulelor sau relația dintre frecvență și diametru, depind în special de natura forțelor care acționează asupra bulei și de valoarea raportului dintre densitatea fluxului de căldură \dot{q}_v și densitatea critică a fluxului $\dot{q}_{v \text{ cr}}$, la care vaporizarea devine peliculară. Din aceste puncte de vedere se deosebesc trei domenii de vaporizare:

- a - domeniul hidrodinamic;
- b - domeniul transitoriu ;
- c - domeniul termodinamic.

a. Domeniul hidrodinamic.

În acest domeniu forțele preponderente care acționează asupra bulei sînt forțele de plutire și forțele hidrodinamice de frînare. Celelalte forțe, cum ar fi cele de inerție, tensiunea superficială și forțele date de vîscozitate, sînt neglijabile.

În fig.1.3.03 sînt reprezentate principalele forțe care acționează asupra unei bule sferice de vapori de apă, în funcție de diametrul bulei. Se observă că în domeniul diametrelor mici preponderente sînt forțele date de tensiunea superficială.

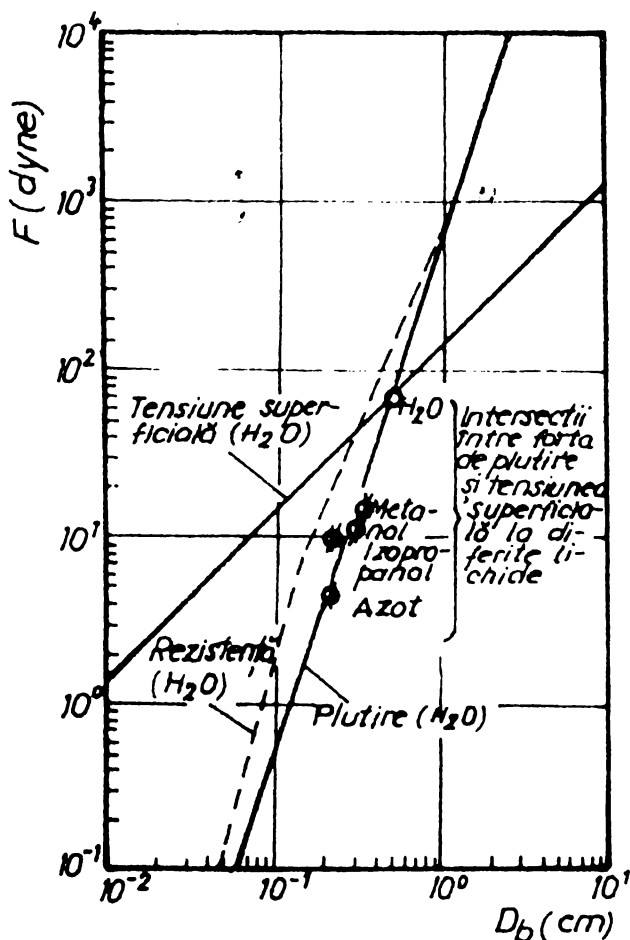


Fig.1.3.03. Comparație între valorile absolute ale forțelor care acționează asupra bulelor sferice în apă.

mari ale fluxului de căldură $0,2 < \dot{q}_v / \dot{q}_{v,cr} < 1$, precum și la diametre medii la fluxuri de căldură $0,8 < \dot{q}_v / \dot{q}_{v,cr} < 1$. Pentru acest domeniu Cole [33] stabilește teoretic relația:

$$f \cdot D_b^{1/2} = \left[\frac{4g(\rho' - \rho'')}{3 \cdot C_D \cdot \rho_L} \right]^{1/2} \quad (1.3.22)$$

care poate fi pusă și sub forma:

64405/
208 G

$$v_{cr} = K \left(\frac{\sigma \cdot \Delta \rho}{\rho'} \right)^{1/2} \quad (1.3.23)$$

unde $K = (4/3 C_D)^{1/2}$ este o constantă care poate fi determinată, în măsura în care se cunoaște C_D - coeficientul de frînare, pentru fiecare substanță.

Pentru apă la presiunea atmosferică $C_D = 1$. Neglijând densitatea vaporilor ρ'' în comparație cu a lichidului se obține relația:

$$v_{cr}^{1/2} = 36 \left[\text{cm}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (1.3.24)$$

Suber [34], Mc.Fadden și Grassman [35] stabilesc relațiile teoretice care pot fi puse sub aceeași formă ca și relația 1.3.24, dacă pentru diametrul de rupere se folosește relația 1.3.12 diferită fiind numai constanta K . Pe baza rezultatelor experimentale pentru azot lichid, Mc.Fadden și Grassman a obținut relația:

$$v_{cr}^{1/2} = 17,5 \left[\text{cm}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (1.3.25)$$

Această relație este foarte asemănătoare cu relația dată de Davies și Taylor [36] pentru bule mari sferice. Toate aceste relații pot fi puse sub forma:

$$v = k \cdot l_b^{-1/2} \quad (1.3.26)$$

unde constanta k depinde de substanță.

Darostările experimentale confirmă această dependență în domeniul hidrodinamic; coeficientul experimental K fiind însă diferit de cel teoretic.

Determinările făcute de Cole [33] pentru apă la $\dot{q}_v / \dot{q}_{v cr} \cong 1$, cele făcute de Ivcey [37] în aceleași condiții, cele făcute de Perkins și Westwater [38] cu metanol la $\dot{q}_v / \dot{q}_{v cr} \cong 1$, precum și cele făcute de Bobrovici și Masentova [39] cu apă la $\dot{q}_v / \dot{q}_{v cr} > 0,2$ pot fi reprezentate prin curba:

$$v \cdot l_b^{1/2} = 28,2 \left[\text{cm}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (1.3.27)$$

În fig.1.3.04 pe lângă această relație experimentală sînt reprezentate: cu linie întreruptă relația lui Mc.Fadden și Grassman, iar cu linie punctată relația lui Cole.

b. Domeniul tranzitoriu.

În domeniul tranzitoriu cele trei forțe principale care acționează asupra bulei au valori apropiate așa încât nu mai poate fi neglijată nici una. Din fig.1.3.04 se observă că acest domeniu se extinde de la $D_b = 0,05$ cm în cazul densităților

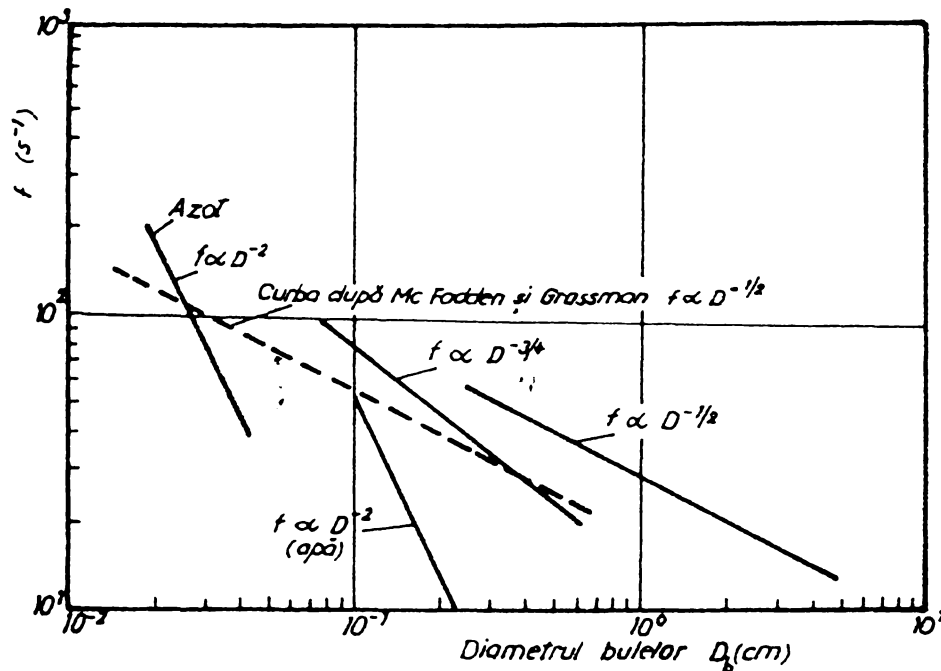


Fig.1.3.04. Relații între frecvența și diametrul bulelor.

ză pentru acest domeniu s-au făcut în special cercetări experimentale. Diverși cercetători au obținut relații similare ca formă, între f și D_b :

$$f = K \cdot D_b^n \tag{1.3.28}$$

unde n este cuprins între -1 și -3.

Reprezentînd toate datele cunoscute obținute de diverși cercetători pe o singură diagramă, acestea pot fi reprezentate prin curba:

$$f = 14 \cdot D_b^{-3/4} \tag{1.3.29}$$

c. Domeniul termodinamic.

În acest domeniu diametrul și frecvența bulelor depind numai de considerente termodinamice, cum ar fi de exemplu creșterea bulei, care este determinată de echilibrul dintre forțele de suprafață și greutate. În acest domeniu se stabilește teoretic relația $f = f(D)$ este dificilă. Din această cauză pentru acest domeniu s-au făcut în special cercetări experimentale. Diverși cercetători au obținut relații similare ca formă, între f și D_b :

mari ale fluxului de căldură pînă la $D_b = 1$ cm în cazul densităților mici. Acupra bulei acționînd trei forțe de același ordin de mărime, stabilirea teoretică a relației $f = f(D)$ este dificilă. Din această cau-

bule. Domeniul termodinamic se referă la bule de dimensiuni foarte mici $D_b < 0,05$ cm sau pentru bule medii $0,05 < D_b < 0,5$ cm la densități foarte mici ale fluxului de căldură.

Minna-Melezen și Kutateladze [40] stabilesc teoretic o relație de forma:

$$f \cdot D_b = \frac{2 \cdot q_v}{r \cdot \rho''} \quad (1.3.30)$$

Staniszewski [30] obține o relație în care de asemenea diametrul D_b este la puterea întâia

$$f \cdot D_b = -2 \frac{\lambda}{r \cdot \rho''} \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=R_b} \quad (1.3.31)$$

unde R_b - raza bulei.

Hatton și Hall [41] stabilesc relația:

$$f \cdot D_b^2 = K \cdot D_c^{-2} \quad (1.3.32)$$

unde D_c este diametrul cavității din care se formează bula.

Ivey [37] folosind și relația dedusă experimental de către Mc.Fadden și Grassman pentru azot lichid:

$$f^{1/2} \cdot D_b = 6,270 [\text{cm} \cdot \text{s}^{-1/2}] \quad (1.3.33)$$

stabilește relația:

$$f \cdot D_b^2 = 23(\pi \cdot a) \quad (1.3.34)$$

unde a este difuzivitatea termică a lichidului.

După cum se vede, în două relații D_b este la puterea întâia, iar în alte două, la puterea a doua. Din fig.1.3.04 se vede că datele experimentale ale lui Mc.Fadden și Grassman pentru azot lichid și ale lui Hatton și Hall pentru apă pot fi generalizate prin curbe de tipul $f \cdot D_b^2 = \text{const}$. Datele experimentale cunoscute nu confirmă pentru acest domeniu relații de tipul $f \cdot D_b = \text{const}$.

Bulele care se degajă dintr-un anumit centru de nucleație au practic aceeași dimensiune, în consecință frecvența de degajare a acestor bule este practic constantă.

Întru Freon 11, care fierbe pe suprafața unui tub orizontal în condiții atmosferice Güttinger [20] a determinat experimental că frecvența de degajare a bulilor variază cu $\pm 5\%$ față de frecvența medie.

Fiecare centru de nucleație are o configurație proprie, ceea ce face ca diametrele și frecvențele bulelor care se degajă din centre diferite, să fie diferite. Pe întreaga suprafață apare o distribuție statistică a diametrelor și frecvențelor.

Măsurătorile stroboscopice ale lui Güttinger au dat distribuția statistică a frecvenței bulelor de Freon 11 din fig. 1.3.05. Au fost examinate 300 de centre de nucleație.

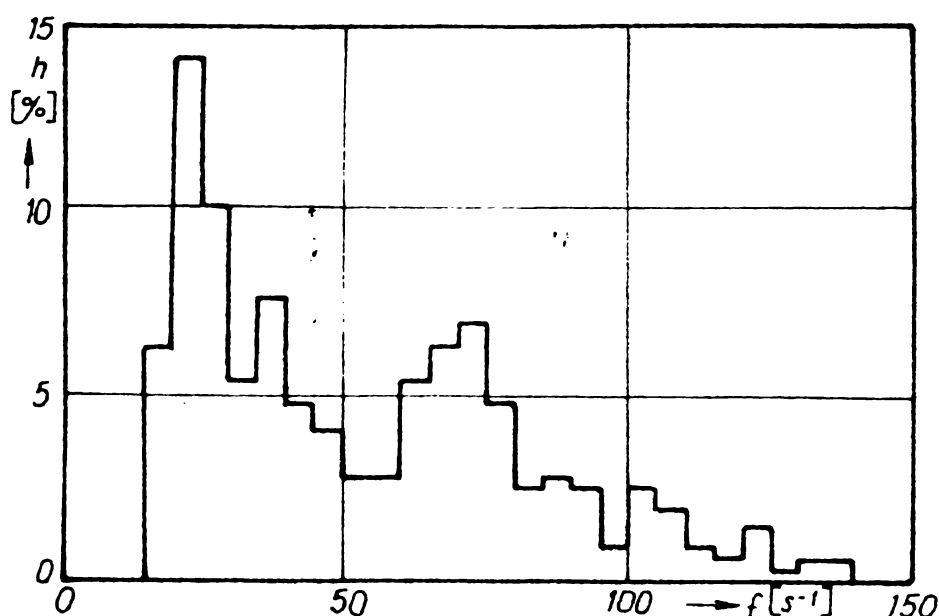


Fig. 1.3.05. Distribuția frecvenței bulelor de Freon 11 care vaporizează la presiunea atmosferică pe un tub orizontal cu $\varnothing = 12$ mm.

Din diagramă se observă clar două maxime; la $f=20\text{s}^{-1}$ și la $f=70\text{s}^{-1}$. Primul maxim apare la bulele care se degajă din partea de jos a tubului. Diametrul de rupere a acestor bule este mult mai mare decât al bulelor degajate din partea de sus a tubului, deoarece forța de plutire nu poate acționa decât printr-o componentă dată de unghiul la care apare bula.

Al doilea maxim, $f=70\text{s}^{-1}$ apare la bulele care se degajă de pe partea superioară a tubului.

1.3.2. Schimbul de căldură la vaporizarea cu bule.

Schimbul de căldură la vaporizarea cu bule este un fenomen, care nici până astăzi nu este elucidat complet în ceea ce privește mecanismul intim de transmitere a căldurii de la peretele cald la lichid. Faptul că la apariția bulelor coeficientul de schimb de căldură crește foarte mult, a permis să se tragă concluzia că direct sau indirect, apariția bulelor este cauza creșterii substanțiale a coeficientului de schimb de căldură.

Se vor prezenta în continuare principalele mecanisme propuse pentru explicarea intensificării transferului de căldură în prezența bulelor. Toate teoriile pleacă de la faptul că în prima fază căldura se transmite de la suprafața caldă, lichidului din stratul limită. Deosebiri între diverse teorii constau în principal în mecanismul presupus de transmitere ulterioară a căldurii din stratul limită lichidului.

1.3.2.1. Microconvecția în stratul limită.

Este unul din primele mecanisme propuse. Conform acestui mecanism, bula (fig.1.3.06.a) nu este decât un element pasiv, care prin creștere și desprindere crează în stratul limită înconjurător bulei, o agitație periodică cu frecvența egală cu frecvența de degajare a bulelor. Din cauza acestei agitații periodice schimbul de căldură prin convecție între peretele supraîncălzit și lichidul înconjurător bulei se intensifică foarte mult. Peste convecția naturală se suprapune o convecție forțată dată de mișcarea pulsatorie și de translație a bulelor.

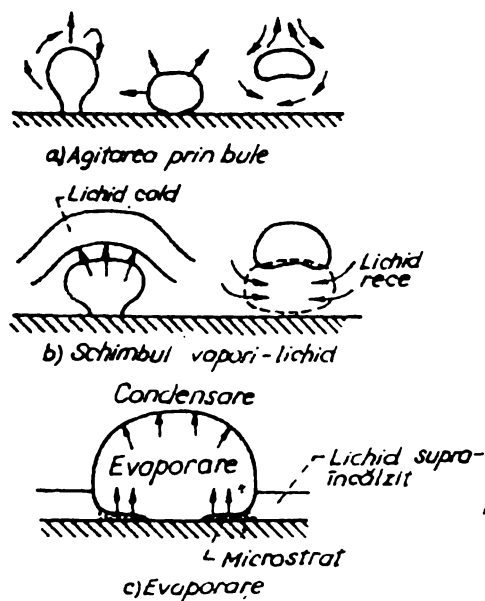
Aportul direct al bulelor la transmiterea căldurii este considerat a fi neglijabil. Agitația produsă de bule se propagă pe o arie de influență care după Graham[55] nu depășește o rază egală cu diametrul bulei. Kast[43] consideră că numai acest mecanism ne poate explica în întregime creșterea cu unu sau două ordine de mărime a coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule. Engelberg, Forster și Greif[44] ajung la concluzia că deplasarea frontală a lichidului în jurul bulei cu viteza egală cu viteza de creștere a bulei nu poate explica în întregime creșterea lui α_v .

1.3.2.2. Mecanismul schimbului vapor-lichid.

Acest model propus printre alții de Engelberg - Forster și Greif [44], Avaliani[45] consideră că bula în creștere acționează ca un piston care împinge un dop de lichid, supraîncălzit de pe perete. După desprinderea bulei un dop rece îi ia locul (fig.1.3.06.b)

Una din ipotezele de bază ale calculului de schimb vapor-lichid presupune că un volum de lichid de mărimea bulei, care se îndepărtează, se găsește la o temperatură medie între valorile celei de la perete și a celei din masa de lichid. Vaporizarea dopului de lichid se va produce când dopul ajunge la suprafața liberă. Bankoff [46] contestă această ipoteză privind critic presupunerea că dopul

de lichid cald se găsește la temperatura medie a peliculei ceea ce presupune egalitatea diametrului bulei la rupere cu



grosimea stratului limită termic. Cercetările făcute în acest sens arată că diametrul bulei la rupere este mai mare decât stratul limită termic. Totuși fotografiile obținute prin metoda Shadow sau Schlieren de către Graham asupra stratului termic au confirmat faptul că în locul bulei apare un dop rece de lichid. Acest dop rece care ajunge în centrul de nucleație determină apariția perioadei de așteptare a ciclului de fierbere. Există deci dovezi experimentale că un asemenea mecanism există în special în ceea ce privește completarea stratu-

Fig.1.3.06: Mecanisme de schimb de căldură.

tului limită termic cu lichid rece după ridicarea bulei.

1.3.2.3. Mecanismul de evaporare.

Al treilea mecanism prin care se încearcă explicarea creșterii schimbului de căldură la vaporizarea cu bule, reprezentat în fig.(1.3.06.c) este așa-numitul mecanism de evaporare. Este vorba de o evaporare a lichidului la baza bulei. O serie de cercetători [47], [48], [49], [50], [51] au pus în evidență scăderi apreciabile ale temperaturii locale, pe perete dedesubtul unei bule, în timpul perioadei de creștere. Această scădere bruscă a temperaturii în timpul creșterii bulei pare să contradică concepția schimbului vapor-lichid care presupune că răcirărea suprafeței nu va începe decât după îndepărtarea bulilor.

Mason și Bankoff [52] au determinat valori ale coeficientului de schimb de căldură prin evaporare la baza bulei cuprinse între 74.000 și 1.700.000 W/m² °C. Asemenea valori mari locale pot duce la creșterea însemnată a schimbului de căldură raportat la întreaga suprafață. Mecanismul de evaporare la baza bulei presupune existența la baza bulei a unui strat subțire de lichid. Existența acestui strat a fost pusă în evidență experimental prin diverse tehnici de către mai mulți cercet-

torii. Astfel Fospeti și Mesler [53] prin depunerea chimică a unui microstrat conținând sulf 35 radioactiv au determinat grosimi ale microstratului de la $0,484 \div 2,5 \mu\text{m}$, la densități de flux cuprinse între $22.000 \div 63.000 \text{ W/m}^2$.

Levart [54] prin metode interferometrice a determinat grosimi ale stratului de lichid cuprinse între $0,1 \div 0,4 \mu\text{m}$ la fluxuri de flux pentru suprafața dedesubtul bulei, cuprinsă între $95.000 \div 150.000 \text{ W/m}^2$.

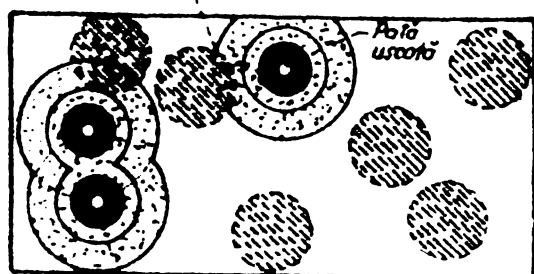
1.3.1. Mecanisme complexe.

În cazul în care mecanismele propuse nu poate explica creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea bulelor. Cel mai probabil este că toate mecanismele de vaporizare prezentate anterior se manifestă simultan, participând la creșterea coeficientului de schimb de căldură sau mai mică la creșterea coeficientului α_v .

Waller și Henrichs [55] prezintă un model complex al vaporizării bulelor care ține cont de evaporare, de convecția turbulentă și de influența de prezența bulelor.

În fig.1.3.07 este prezentat schematic acest model.

Suprapunerea suprafeței de influență cu suprafața de formă



- Evaporare
- ▨ Convecție turbulentă intensificată
- Convecție turbulentă
- ▤ Conducție tranzitorie



La un moment dat, pe suprafața de vaporizare se întâlnesc următoarele situații: Bule în creștere, considerate a fi trunchiuri de sferă pe aria de contact udată, cu excepția unei pete uscate centrale, se produce transferul de căldură prin evaporare. Pata uscată se dezvoltă în timpul creșterii bulei, și acoperă întreaga suprafață de contact la regiunea critic. Transferul de căldură la pata uscată este o convecție gazoasă cu contribuție neînsemnată la schimbul global de căldură.

Fig.1.3.07: Modelul mecanismului complex.

La unghiuri de contact mai mici de 90° dedesubtul bulei va exista un sector circular care nu face parte din aria udată. În această arie și într-o arie de secțiune circulară, adiacentă, cu o rază egală cu diametrul bulei, după Kast [43] apare o convecție liberă intensificată, mai mare decât convecția liberă turbulentă calculată pentru o placă orizontală. Mixon [56] a găsit coeficientul de multiplicare mediu $K = 1,5$.

În locurile de pe suprafață unde s-au degajat bule, apare așa-numita zonă de preparare care există pînă la formarea bulei următoare.

În această perioadă, numită perioada de așteptare apare o conductibilitate nestaționară în stratul limită.

Restul ariei numită suprafața nefierbătoare contribuie la schimbul de căldură printr-o convecție liberă turbulentă. Insumînd proporțional cu suprafața mecanismele de transfer de căldură prezentate, autorii stabilesc o densitate medie de flux de căldură pentru întreaga suprafață sub forma unei relații foarte complicate.

Aplicarea acestei ecuații necesită multe informații experimentale asupra condițiilor particulare de fierbere. Nu este un model de calcul întrucît nu se poate prevedea porțiunea din suprafață acoperită cu bule.

1.3.3. Cercetări experimentale referitoare la vaporizarea freonilor pe tuburi orizontale.

Fără a se insista asupra tehnicii experimentale, folosită de diverși cercetători, se vor prezenta cele mai semnificative rezultate experimentale referitoare la vaporizarea principalilor freoni folosiți în tehnica frigului.

1.3.3.1. Vaporizarea freonilor pe tuburi orizontale lise. a) Freon 11 (CFC1_3)

În fig. 1.3.09 sînt centralizate în coordonate logaritmice α_v , q_v , curbele de vaporizare pentru Freon 11 obținute de către Fastovski, Artim și Rovinski [63], Wistrik [66], Gorenflo [17], Stephan [21], Güttinger [20], Schroth [18]. Aceste cercetări acoperă domeniul de temperaturi de la $+6 - +58^\circ\text{C}$, de încărcări termice pînă la 10^5 W/m^2 și rugozități de la $0,4 - 9 \mu\text{m}$. În tabelul 1.01 sînt comparate condițiile experimentale, constantele și exponenții curbelor de vapori-

sare $\alpha_v = c \cdot q_v^n$.

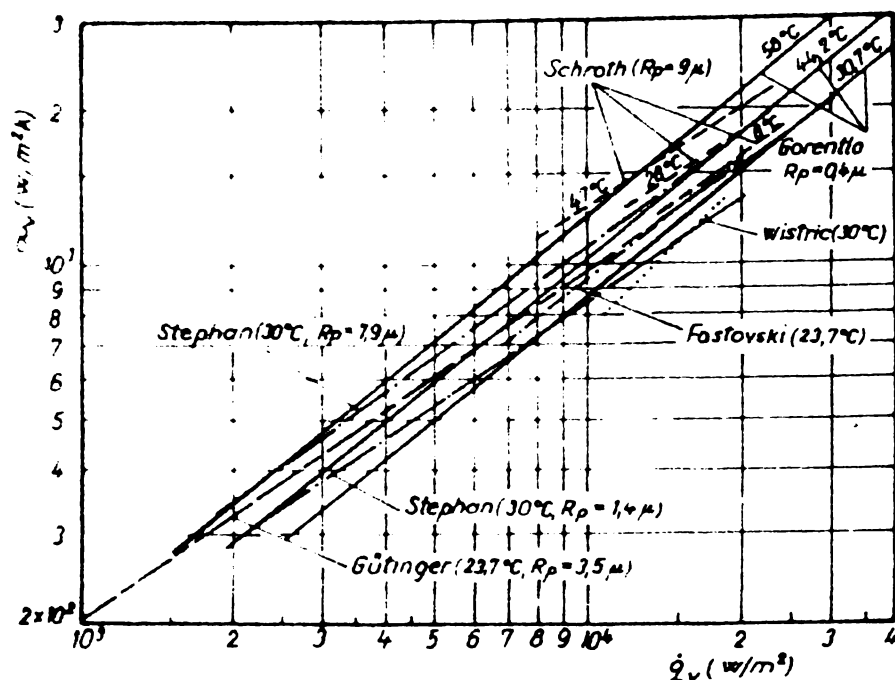


Fig.1.3.09: Vaporizarea Freonului 11.

mice, nu poate fi luată în considerare pentru generalizarea rezultatelor pe un domeniu mai mare, iar curbele lui Gorenflo nu pot fi luate în considerare la încărcări mici. Chiar dacă se exclud curbele lui Wistric și Gorenflo, constantele celorlalte curbe variază destul de mult; aceasta în special datorită rugozităților diferite ale tuburilor.

b) Freon 12 (CF_2Cl_2)

În fig.1.3.09 sînt centralizate curbele de vaporizare pentru Freon 12, obținute de către Myers și Katz [64], Cernobîlschi și Ratiani [70], Lavrova [71], Foley și Murray [72], Langeheinecke [73], Ratiani și Avaliani [74], Schroth [13]. Aceste cercetări acoperă domeniul de temperaturi de la $-15^\circ \div +45^\circ C$ și de încărcări termice pînă la $10^5 W/m^2$. Indicații cu privire la rugozitate sînt date numai de către Schroth. În tabelul 1.02 sînt comparate condițiile experimentale, constantele și exponenții curbelor de vaporizare.

Exponenții n au valori cuprinse între $0,6 \div 0,8$.

Dacă se exclud curbele lui Foley și Murray, Cernobîlschi și Ratiani, Avaliani, care se abat mult, pentru restul curbelor, n este cuprins între $0,667$ și $0,72$; deci practic, între aceleași valori ca și pentru Freon 11.

Exponenții n au valori de la $0,67 \div 0,85$. Majoritatea exponenților sînt cuprinși însă între $0,67 \div 0,725$. Exponentul curbei lui Wistric, $n = 0,85$ și al curbelor lui Gorenflo $n=0,8$ se abat foarte mult față de ceilalți. Curba lui Wistric, extinsă pe un domeniu foarte mic de încărcări ter-

Tabelul 1-01. Vaporizarea freonului 11

Mărime U.M. Cercetător	t_s °C	R_p μm	n	C	$\alpha_v = c \cdot \dot{q}_v^n$ W/m ² grd	Observații
Gorenflo [17]	30,7	0,4	0,80	0,600	$\alpha_v = 0,6 \cdot \dot{q}_v^{0,80}$	Tub de cupru
	44,2	0,4	0,80	0,706	$\alpha_v = 0,706 \cdot \dot{q}_v^{0,80}$	d = 12 mm
	50,2	0,5	0,80	0,76	$\alpha_v = 76 \cdot \dot{q}_v^{0,80}$	încălzit electric
	58,0	0,4	0,80	0,865	$\alpha_v = 0,865 \cdot \dot{q}_v^{0,79}$	
Fastovški [68]	23,5	-	0,725	1,16	$\alpha_v = 1,16 \cdot \dot{q}_v^{0,725}$	Tub nou de argint încălzit electric
Wistrik [69]	30	-	0,85	0,314	$\alpha_v = 0,314 \cdot \dot{q}_v^{0,85}$	Tub de cupru încălzit electric
Stephan [21]	30	0,4	0,677	1,59	$\alpha_v = 1,59 \cdot \dot{q}_v^{0,677}$	Tub de cupru încălzit electric
	30	7,9	0,695	1,76	$\alpha_v = 1,76 \cdot \dot{q}_v^{0,695}$	
Güttinger [20]	23,7	3,0	0,72	1,32	$\alpha_v = 1,32 \cdot \dot{q}_v^{0,72}$	Tub de porțelan încălzit electric; d = 12 mm
Schroth [18]	47	9	0,67	2,69	$\alpha_v = 2,69 \cdot \dot{q}_v^{0,67}$	Tub de oțel încălzit electric; d = 25 mm
	28	9	0,67	2,37	$\alpha_v = 2,37 \cdot \dot{q}_v^{0,67}$	
	6	9	0,67	2,07	$\alpha_v = 2,07 \cdot \dot{q}_v^{0,67}$	

Diferențele între constante sînt foarte mari, chiar la aceleași valori ale lui n, probabil datorită diferențelor mari de rugozitate a suprafețelor.

Diferențe foarte mici există între curbele lui Myers și Katz și Langeheinecke, deși condițiile de experimentare au fost foarte diferite. Acest fapt ne determină să credem că aceste curbe sînt cele mai apropiate de realitate.

Pentru ceilalți freoni situația se prezintă asemănătoare. Valorile cele mai obișnuite pentru n fiind cuprinse între 0,667 și 0,72.

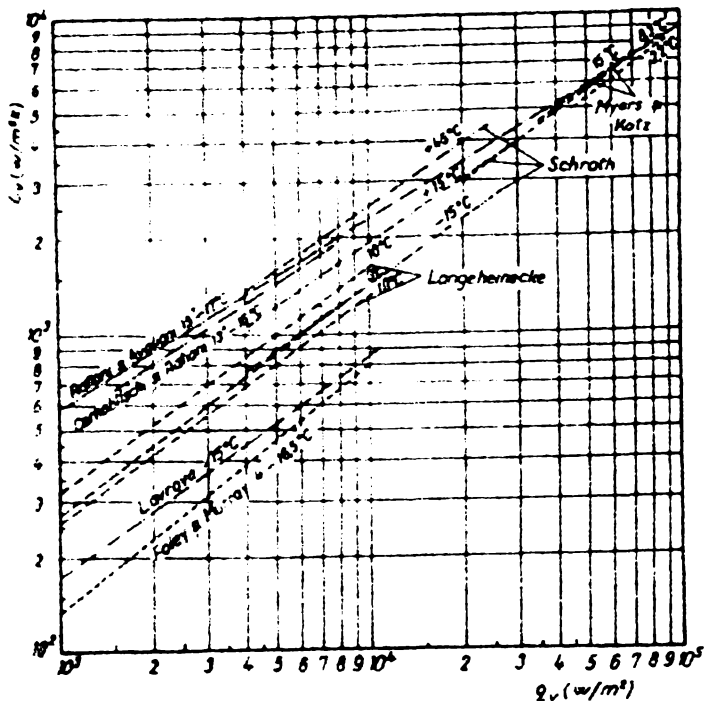


Fig.1.3.09: Vaporizarea freonului 12.

unde: - $f(\Pi) = 0,14 + 2,2$ pt. $0,06 < \Pi < 0,5$
 $f(\Pi) = 0,18 + 1,53$ pt. $0,02 < \Pi < 0,06$
 - $\Pi = p_s / p_{cr}$

$$\alpha_v = C \cdot f(\Pi) \cdot q_v^n \quad (1.3.35)$$

unde: - $f(\Pi) = 0,14 + 2,2$ pt. $0,06 < \Pi < 0,5$
 $f(\Pi) = 0,18 + 1,53$ pt. $0,02 < \Pi < 0,06$
 - $\Pi = p_s / p_{cr}$

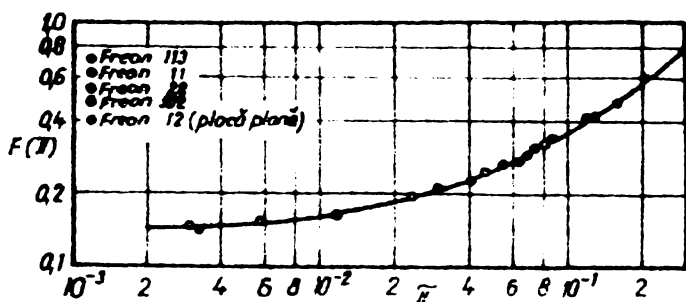


Fig.1.3.10: Dependenta $f(\Pi)$, Π .
 concordanță cu relația Danilovsî.

Alți cercetători preferă să scrie ecuația curbei de vaporizare sub forma:

$$\alpha_v = C \cdot q_v^n \left(\frac{p_s}{p_0} \right)^m \quad (1.3.36)$$

unde p_0 este presiunea atmosferică, iar m un exponent care are valori cuprinse între 0,25 și 0,4. După Insinger și Bliss[76] $m = 0,4$. După Bonilla și Pery[77] $m = 0,25$. După Myers și Katz [64] și Stephan[21] $0,3 < m < 0,4$. La presiuni mici Messler și Banchemo[78]

Din curbele de vaporizare pentru Freon 11 și Freon 12 prezentate mai sus, se observă o dependență importantă a constantei C de presiunea de vaporizare și de rugozitatea suprafeței.

Danilova[75] pe baza cercetărilor făcute cu Freon 12, 22, 142, 13 și 113 stabilește că influența presiunii de vaporizare asupra lui α_v se poate pune în evi-

În fig.1.3.10 sînt reprezentate în coordonate $f(\Pi)$, Π , rezultatele cercetărilor lui Gorenflo cu Freon 113, Freon 11, Freon 22, Freon 502 și Stephan[21] cu Freon 12. Cu linie plină este reprezentată funcția $f(\Pi)$ după Danilova. Se observă o bună

determină exponenți $m > 0,4$.

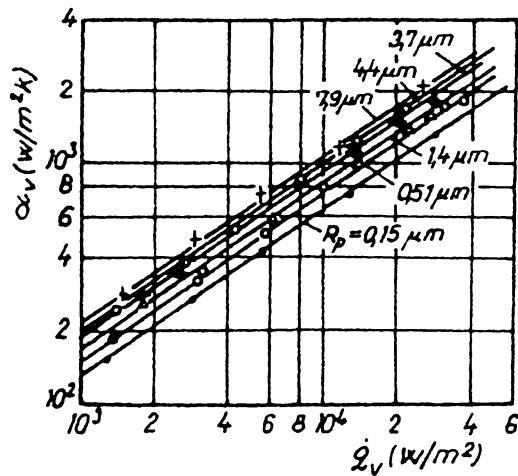


Fig.1.3.11: Vaporizarea freonului 11 la diferite rugozități.

Stephan [21] cercetează sistematic influența rugozității suprafeței de vaporizare asupra lui α_v . În fig.1.3.11 sînt reprezentate rezultatele obținute la vaporizarea Freonului 11 la $p_s = 1,3$ ata la rugozități cuprinse între 0,15 - 7,9 um. Pe baza acestor cercetări Stephan stabilește o relație de forma:

$$\alpha_v = C \cdot R_p^{0,133} \quad (1.3.37)$$

Danilova [75] stabilește că exponentul lui R_p este 0,2.

Tabelul 1-02. Vaporizare freonului 12

Mărime U.M. Cercetător	t_s °C	R_p μm	n	C	$\alpha_v = C \cdot q_v^n$ W/m ² K	Observații
Myers, Katz [64]	15	-	0,72	2,45	$\alpha_v = 2,45 \cdot q_v^{0,72}$	Tuburi lise de cupru încălzite cu apă caldă
	8,3	-	0,72	2,37	$\alpha_v = 2,37 \cdot q_v^{0,72}$	
	2,2	-	0,72	2,24	$\alpha_v = 2,24 \cdot q_v^{0,72}$	
Cernobîlschi și Ratiani [70]	12	-	0,6	8,77	$\alpha_v = 8,77 \cdot q_v^{0,6}$	Tuburi de cupru netede și aripate și tuburi netede din oțel încălzite electric
	16	-				
Lavrova [71]	-15	-	0,71	1,32	$\alpha_v = 1,32 \cdot q_v^{0,71}$	Tuburi netede de oțel încălzite electric
Foley și Murray [72]	4		0,8	0,505	$\alpha_v = 0,505 \cdot q_v^{0,8}$	Tuburi netede de oțel cu $d = 1,8 - 5$ mm
Langeheinecke [73]	+10		0,7	2,55	$\alpha_v = 2,55 \cdot q_v^{0,7}$	Tuburi netede de oțel încălzite electric cu diametrul $d = 50$ mm
	0		0,7	2,24	$\alpha_v = 2,24 \cdot q_v^{0,7}$	
	-10		0,6	9,08	$\alpha_v = 9,08 \cdot q_v^{0,6}$	

1.3.3.2. Vaporizarea freonilor pe tuburi orizontale aripate.

Deoarece valoarea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare este relativ mică, s-au căutat metode pentru mărirea suprafeței de schimb de căldură. Cea mai eficace metodă este ariparea țevilor schimbătoarelor de căldură. Cercetările experimentale în acest domeniu sînt destul de puține. Cercetări sistematice cu privire la vaporizarea pe țevi aripate au făcut Gorenflo [17] și Schroth [18].

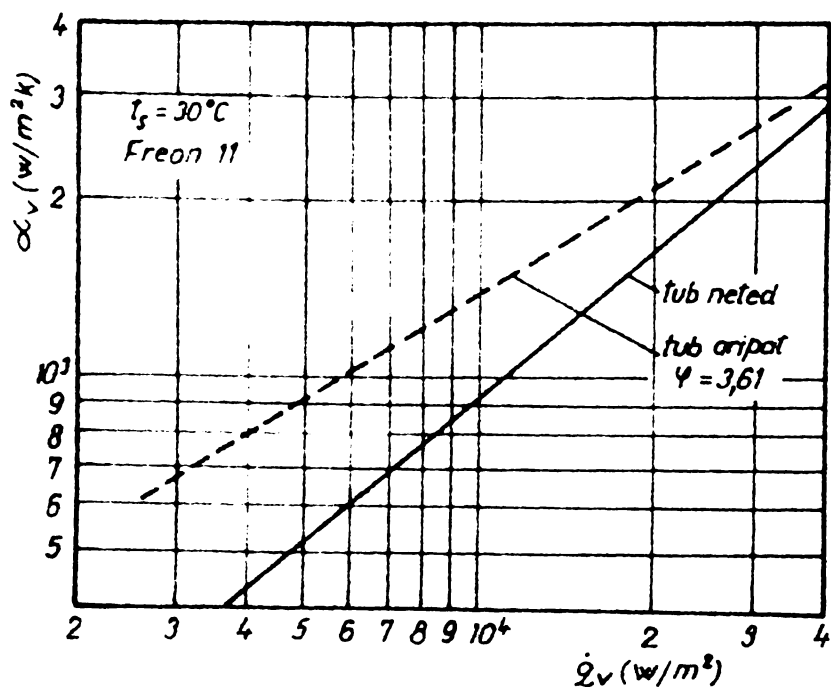


Fig.1.3.12: Vaporizarea Freonului 11 pe țevi aripate.

În fig.1.3.12 sînt prezentate cercetările lui Gorenflo referitoare la vaporizarea Freonului 11 pe țevi aripate cu un coeficient de aripare $\psi = 3,61$ la temperatura $t_s = 30^\circ\text{C}$, în comparație cu vaporizarea pe tubul neted. Se observă o creștere însemnată a lui α_v în domeniul încărcărilor termice mici și medii. În domeniul încărcărilor termice mari, peste $5 \times 10^4 \text{ W/m}^2$, curbele se suprapun.

În fig.1.3.13 sînt prezentate cercetările lui Schroth [18] referitoare la vaporizarea Freonului 12 pe țevi aripate cu coeficient de aripare variabil, în comparație cu țeava netedă. Se observă și aici o îmbunătățire a schimbului de căldură cu creșterea aripării. De la o anumită aripare în sus, creșterea se oprește.

În concluzie, ariparea țevilor are ca efect pozitiv, atât mărirea suprafeței de schimb de căldură, cât și a coeficientului α_v . Prezintă însă dezavantajul că pasul între țevi trebuie să fie mai mare ca la țevile netede.

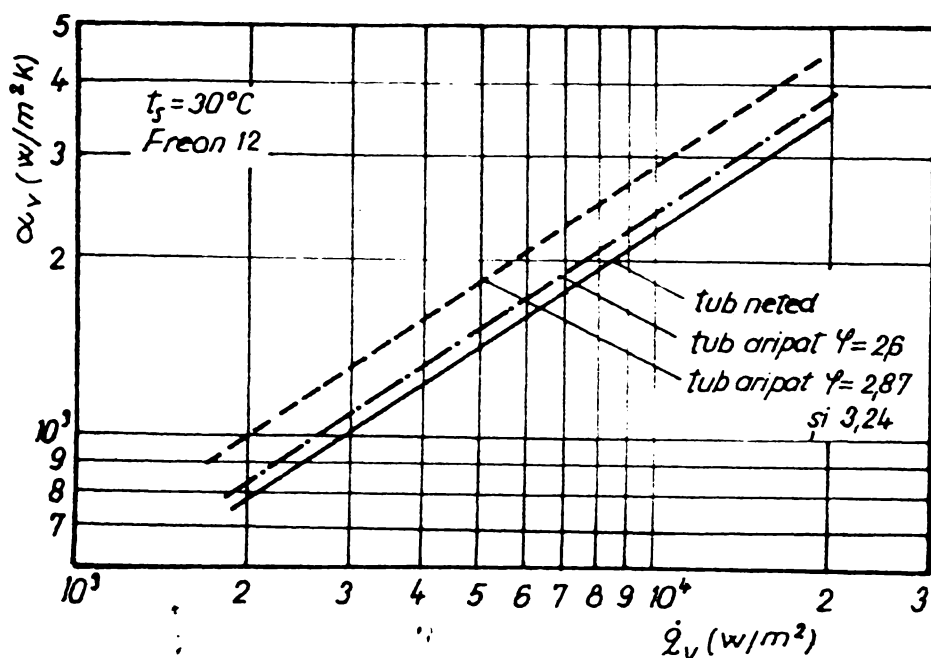


Fig.1.3.13: Vaporizarea Freonului 12 pe țevi aripate.

1.3.4. Ecuatii de schimb de căldură pentru domeniul vaporizării cu bule.

Scopul final al cercetărilor în domeniul vaporizării cu bule este stabilirea de formule pentru dimensionarea schimbătoarelor de căldură care lucrează în regim de vaporizare. Se prezintă în continuare principalele relații, deduse pe cale experimentală sau teoretică, după anul 1959.

1.3.4.1. Ecuatia lui Forster și Zuber.

Pornind de la mecanismul microconvenția în stratul limită, Forster și Zuber[57] au stabilit următoarea ecuație:

$$Nu_F = 0,015 Re_F^{0,62} Pr^{1/3} \quad (1.3.38)$$

indicele F arată că Nu_F și Re_F se referă numai la ec. (1.3.38).

Lungimea caracteristică din Nu_F și Re_F depinde de diametrul bulei, iar w din criteriul Re_F de viteza de creștere a bulelor.

$$Nu_F = \frac{\alpha_v}{\lambda} \frac{(t_p - t_s) \cdot c \cdot \rho' \sqrt{\pi} \cdot a}{r \cdot \rho''} \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_p - \rho_s}} \sqrt[4]{\frac{\rho'}{\rho_p - \rho_s}} \quad (1.3.39)$$

$$Re_F = \frac{1}{\delta} \left[\frac{(t_p - t_s) c \cdot \vartheta' \sqrt{\pi a}}{r \cdot \vartheta''} \right] \quad (1.3.40)$$

$$Pr = \frac{\delta}{a}, \quad \alpha_v = \frac{q_v}{t_p - t_s}$$

Domeniul de valabilitate al ecuației: $2 \cdot 10^{-1} < Re_F < 10^3$.

1.3.4.2. Ecuațiile lui Labunzov.

Pornind de la mecanismul "microconvecția în stratul limită" Labunzov [58] stabilește următoarele relații:

$$Nu_L = 0,125 \cdot Re_L^{0,65} \cdot Pr^{1/3} \quad \text{pt. } 10^{-2} < Re_L < 10^4 \quad (1.3.41)$$

$$Nu_L = 0,065 \cdot Re_L^{0,5} \cdot Pr^{1/3} \quad \text{pt. } 10^{-5} < Re_L < 10^{-2}$$

unde:

$$Nu_L = \frac{\alpha_v}{\lambda} \cdot \frac{c \cdot \sigma \cdot \vartheta' \cdot T_s}{(r \cdot \vartheta'')^2} \quad (1.3.42)$$

$$Re = \frac{\dot{q}_v \cdot c \cdot \sigma \cdot \vartheta' \cdot T_s}{r \cdot \vartheta''} \quad (1.3.43)$$

Aparentările punctelor experimentale sînt de $\pm 40\%$ față de cele calculate.

1.3.4.3. Ecuația lui Ivașkevici.

Ivașkevici [59] determină din cercetări experimentale relația:

$$Nu_I = 2 \cdot K_i^{0,7} \quad (1.3.44)$$

În această ecuație Nu_I și K_i sînt combinații de mărimi adimensionale care au fost determinate de Kruschilin:

$$Nu_I = \frac{\alpha_v}{\lambda} \left[\frac{\sigma}{\varepsilon (\vartheta' - \vartheta'')} \right]^{1/2} \quad (1.3.45)$$

$$K_i = \frac{\dot{q}_v \sqrt[4]{\vartheta''/\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon T_s \lambda} \sqrt{(\vartheta' - \vartheta'')^5 \sigma/\varepsilon}} \quad (1.3.46)$$

1.3.4.4. Ecuația lui Nishikawa și Yamagata.

Nishikawa și Yamagata [60] dau următoarea ecuație:

$$Nu_N = 8 \left[\frac{Pr}{Pr_1} K_N \right]^{2/3} \quad (1.3.47)$$

$$K_N = \dot{q}_v \cdot R^{3/2} \cdot \frac{1}{M} \cdot \left[\frac{c \cdot \vartheta'^2 \cdot \vartheta}{\lambda \cdot \sigma \cdot r \cdot \vartheta''} \right]^{1/2} \quad (1.3.48)$$

unde R este o mărime caracteristică a canalului sau a suprafeței de încălzire. $M = 138 \cdot 10^4$ kcal/m²h o mărime empirică, p_s presiunea de fierbere și $p_1 = 1$ ata. Proprietățile substanțelor sînt luate la temperatura de fierbere. Pentru diferite substanțe valorile coeficienților de schimb de căldură determinate experimental diferă cu $\pm 30\%$ față de cele calculate.

1.3.4.5. Ecuatia lui Stephan.

Stephan [21] bazîndu-se pe cercetările lui Clarck, Strenge și Westwater [23], care au determinat cu un microscop electronic că centrele de formare ale bulelor sînt în exclusivitate adîncituri ale suprafeței, a stabilit teoretic și experimental o ecuație care ia în considerare rugozitatea suprafeței.

$$Nu_s = 0,071 \cdot K_1^{0,7} \cdot K_2^{0,3} \cdot K_5^{0,133} \quad (1.3.49)$$

unde:

$$K_1 = \frac{8 \cdot \dot{q}_v \cdot d}{\lambda \cdot T_s} ; K_2 = \frac{d \cdot T_s \cdot \lambda}{\sigma \cdot \sigma} ; K_3 = \frac{R_p}{d} \cdot \frac{r}{(f \cdot d)^2} \cdot \frac{\vartheta''}{\vartheta'} \quad (1.3.50)$$

unde:

- R_p - adîncimea rugozității suprafeței;
- d - diametrul caracteristic al bulii;
- f - frecvența de degajare a bulelor.

Valorile coeficienților de schimb de căldură la vaporizare, calculate cu ecuațiile prezentate, diferă foarte mult între ele.

În fig.(1.3.14.a), (1.3.14.b) și (1.3.14.c) sînt prezentate dependențele $\dot{q}_v = f(\Delta t)$ pentru apă la $p=1$ ata, 10 ata și 100 ata, calculate cu ajutorul celor 5 ecuații prezentate; curba L după Labunzov, N după Nishikawa și Yamagata, F după Forster și Zuber, S după Stephan pentru $R_p = 0,333$ mm, I după Ivașkevici. În domeniul presiunilor mari și medii, cel mai mult se abate curba calculată după ecuația lui Nishikawa. Se obțin rezultate apropiate, exceptînd curba N, numai la presiuni mari și la densități mari ale fluxului de căldură.

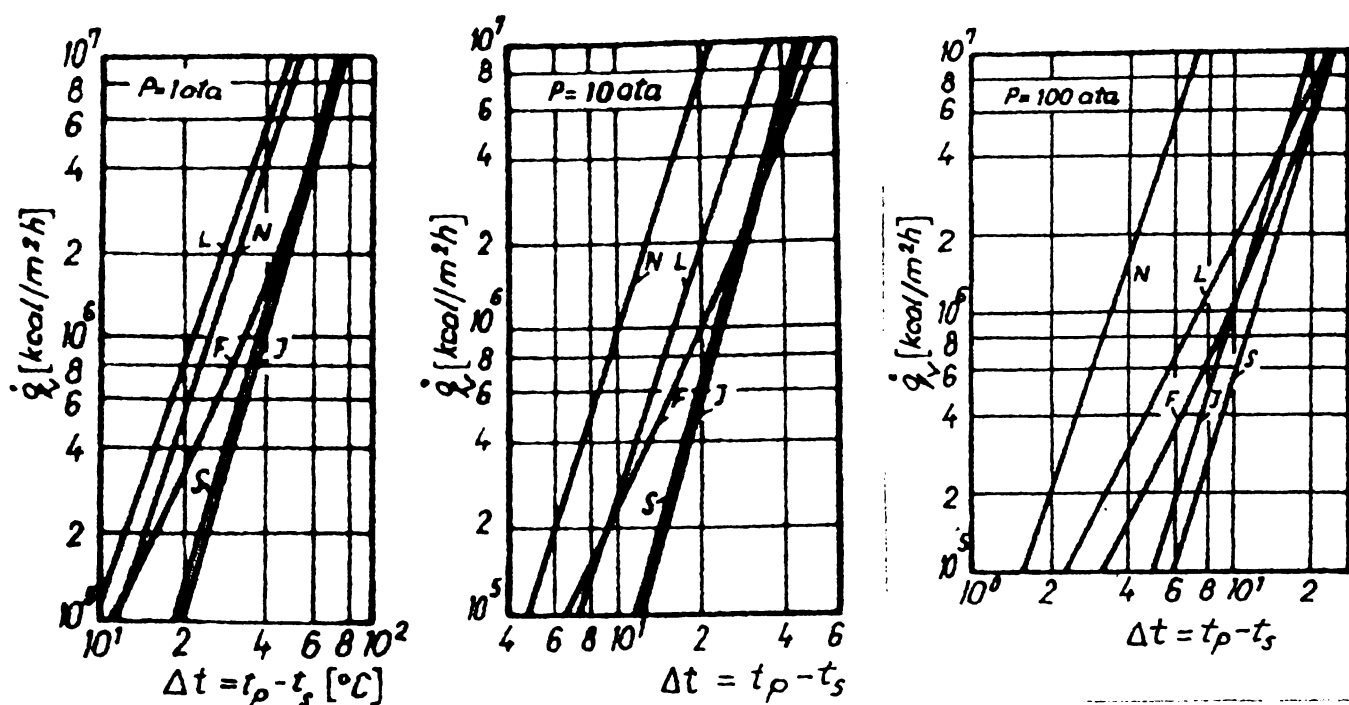


Fig.1.3.14: Comparație între principalele ecuații de schimb de căldură la vaporizare.

1.3.4.6. Ecuația lui Hirschberg.

Hirschberg [62] comparînd exponenții sub care apar diversele mărimi fizice în ecuațiile anterioare și în altele mai vechi, deduce o ecuație în care mărimile fizice apar la exponenții medii sau cei mai frecvent întîlniți în ecuațiile considerate:

$$\alpha_v = C \left[\frac{r \cdot \sqrt{\rho'} \cdot \rho'' \cdot \lambda \cdot c'}{T \sqrt{g}} \right]^{1/3} \cdot \left[(1 - \rho''/\rho') \right]^{-1/2} \cdot \frac{2}{3} \cdot q_v = B_2 \cdot q_v \quad (1.3.51)$$

Coeficientul B_2 este reprezentat în fig.1.3.15 în funcție de temperatura de saturație pentru diverși agenți frigorifici.

Hirschberg dă și o formă adimensională pentru această ecuație:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot b}{\lambda} = C \left[\frac{(dp/dT) \cdot b^4 \cdot \rho' \cdot \rho_v^2}{\sigma \cdot \lambda \cdot \eta} \right]^{1/3} \cdot Pr^{1/3} \quad (1.3.52)$$

unde:

$$b = \sqrt{\frac{g}{g(\rho' - \rho'')}} \quad (1.3.53)$$

Ecuația lui Hirschberg, deși aproximativă, are avantajul că este foarte simplă permițînd efectuarea unui calcul rapid.

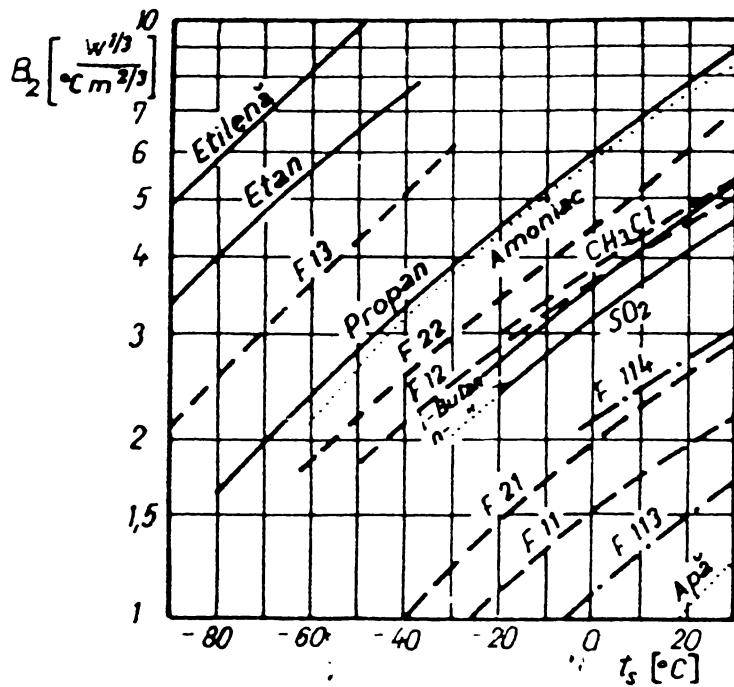


Fig.1.3.15: Coeficientul ecuației lui Hirschberg.

1.3.4.7. Ecuația Danilovei

Danilova [75] bazându-se pe cercetările proprii, efectuate cu Freon 12 și Freon 13 între -10 și +20°C și cu Freon 113 între +50° și +80°C, care vaporizau pe tuburi de oțel inoxidabil. cu diametrul d=12,5 mm și d=18 mm și pe teoria similitudinii, stabilește următoarea relație pentru vaporizarea în exteriorul țevilor netede:

$$\alpha_v = C_o (R_p / R_{po})^{0,2} \cdot f(\tilde{\pi}) \cdot q_v^{0,75} \quad (1.3.54)$$

unde: R_p (μm) - rugozitatea peretelui;

R_{po} (μm) - $1 \mu\text{m}$;

$$f(\tilde{\pi}) = 0,14 + 2,2 \quad \text{pentru } 0,06 < \tilde{\pi} < 0,50 \quad (1.3.55)$$

$$f(\tilde{\pi}) = 0,18 + 1,53 \quad \text{pentru } 0,02 < \tilde{\pi} < 0,06$$

$$\tilde{\pi} = p_s / p_{cr}$$

$$C_o = \frac{527 \cdot p_{cr}^{1/4}}{\mu \cdot T_{cr}^{7/8}}$$

$$\text{respectiv } C_o = \frac{548 \cdot p_{cr}^{1/4}}{\mu \cdot T_{cr}^{7/8}}$$

1.3.4.8. Ecuația lui Ratiani și Avaliani. [74]

Ratiani și Avaliani lucrînd cu Freon 12, 112, 113 și 143 care se vaporizează pe un tub orizontal din oțel cu diametrul d = 9,25 mm au dedus o ecuație de forma:

$$\alpha_v = c \cdot p_s^m \cdot q_v^{0,7} \quad (1.3.56)$$

Exponentul m are următoarele valori pentru freonii încercați:

Freon 143	m = 0,59
Freon 12	m = 0,53
Freon 113	m = 0,365
Freon 112	m = 0,310

Exponentul m este cu atît mai mare, cu cît este mai scăzută temperatura de fierbere T_0 la presiunea atmosferică normală p_0 . Pe baza rezultatelor măsurătorilor, autorii stabilesc relația:

$$m = 665/T_0^{1,3} \quad (1.3.57)$$

Cu această relație, ecuația (1.3.56) devine:

$$\alpha_v = 1,35 \cdot \dot{q}_v^{0,7} \cdot p_s^{665/T_0^{1,3}} \quad (1.3.58)$$

1.3.5. Vaporizarea pe un fascicol orizontal de țevi.

Ecuațiile prezentate în capitolul anterior se pot folosi numai pentru calculul schimbului de căldură la tubul singular. La vaporizare pe un fascicol de țevi cu diverse geometrii, folosirea acestor ecuații la calculul schimbului de căldură, respectiv la proiectarea vaporizatoarelor de acest tip duce la rezultate mult diferite de realitate.

Dificultățile foarte mari care apar la cercetarea experimentală a vaporizatoarelor multitubulare au făcut ca numărul cercetărilor să fie foarte mic, iar rezultatele acestor cercetări, să aibă un grad foarte mic de generalitate, fiind aplicabile numai la cazuri asemănătoare cu cele cercetate.

Robinson și Katz [63] și Myers și Katz [64] au făcut cercetări cu Freon 12 pe un fascicol compus din 4 rînduri de țevi cu diametrul de 19 mm, așezate în coridor la pasul pe verticala $s_1 = 2d$ și pe orizontala $s_2 = 1,67 d$. Autorii constată o creștere a lui α_v la rîndurile superioare față de primul rînd și față de tubul singular. Creșterea este maximă pentru rîndul 2, scăzînd spre rîndurile superioare.

Povoloțkaia [65], [66] cercetează vaporizarea Freonului 22 pe un fascicol orizontal de 17 țevi, pe 5 rînduri. Se constată o intensificare a schimbului de căldură pe tuburile din rîndurile superioare și a fascicolului față de tubul singular.

- O dependență mai slabă a coeficientului α_v pentru rîndul superior și pentru fascicol de încărcarea termică \dot{q}_v decît la tubul singular.

- O mai slabă dependență a coeficientului α_v pentru tuburile superioare și pentru fascicol, de temperatura de fierbere.

- Influența geometriei fascicolului de țevi.

Belskii [67] cercetează comparativ vaporizarea freonului 12 pe un tub singular și pe un fascicol de 21 de țevi din oțel inoxidabil cu diametrul de 17,7mm, așezate pe șase rînduri. Țevile erau așezate în eșichier cu un pas relativ $s/d = 1,36$. Belskii observă că:

- α_v la rîndul inferior de țevi la densități q_v , mici corespunde bine cu cel pentru tubul singular. La creșterea densității și a temperaturii de vaporizare α_v crește.

- Deosebiri între ultimul rînd și primul rînd sînt cu atît mai mari, cu cît temperatura de vaporizare este mai scăzută.

În fig.1.3.16 sînt prezentate rezultatele obținute la vaporizarea freonului 12 pe cele șase rînduri de țevi la:

$$t_g = + 10^{\circ}\text{C}.$$

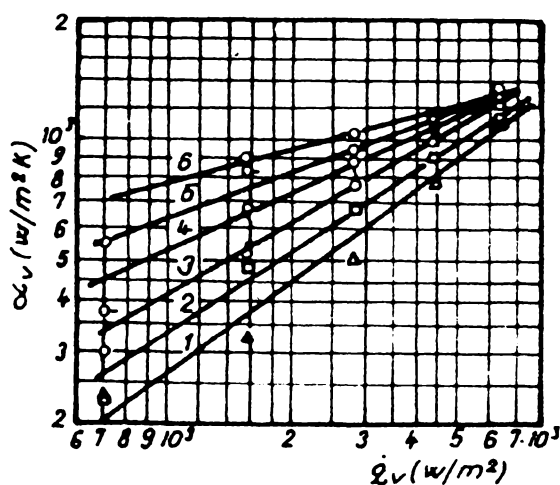


Fig.1.3.16: Vaporizarea Freonului 12 pe un fascicol de țevi.

Güttinger [20] studiază vaporizarea Freonului 11 pe două țevi verticale dispuse una peste alta. Rezultatele sînt prezentate în fig.1.3.17.

Rezultatele sînt mult mai bune pentru țeava superioară. Cu creșterea densității fluxului de căldură, α_{v2} tinde asimptotic la α_{v1} .

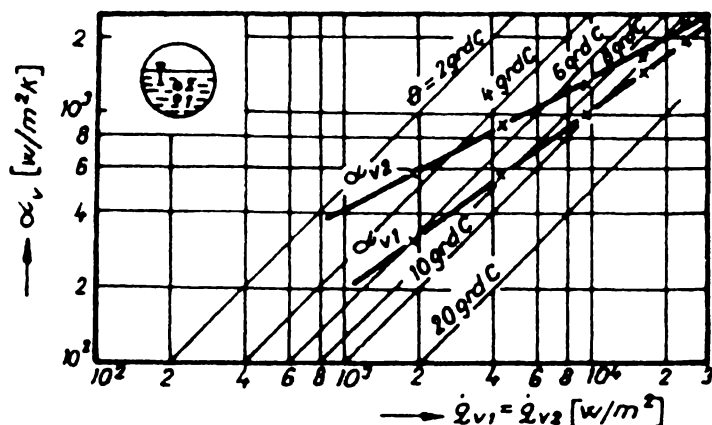
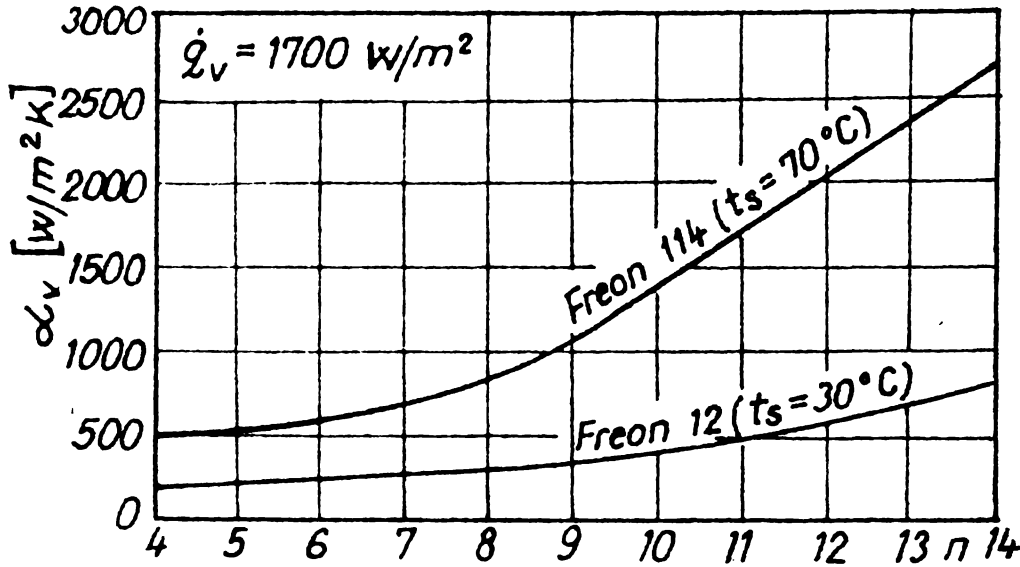


Fig.1.3.17: Vaporizarea Freonului 11 pe două țevi suprapuse.

Grisval [79] cercetează vaporizarea freonului 12 și a freonului 114 într-un vaporizator multitubular în manta cu 14 rînduri de țevi. Prin modificarea nivelului lichidului în vaporizator



determină influența numărului de rînduri asupra coeficientului de schimb de căldură la vaporizare. Rezultatele sînt prezentate în fig. 1.3.18. Se constată creșteri importante ale

Fig.1.3.18: Variația coeficientului de schimb de căldură α_v cu numărul de ordine al rîndului de tuburi.

coeficientului de căldură la vaporizare cu creșterea numărului de ordine al rîndului. Creșteri mai importante se constată la freon 114.

C a p i t o l u l 2.

INSTALATIE EXPERIMENTALA PENTRU STUDIUL
VAPORIZARII FREONULUI 11 (CFC1₃)

Instalația experimentală prezentată în fig.2-01 și fig. 2-02 este concepută ca să permită determinarea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare $-\alpha_v$ - pe un tub orizontal și pe fascicule de 12 tuburi orizontale cu diferite așezări, la densități de fluxuri de căldură $-\dot{q}_v$ - de la $10^2 \div 4 \times 10^4$ (W/m²), la temperaturi de vaporizare de la 15 ÷ 45 (°C) și la concentrații ale uleiului de la 0 ÷ 50 (%).

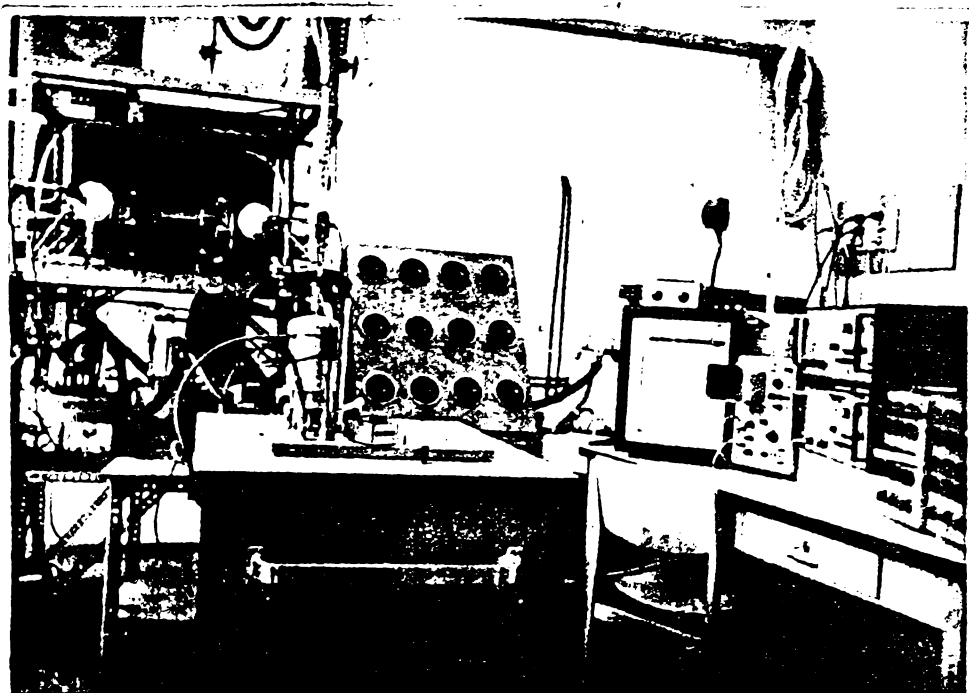


Fig.2-01 Instalația experimentală - vedere generală.

rezervorul de lichid de unde o pompă de circulație cu roți dinate îl reintroduce în vaporizator, printr-un preîncălzitor unde lichidul este încălzit în așa fel, încât să intre în vaporizator la temperatura de fierbere corespunzătoare presiunii din vaporizator. Condensatorul și rezervorul de lichid folosesc ca agent de răcire alcoolul metilic pregătit la temperatura dorită într-un termostat prevăzut cu o instalație frigorifică. După preîncălzitor, lichidul este filtrat în filtrele uscatore, atât de impuritățile mecanice, cât și de eventuala umiditate continuă. Un regulator cu plutitor menține nivelul constant în vaporizator. Ulterior, după ce s-a constatat că variațiile mici

În fig.2-03 este reprezentată schema de principiu a instalației, fără aparatele auxiliare și sistemele de măsură. Vaporii de agent frigorific produși în vaporizator trec în condensator unde condensază. Condensul obținut se adună în rez-

ale înălțimii lichidului în vaporizator nu influențează schimbul de căldură s-a renunțat la acest regulator, îmbunătățindu-se în acest mod funcționarea instalației prin alimentarea continuă a vaporizatorului și prin înlăturarea pericolului de înecare a condensatorului. În cazul în care temperatura de vaporizare depășește temperatura mediului ambiant, vaporii de agent frigorific condensează parțial în conductele de evacuare a vaporilor și agentul frigorific lichid curge înapoi în vaporizator deranjând funcționarea acestuia. Pentru înlăturarea acestui ne-

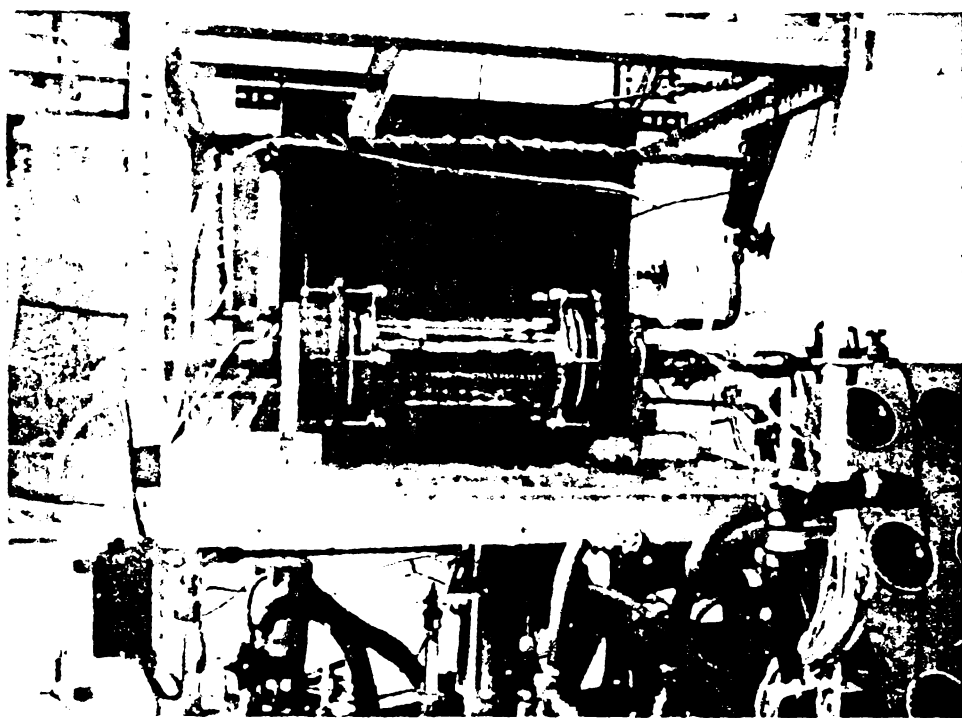


Fig.2-02 Instalația experimentală

ajuns conductele de vaporii sunt încălzite cu ajutorul unei rezistențe electrice înfășurată pe conducte. Pentru etalonarea termorezistențelor de pe tuburile de măsură, ventilele cu care este prevăzută instalația permit scurtcircuitarea condensatorului și a rezervorului de lichid și prin aceasta realizarea unui circuit de lichid numai prin vaporizator, pompă și preîncălzitor. [30]

ajuns conductele de vaporii sunt încălzite cu ajutorul unei rezistențe electrice înfășurată pe conducte. Pentru etalonarea termorezistențelor de pe tuburile de măsură, ventilele cu care este prevăzută instalația permit scurtcircuitarea condensatorului

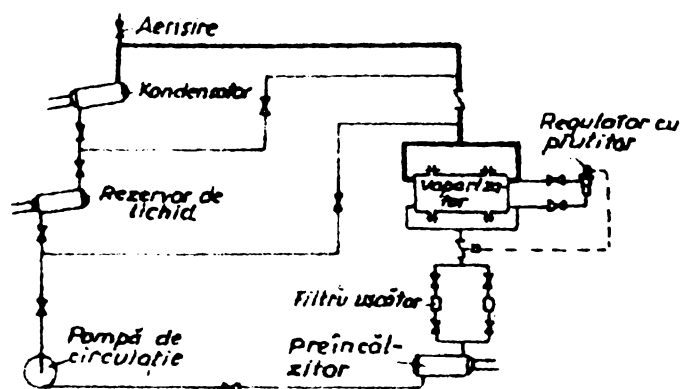


Fig.2-03 Schema de principiu a instalației

2.1. TEHNICA DE MASURA

Cercetarea schimbului de căldură la vaporizare pe un tub este în special o problemă de tehnică de măsură. Din relația de calcul a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare:

$$\alpha_v = \frac{\dot{Q}_v}{A(t_p - t_e)} \quad (2-01)$$

rezultă că pentru determinarea lui α_v trebuie măsurate patru mărimi:

- t_p ($^{\circ}\text{C}$) - temperatura medie superficială a tubului;
- t_l ($^{\circ}\text{C}$) - temperatura lichidului;
- \dot{Q}_v (W) - fluxul de căldură;
- A (m^2) - aria de transmitere a fluxului de căldură.

2.1.1. Măsurarea temperaturii medii superficiale a tubului.

La alegerea sistemului de măsurare a temperaturii superficiale a tubului trebuie avute în vedere următoarele condiții pe care trebuie să le îndeplinească sistemul adoptat:

- 1^o - Sistemul adoptat trebuie să permită determinarea simplă, precisă și directă a temperaturii medii a suprafeței;
- 2^o - Eroarea de măsură a acestei temperaturi nu poate să depășească $\pm 0,1$ ($^{\circ}\text{C}$);
- 3^o - Trebuie măsurată concomitent temperatura medie superficială la mai multe tuburi a căror dispoziție se poate modifica;
- 4^o - Nu este admisă deranjarea câmpului termic în perete și a câmpului hidrodinamic al fluidului dintre tuburi;
- 5^o - Cercetarea procesului de vaporizare pretinde o instalație perfect etanșă;
- 6^o - Prin sistemul de măsură adoptat nu trebuie să se modifice rugozitatea suprafeței tubului;
- 7^o - Temperatura lichidului este cuprinsă în mod normal între 15 și 45 ($^{\circ}\text{C}$);
- 8^o - Supraîncălzirea peretelui tubului față de lichid este cuprinsă între 0,5 și 40 ($^{\circ}\text{C}$) deci temperatura peretelui tubului va fi cuprinsă între 15 și 85 ($^{\circ}\text{C}$).

Ținând cont de aceste condiții, destul de severe, vom analiza principalele sisteme de măsurare a temperaturii folosite în mod curent în cercetare.

- Termoelementele: Sînt instrumente de măsură a temperaturii folosite în mod curent în cercetare. La măsurarea temperaturii superficiale se folosesc termoelemente miniaturale plasate în orificii practicate în perete.

... avantajul că produc o de-
... o aranjare a
... în jurul suprafeței.
... glisabilă dacă
... și flu-
... la care supraîn-
... radelor, ero-
... devin ne-

... în aceea că se
... pune proble-
... necesare multe
... . În cazul
... vaporizării cu bule
... foarte aproxi-
... temperaturi din jurul
... secțiunii

[81].

... determina cu cufi-
... și tubului sînt ne-
... foarte
... în ex-
... trebuie

... complicată dacă
... măsură-

... folosirea

... de măsură
... pot fi folo-
... la mini-
... sau termi-
... storii.

... numai la tempe-
... .

... , din cauza capacității
... a rugo-
... mult vaporiza-

Metodele optice: Fotografia Schlieren și interferometria se pretează la tuburi singulare. Sînt însă foarte pretențioase necesitînd o aparatură foarte complicată. În acest caz s-ar pune și problema unei construcții speciale a vaporizatorului, care să permită vizualizarea frontală a tuburilor.

Din cele expuse mai sus rezultă că nici una din metodele obișnuite de măsurare a temperaturii superficiale nu este operativă în cazul de față.

Din această cauză a fost adoptată o altă metodă de măsurare a temperaturii medii superficiale, mult mai potrivită decît celelalte, o metodă foarte puțin folosită pînă acum și anume:

2.1.1.1. Măsurarea temperaturii medii superficiale cu ajutorul straturilor metalice subțiri rezistive.

Metoda constă în principiu în depunerea pe suprafața unui tub, confecționat dintr-un material care nu este conductor electric, a unui strat metalic subțire a cărui grosime nu depășește 10^{-4} (Å). Temperatura medie superficială a tubului se măsoară cu ajutorul unei punți prin măsurarea rezistenței stratului metalic, care variază cu temperatura.

Originea acestei metode de măsură trebuie căutată la începutul secolului, cînd s-a făcut propunerea ca să se măsoare temperatura medie superficială a unui tub metalic prin măsurarea rezistenței electrice a tubului.

În 1936 Jeffrey [82] a stabilit o relație între temperatura medie superficială a unui tub metalic cu pereți subțiri și temperatura medie a peretelui tubului determinată prin măsurarea rezistenței electrice a tubului. Din cauza rezistenței foarte mici a tubului metalic această metodă de măsură necesită o punte dublă foarte sensibilă (punte Thompson).

Cu această metodă, Baker și Tano [83] au măsurat coeficientul de schimb de căldură la condensarea vaporilor de apă pe un tub de cupru. Avantajul esențial al acestei metode constă în posibilitatea de a măsura direct temperatura medie a peretelui tubului și în faptul că nu se deranjează cîmpul de temperaturi în peretele tubului și cîmpul hidrodinamic în fluid. Dezavantajul constă în faptul că se folosește o aparatură foarte scumpă și că temperatura medie superficială se deter-

mină prin calcul din temperatura medie a peretelui tubului. Aceste dezavantaje se înlătură dacă peretele tubului se face atât de subțire, încât căderea de temperatură în el, chiar la densități mari ale fluxului de căldură să fie neglijabilă și totodată rezistența lui electrică să fie de $10^3 \div 10^4$ ori mai mare decât rezistența conductorilor electrici de legătură când se poate folosi o punte simplă. Un asemenea tub nu mai posedă însă o stabilitate mecanică suficientă. Pentru a ieși din acest impas s-a propus de către Winding, Topper și Bans [84] folosirea ce demonstrează rezistență a unui strat metalic potrivit depus într-un strat subțire pe suprafața unor tuburi din materiale neconductoare cum ar fi sticla, materialele ceramice, portelanul sau materialele plastice.

Un strat metalic este considerat subțire dacă grosimea lui nu depășește $10^4 (\text{Å}) = 1(\mu\text{m})$. La această grosime a stratului, rezistența lui termică și capacitatea calorică este neglijabilă. Temperatura măsurată în acest mod corespunde foarte bine cu temperatura medie a suprafeței. În aceste condiții sensibilitatea de răspuns este foarte mare, iar curgerea nu este deranjată.

Se modifică numai coeficientul de emisiune, care interesează schimbul de căldură prin radiație. Această metodă de măsurare a temperaturii, cu toate avantajele ei, a fost puțin folosită din cauza dificultăților tehnice legate de realizarea unui strat metalic subțire, uniform și omogen pe întreaga suprafață. Stratul metalic trebuie să fie rezistent la coroziune, eroziune și să aibă o ridicată stabilitate intercrystalină.

Principalele metode de depunere a straturilor metalice subțiri pe corpuri nemetalice, sînt:

- metalizarea în vid.

Are avantajul că asigură un strat metalic pur din punct de vedere chimic, dar grosimea stratului nu este uniformă, ceea ce duce la erori, după cum arată Henrici [85], în special cînd temperatura suprafeței nu este uniformă;

- metalizarea în metalcarbonili

Se folosește în special Nichelcarbonilul $\text{Ni}(\text{CO})_4$, o substanță care la temperaturi ridicate se descompune în Nichel și oxid de carbon. Dacă în această substanță se introduce un corp cald, pe suprafața lui se depune Nichel.

Din cauza bulelor de oxid de carbon care se degajă stratul de nichel nu este continuu și uniform. Procedul este puțin aplicat, deoarece prezintă pericol de explozie. Nichelocarbonilul se autoaprinde în contact cu aerul.

- Metalizarea prin pulverizare cu flacără.

Procedul constă în topirea metalului într-un arc electric și pulverizarea lui fină pe suprafața care se metalizează. Se obține un strat metalic gros și neuniform care nu este potrivit pentru măsurarea temperaturii.

- Procedul Nibodur.

Constă într-o nichelare fără curent electric pusă la punct de către firma Beyer din Leverkusen[86]. Nichelul se separă și se depune pe obiectul, care se metalizează în urma unei reacții chimice și de reducere ce are loc într-o soluție de natriuborurat - NaBH_4 - și Dietilborazan - $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{NiBH}_3$. Concomitent cu nichelul pur se depune și Ni_2B și Ni_3B . Stratul de nichel format conține până la 7% bor. Până la 400 ($^\circ\text{C}$) stratul este stabil. La temperaturi mai mari începe un proces de cristalizare care îi modifică proprietățile electrice.

Stratul metalic este foarte rezistent la uzură prin frecare, aproape ca un strat de crom dur. Este foarte rezistent la substanțe corozive fiind atacat numai de apa regală. Grosimea stratului depus este dependentă de timpul de depunere. Viteza de depunere atinge 20 ($\mu\text{m}/\text{h}$).

Un avantaj esențial al procedurii constă în aceea că stratul depus este de grosime uniformă pe toată suprafața.

În cadrul catedrei de Termotehnică a Universității din Stuttgart s-a încercat pentru prima dată folosirea acestui procedeu la măsurarea temperaturii medii superficiale.

Metoda a fost încercată prima dată de către G. Reinhardt [87] la studiul schimbului de căldură în curent încrucișat între un tub și aer.

Guttinger și Wallner [88] au încercat să folosească aceeași metodă pentru studiul vaporizării la suprafața tuburilor orizontale.

Prin aceste cercetări s-a urmărit în special aplicabilitatea procedurii la cercetarea schimbului de căldură la convecție și la vaporizare și mai puțin cercetarea propriu-zisă a fenomenelor respective.

Rezultatele obținute prin folosirea acestei metode au fost comparate cu rezultatele obținute de către alți cercetători care au folosit alte metode de măsurare a temperaturii medii superficiale.

Intrucât rezultatele au fost întru-totul comparabile s-a putut trage concluzia că metoda propusă este bună, fiind foarte precisă și operativă.

Comportarea în timp a stratului rezistiv a fost verificată timp de 300 de ore într-un termostat cu ulei în care s-a menținut temperatura constantă, cu variații de maximum 1 grad.

Din fig.2-04, după Güttinger și Wallner [88], în care este reprezentată variația temperaturii băii și variația rezistenței

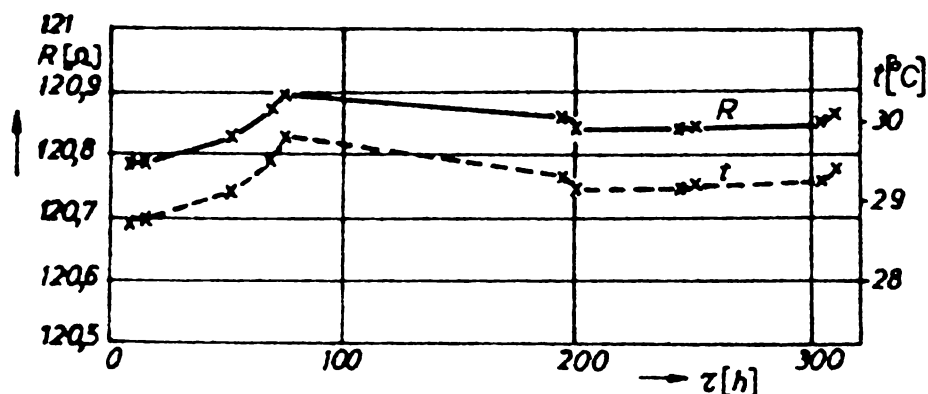


Fig.2-04. Comportarea în timp a stratului rezistiv.

nichel-bor rămân absolut constante în timp, dacă după depunerea stratului i se aplică un tratament termic corespunzător, cons-

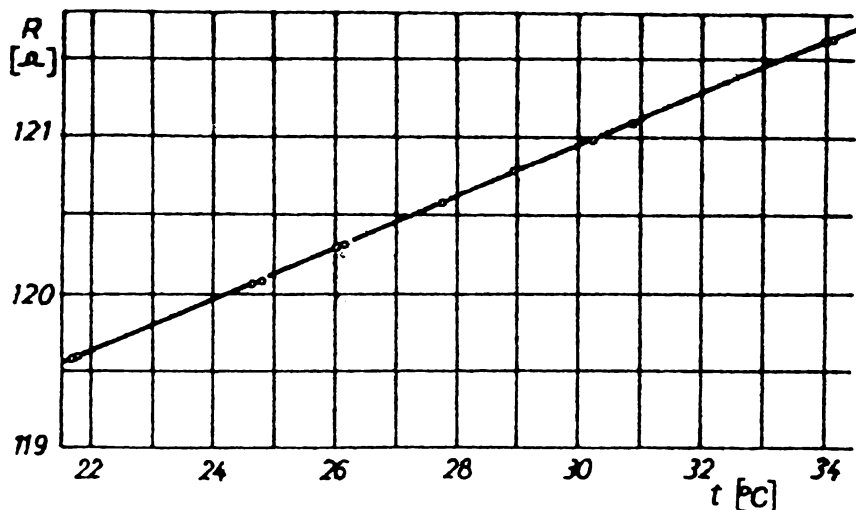


Fig.2-05. Variația rezistenței stratului rezistiv cu temperatura.

electrice absolute a unui strat de nichel-bor cu grosimea de 0,85 (μm) depus pe un tub din portelan tare, se constată că proprietățile electrice ale stratului de

tînd dintr-o îmbătrînire artificială care se face printr-o încălzire în vid timp de 24 ore la 150 (°C) după care este răcit încet în vid, în cuptor.

Aceiași cercetători urmărind variația rezistenței stratului cu temperatura, reprezentată în fig.2-05, au constatat reproductibilitatea perfectă a valorilor măsurate și variația liniară a rezistenței cu temperatura, cu un coeficient de temperatură $\alpha_R = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ suficient de mare, pentru a asigura o măsurare precisă a temperaturii.

Avînd în vedere calitățile deosebite ale acestui sistem de măsură a temperaturii, am adoptat această metodă la studiul vaporizării freonului ll pe un fascicul de țevi pentru măsurarea temperaturii medii superficiale a tuburilor.

Măsurarea rezistenței stratului de nichel-bor se poate face în două moduri:

- Cu o punte Wheatstone de precizie. Puntea este alimentată în curent continuu. Instrumentul de nul montat în diagonală punții, poate fi un galvanometru cu spot luminos de înaltă sensibilitate sau un galvanometru electronic de nul. Se măsoară în acest caz valoarea absolută a rezistenței cu mare precizie. Această metodă prezintă dezavantajul influențării preciziei de măsurare de către câmpurile electrice și magnetice care se manifestă în apropierea punții și de asemenea, a unei sensibilități dinamice reduse.

- Cu o punte cu frecvență purtătoare. Puntea este de asemenea de tip Wheatstone, dar alimentată în curent alternativ de înaltă frecvență. Frecvența aleasă de 5000 Hz este în afara domeniului frecvențelor perturbatoare și are avantajul că asigură o sensibilitate de redare foarte înaltă, chiar la oscilații foarte rapide ale valorii mărimii măsurate.

Puntea folosită se compune dintr-un amplificator de măsură cu frecvența purtătoare de tip Hottinger-Baldwin, cu gase canale, care în mod obișnuit este folosit pentru măsurători tensometrice. Aparatul conține în interior jumătate din puntea de măsură, cealaltă jumătate este realizată în exterior din stratul rezistiv și rezistențe fixe de diverse valori.

Aceste rezistențe fixe se aleg pentru fiecare tub în parte prin încercări, în așa fel, încît să se poată măsura cu puntea în întregul domeniu de variație de temperatură a stratului rezistiv de nichel-bor de pe suprafața tubului.

S-au folosit rezistențe cu strat de metal cu o constantă de timp foarte ridicată și cu o constantă de temperatură foarte

scăzută, pentru a nu se modifica rezistența la variații de temperatură ale mediului ambiant. Pentru a micșora la minimum variațiile de temperatură, rezistențele au fost introduse într-o cutie izolată termic față de mediul ambiant.

Puntea lucrează atât prin metoda compensării, prin echilibrarea punții cu un instrument de nul, cât și prin metoda cu instrument de măsură. Se determină valoarea medie statică a rezistenței în regim staționar de lucru cu metoda compensării, iar oscilațiile rezistenței în jurul valorii medii se citesc direct cu ins-

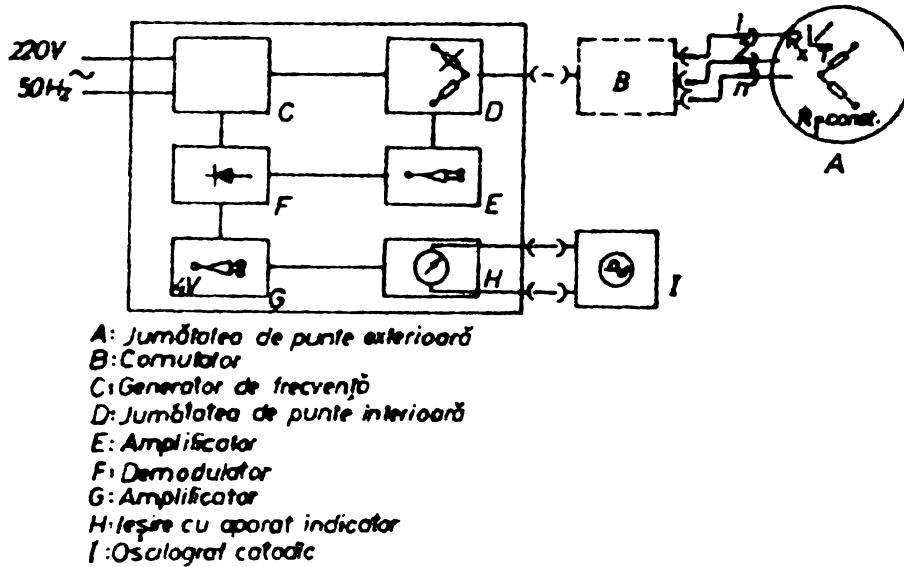


Fig. 2-06. Schema de principiu a punții.

strumentul de măsură. Schema de principiu a punții este reprezentată în fig. 2-06. Deoarece s-a lucrat cu 12 tuburi la vaporizator, s-au folosit două amplificatoare identice. În schemă este reprezentat numai unul din aceste amplificatoare.

Amplificatorul este alimentat în curent alternativ de 220 (V) și 50 (Hz). În generatorul C se produce frecvența purtătoare care este condusă la punte prin jumătatea de punte interioară D, legată prin comutatorul B de jumătatea de punte exterioară A, compusă din rezistența variabilă a stratului de măsură R_x și rezistența fixă R_1 . Frecvența purtătoare alimentează concomitent și demodulatorul F. Dacă puntea se dezechilibrează ca urmare a modificării rezistenței stratului de măsură la variația temperaturii, în diagonala punții se generează o tensiune purtătoare, modulată proporțională cu dezechilibrul punții, care este amplificată în amplificatorul E, despărțită de tensiunea purtătoare în demodulatorul F, condusă la amplificatorul final de curent continuu G, care amplifică semnalul, liniar în domeniul $\pm 4(V)$ și îl transferă instrumentului de măsură.

Amplificatorul final nu poate amplifica liniar dezechilibre ale punții care duc la tensiuni finale mai mari de ± 4 (V) din cauza supraexcitării. În acest caz puntea trebuie echilibrată din nou.

Oscilațiile de temperatură ale suprafeței, în jurul temperaturii medii, se pun în evidență cu ajutorul oscilografului catodic I.

2.1.1.2. Etalonarea rezistenței de măsură cu puntea cu frecvență purtătoare.[88]

Tuburile de măsură s-au etalonat în vaporizatorul instalației în stare montată. Pentru etalonare se realizează un scurtcircuit de lichid numai prin vaporizator, rezervor de lichid, pompă de circulație și preîncălzitor.

Acest circuit se umple complet cu Freon 11. Modificarea temperaturii lichidului din circuit se realizează cu ajutorul preîncălzitorului de lichid și al circuitului de termostatare a rezervorului de lichid. Când cele 6 termoelemente din vaporizator - cu care se măsoară temperatura lichidului - indică o temperatură staționară, înseamnă că și stratul rezistiv va avea aceeași temperatură, calculată ca media celor șase termocuple.

Fiecare tub se pune pe rând în legătură cu puntea, se echilibrează puntea și se citește indicația. S-au făcut măsurători, atât în sens crescător, cât și descrescător al temperaturii.

În interiorul domeniului obișnuit de temperaturi, cuprins între 15 ($^{\circ}\text{C}$) și 80 ($^{\circ}\text{C}$) curba de etalonare este o dreaptă. În fig.2-07 dreapta ACE reprezintă curba de etalonare a stratului rezistiv.

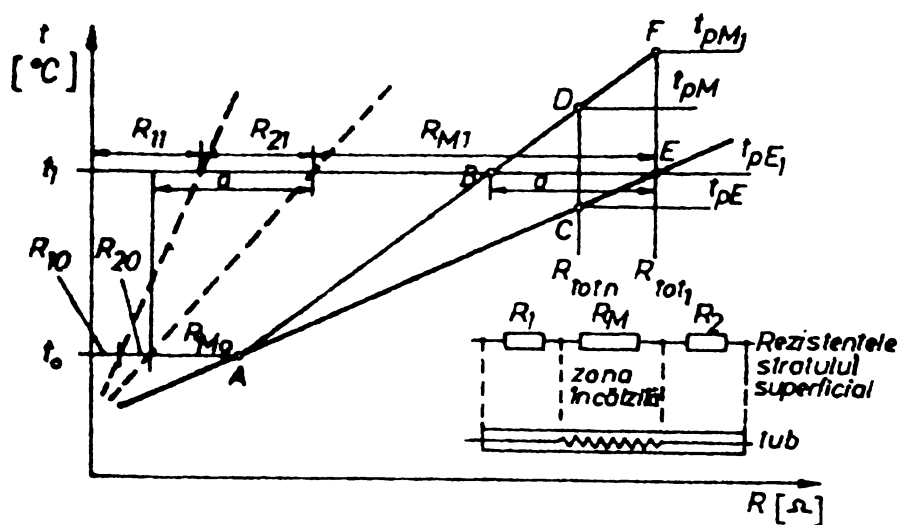
Puntea lucrează cu o tensiune de 1 (V), la care curentul prin stratul rezistiv nu depășește 4 (mA). Densitatea fluxului de căldură în stratul de măsură datorită curentului de măsură nu depășește $0,4$ (W/m²).

Aceasta corespunde la $0,4\%$ din cea mai mică și $0,0016$ din cea mai mare încărcare termică a tubului prin încălzire din interior cu rezistența de încălzire, ceea ce este neglijabil, atât la etalonare, cât și la măsurare.

Pentru a asigura erori minime la etalonare, puntea se pune în funcțiune cu două ore înainte de începerea etalonării.

La fiecare modificare a dispozitiei tuburilor în vaporizator, care presupune demontarea, respectiv montarea tubului în circuitul de măsură prin deslipire, respectiv lipire cu cositor, trebuie refăcută etalonarea. Pentru curbele de etalonare s-a adoptat o scară de $1(^{\circ}\text{C}) = 20(\text{mm})$, care permite o determinare cu mare precizie a temperaturii medii superficiale.

Curbele de etalonare nu se pot folosi direct la măsurarea temperaturii, deoarece, după cum se vede în fig.2-07, lungimea rezistenței de încălzire este mai mică decât lungimea tubului, ceea ce face ca în funcționare, părțile din rezistența de



măsură care se găsesc la capetele tubului, notate cu R_1 și R_2 să se găsească la temperatura lichidului, iar restul R_m se găsește la temperatura tubului, dată de încălzirea termică la care lucrează tubul.

Fig.2-07. Folosirea curbelor de etalonare.

Notînd temperatura superficială a tubului în zona încălzită cu t_1 , iar temperatura lichidului (măsurată cu termocuplele) t_0 se pot scrie următoarele relații:

Rezistența totală a stratului de măsură la etalonarea la temperatura t_0 este:

$$R_{tot_0} = R_{1_0} + R_{M_0} + R_{2_0} \quad (2-02)$$

Rezistența totală a stratului de măsură la etalonare la temperatura t_1 este:

$$R_{tot_1} = R_{1_1} + R_{M_1} + R_{2_1} \quad (2-03)$$

La încălzirea tuburilor de la temperatura superficială t_0 la temperatura superficială t_1 rezistența stratului de măsură devine:

$$R_{tot_{1M}} = R_{1_0} + R_{M_1} + R_{2_0} \quad (2-04)$$

Corecția necesară curbei de etalonare va fi:

$$R_{tot_1} - R_{tot_{1M}} = \Delta R = R_{1_1} + R_{2_1} - R_{1_0} - R_{2_0} \quad (2-05)$$

reprezentată pe diagramă de segmentul „ a ”.

Deoarece stratul rezistiv este uniform repartizat pe întreaga suprafață a tubului, se va putea scrie relația:

$$\Delta R = (1 - \varphi)(R_{tot_1} - R_{tot_0}) \quad (2-06)$$

unde:

$$\varphi = \frac{A_{\text{încălzit}}}{A_{\text{total}}} \quad (2-07)$$

Pentru fiecare tub în parte s-a determinat raportul după metoda descrisă la paragraful 2.1.4.

Dacă t_0 este temperatura lichidului, dreapta A-B-D prezintă curba de etalonare corectată, curbă pe care se citesc temperaturile pentru o anumită rezistentă citită la punte. Astfel, dacă la etalonare s-a citit la punte rezistența R_{tot} reprezentată pe curba de etalonare prin punctul C, acesteia R_{tot} îi corespunde o temperatură medie superficială a tubului t_{PE} .

Dacă în regim de încălzire a tubului se citește aceeași rezistentă la punte, în condițiile în care lichidul are temperatura t_0 , temperatura medie superficială a tubului în zona încălzită va fi t_{pM} citită în punctul D.

Aplicînd această corecție la citirea temperaturii medii superficiale, se asigură o precizie de $\pm 0,1$ grade.

2.1.2. Temperatura lichidului.

Lichidul se încălzește în preîncălzitor în așa fel, încît să intre în vaporizator la temperatura de saturație. Măsurarea temperaturii lichidului s-a făcut cu patru termoelemente Cu-Cosntantan cu diametrul de 0,3(mm), introduse într-un tub de protecție, cu diametrul de 2(mm). Temperatura de saturație se măsoară cu două termoelemente în spațiul de vapori deasupra oglinzii lichidului, Temperatura de saturație se verifică cu un

manometrul de precizie - clasa 0,1.

Măsurătorile pot începe când media temperaturilor determinate cu cele patru termoelemente din lichid, media temperaturilor celor două termocuple din spațiul de vapori și temperatura de saturație determinată din diagrama log p-i pentru Freon 11 pe baza citirii presiunii la manometrul de precizie, să fie cuprinse într-un interval de maximum 0,2 grade.

Pentru a se putea aprecia cât mai bine momentul când, pentru o anumită încărcare termică, se ajunge la regimul staționar, au mai fost prevăzute termocuple pe conductele de lichid și pe conductele de vapori.

Toate termocuplele folosite au fost confecționate în așa fel, încât să aibă aceeași rezistență electrică. S-a folosit montajul cu sudură rece plasată într-un termostat, la 0(°C).

Etalonarea termocuplelor s-a făcut cu un termostat special care menținea temperaturile la cele două suduri cu precizie de 0,01(°C). Curba de etalonare, identică pentru toate termocuplele s-a tabelat din sutime în sutime de grad.

Termocuplele sînt cuplate la un înregistrator de temperatură cu un domeniu de măsură de la 0 ÷ 1(mV).

La forțe termoelectromotoare mai mari de 1(mV), ceea ce corespunde la termoelementele Cu-Const., la aproximativ 25(°C), se folosește un element de tensiune normal care dă o contratensiune de 1(mV), așa încît readuce indicațiile în domeniul de măsură.

Erroarea de măsură a înregistratorului este de $\pm 0,25\%$, ceea ce reprezintă în grade, $\pm 0,1(°C)$ la indicația maximă.

În interiorul vaporizatorului s-a introdus și un termometru cu mercur, care are numai rolul de a permite stabilirea rapidă a domeniului de măsură la înregistrator.

În fig.2-08 se pot vedea 4 termoelemente și termometrul de control.

2.1.3. Fluxul de căldură.

Fluxul de căldură \dot{Q}_v (W) transmis de la tub la lichid poate fi asigurat tubului prin încălzire cu abur sau prin încălzire electrică, prin intermediul unei rezistențe electrice montată în interiorul tubului. În cazul încălzirii cu abur căldura cedată tubului, deci fluxul de căldură \dot{Q}_v se poate determina prin măsurarea

cantității de condens și a stării inițiale a aburului. Mult mai practică apare încălzirea electrică a tuburilor care permite măsurarea directă a fluxului de căldură cu ajutorul unui

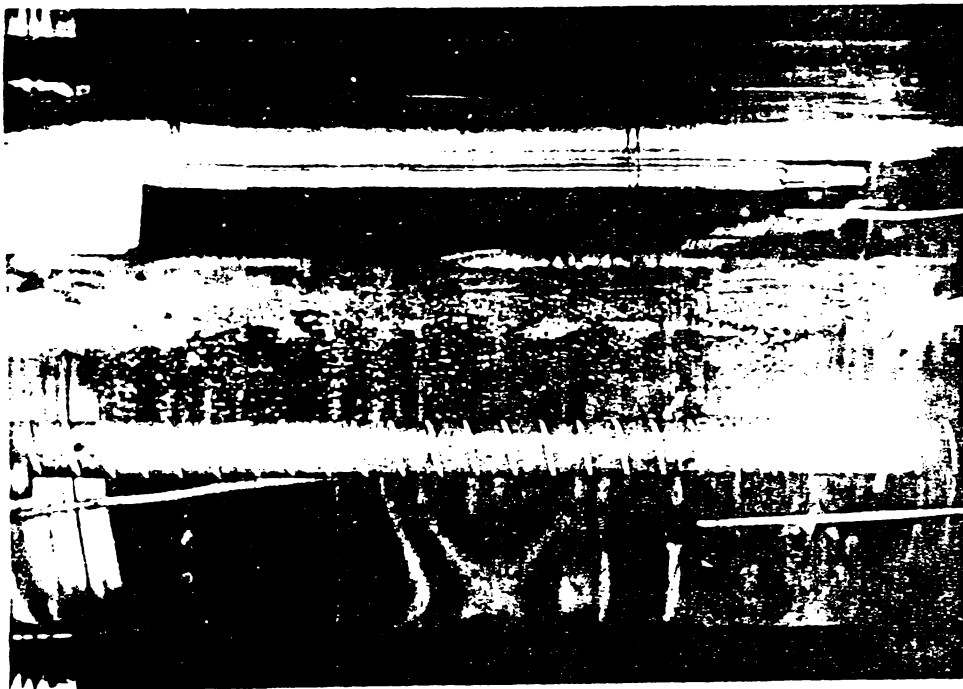


Fig.2-08. Plasarea termoelementelor în vaporizator.

zate din porțelan tare cu un diametru exterior de 12(mm) și o grosime a peretelui de 1,5(mm). La ambele capete ale tubului,

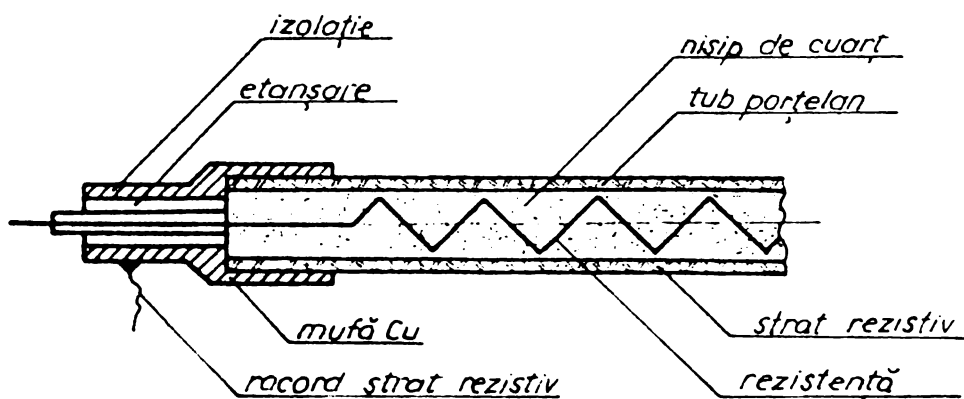


Fig.2-09. Tub din porțelan tare.

rezistența de încălzire. Tubul este umplut cu nisip de cuarț. Ambele capete ale tubului sînt închise cu un clei bicomponent. Lungimea încălzită a tubului atinge 370(mm).

Rezistențele de încălzire din interiorul tuburilor sînt alimentate printr-un stabilizator de tensiune și un autotransformator cu care se reglează fluxul termic. Măsurarea puterii se face cu un wattmetru de clasa de precizie 0,1, care poate fi conec-

wattmetru. S-a adoptat această metodă precisă și operativă, în special cînd se lucrează cu mai multe tuburi. În fig.2-09 se reprezintă modul de realizare a tuburilor de încălzire.

Tuburile cu o lungime de 400 (mm) sînt realizate pe o lungime de 15(mm), stratul rezistiv superficial este cuprat. Pe aceste porțiuni sînt lipite prin cositorire mufe din alamă pe care se lipesc conductorii electrice. În interiorul tubului este introdusă re-

tat succesiv pe toate tuburile, fără întreruperea curentului de alimentare a rezistențelor. În fig.2-10 este reprezentată schema electrică de alimentare a rezistențelor.

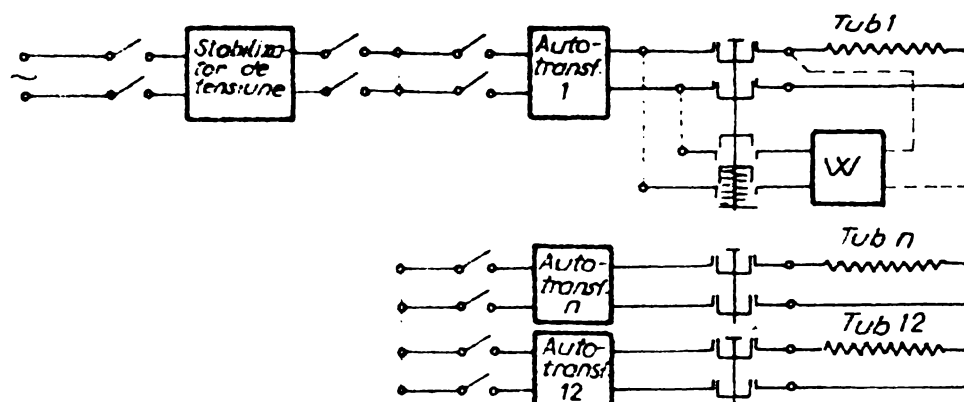


Fig.2-10. Schema de alimentare a rezistențelor de încălzire.

2.1.4. Suprafața de încălzire.

În majoritatea lucrărilor care tratează probleme de transfer de căldură nu se dau indicații cu privire la modul în care a fost determinată suprafața de schimb de căldură. În general, chiar dacă se iau măsuri speciale pentru reducerea pierderilor de căldură prin dispozitivele de susținere, prin conductori, legături, etc., rămâne totuși un grad de nesiguranță în ceea ce privește suprafața efectivă de schimb de căldură. Pentru determinarea suprafeței efective de schimb de căldură, fiecare tub introdus în reon 11 a fost încălcat la densități mai mari decât cele normale și ca suprafață efectivă s-a considerat suprafața delimitată de ultimele centre de formare ale bulelor. Aplicând această metodă eroarea de măsură a suprafeței nu depășește $\pm 1\%$, ceea ce pentru întreaga lungime încălzită a tubului ar reprezenta $\pm 3,5$ (mm).

2.1.5. Precizia determinării coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea α_v .

Pornind de la relația de definiție a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare (2-01), prin logaritmare se obține:

$$\ln \alpha_v = \ln \dot{Q} - \ln A - \ln (t_p - t_g) \quad (2-08)$$

Prin diferențiere se obține:

$$\frac{d\alpha_v}{\alpha_v} = \frac{d\dot{Q}}{\dot{Q}} - \frac{dA}{A} - \frac{d(t_p - t_s)}{t_p - t_s} \quad (2-9)$$

sau

$$\frac{d\alpha_v}{\alpha_v} = \frac{d\dot{Q}}{\dot{Q}} - \frac{dA}{A} - \frac{dt_p}{t_p - t_s} + \frac{dt_s}{t_p - t_s} \quad (2-10)$$

Prin trecerea la diferențe finite și însumarea valorilor absolute ale erorilor se obține:

$$\Delta_r \alpha_v = \frac{\Delta\alpha_v}{\alpha_v} = \frac{\Delta\dot{Q}}{\dot{Q}} + \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta t_p}{t_p - t_s} + \frac{\Delta t_s}{t_p - t_s} \quad (2-11)$$

sau

$$\Delta_r \alpha_v = \Delta_r \dot{Q} + \Delta_r A + \frac{\Delta t_p}{\Delta t} + \Delta_r t_s \quad (2-12)$$

unde: $\Delta_r \alpha_v$, $\Delta_r \dot{Q}$, $\Delta_r A$, $\Delta_r t_s$ reprezintă erorile relative ale mărimilor respective;

Δt (K) - diferența de temperatură între aerul și lichidul care fierbe. este surprinzător în mod obișnuit (după cum se va vedea ulterior, între 1 și 10(K)).

sau: $\Delta_r \dot{Q} \approx \frac{0,1}{100} \approx 0,001$ (vezi 2.1.3)

$\Delta_r A \approx \frac{1}{100} \approx 0,01$ (vezi 2.1.4)

$\Delta_r t_s \approx \frac{4,25}{100} \approx 0,0425$ (vezi 2.1.2)

$\Delta t_p \approx 0,1$ (K) (vezi 2.1.2)

rezultă: $\Delta_r \alpha_v \approx 0,1235 \approx \pm 12,35\%$ (cu $\Delta t = 10$);

$\Delta_r \alpha_v \approx 0,0433 \approx \pm 4,33\%$ (cu $\Delta t = 1$);

Creșterea de precizie a lui α_v este datorată unei scăderi a erorii de măsurare a temperaturii aerului și a erorilor mici de temperatură.

La diferențe mari de temperatură eroarea de determinare scade mult. Pe măsura creșterii diferenței de temperatură scade ponderea erorii de măsurare a temperaturii de saturație și crește ponderea erorii de măsurare a suprafeței de schimb de căldură.

În domeniul obișnuit de funcționare al vaporizatoarelor adică la $5 < \Delta t < 10$, eroarea de determinare a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare va fi cuprinsă în domeniul $\pm (2,35 \div 3,35)\%$, ceea ce este întru-totul satisfăcător pentru scopul urmărit.

2.1.6. Măsurarea concentrației uleiului în freon.

Deoarece freonii dizolvă în orice proporție uleiul de ungere, cu toate măsurile luate, acesta ajunge și în vaporizator. Uleiul nu se poate depune pe tuburi deoarece este spălat de către freon, dar în timp se acumulează în vaporizator.

Prin aceasta, concentrația uleiului în freonul din vaporizator crește continuu ducând în general la micșorarea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, ceea ce duce în final la înrăutățirea eficienței mașinii frigorifice.

Pentru a studia influența concentrației uleiului de ungere asupra coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, instalația a fost prevăzută cu un sistem de alimentare a vaporizatorului cu ulei în cantitatea dorită și cu un sistem de măsurare a concentrației uleiului, prezentate în schema din fig.2-11 și în fig.2-12.

Pentru mărirea concentrației uleiului în agentul frigorific din vaporizator, a fost prevăzut rezervorul de ulei cu sticlă de nivel - 1 - din care prin intermediul robinetului - 2 - se alimentează vaporizatorul cu cantitatea dorită de ulei.

Pentru aceasta trebuie scăzută presiunea în vaporizator prin răcirea freonului cu ajutorul instalației frigorifice auxiliare.

Măsurarea concentrației uleiului se face cu un refractometru de tip Abbe - 6. S-a adoptat această metodă deoarece indicele de refracție al freonului 11 și al uleiului de ungere diferă mult, ceea ce permite măsurarea cu mare precizie a concentrației. În freonul 11 pur, indicele de refracție la $20(^{\circ}\text{C})$ este $n_{20} = 1,384$, iar al uleiului, în jur de $n_{20} = 1,54$.

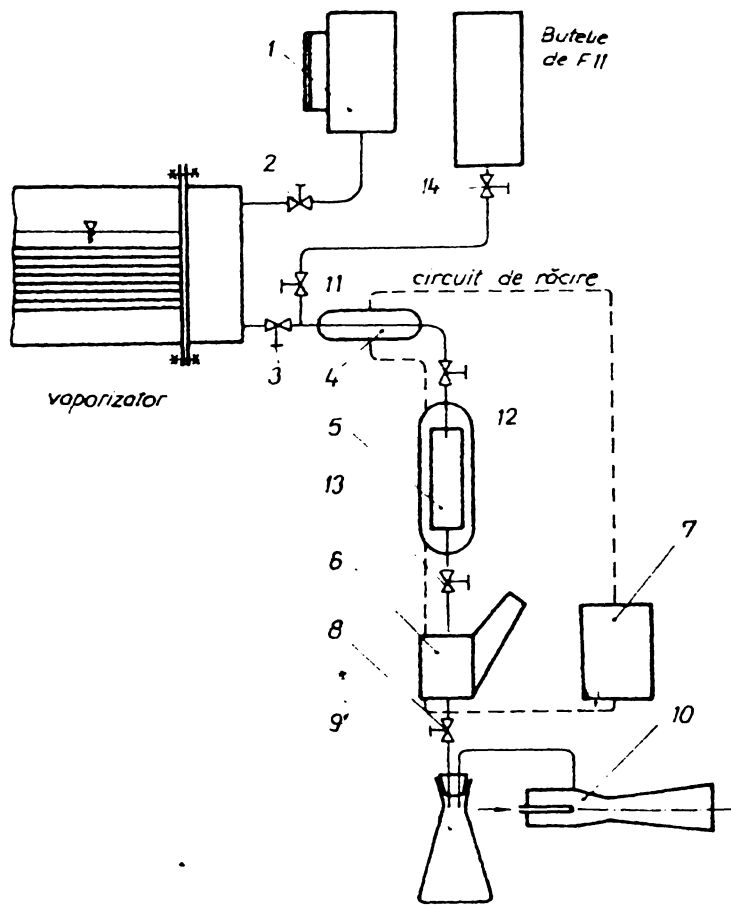


Fig.2-11. Schema instalației de ulei.
se folosește frecvent uleiul KMH-33.

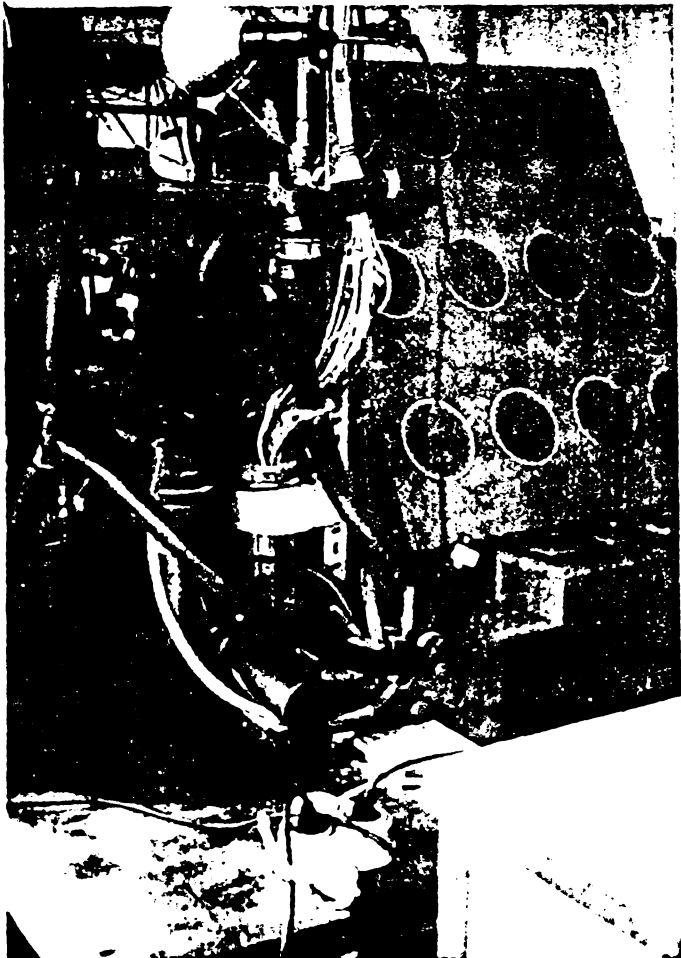


Fig.2-12. Instalația de măsurare a
concentrației uleiului.

S-a făcut o etalonare prealabilă a refractometrului prin măsurarea indicelui de refracție al unor soluții freon 11-ulei, realizate la anumite concentrații fixe prin cântărire.

În fig.2-13 este reprezentată curba de etalonare a refractometrului la $t = 20(^{\circ}\text{C})$, $n_{20} = f(\xi)$ - pentru un ulei de tip KMH 33 și un ulei de tip Shell Clavus 933, uleiuri frecvent folosite în R.F.Germania, la ungerea compresoarelor frigorifice. În R.F.Germania

măsurarea indicelui de refracție se face la $20(^{\circ}\text{C})$. Pentru aceasta, freonul cu ulei prelevat din vaporizator prin robinetul 3 este răcit la această temperatură în prerăcitorul 4 și în răcitorul 5, cu alcool metilic rece produs în agregatul frigorific 7. Prismele refractometrului sînt menținute la aceeași temperatură.

Pentru aspirare rapidă a amestecului în refractometru, se folosește un ejector alimentat de la ... , care

crează depresiune în balonul 9. Pentru îndepărtarea uleiului rămas în traseul de aspirație și în refractometru de la proba precedentă, întregul traseu se spală cu freon 11 curat, prin punerea în funcțiune a ejectorului 10 și deschiderea robinetelor 8, 11, 12, 13 și 14.

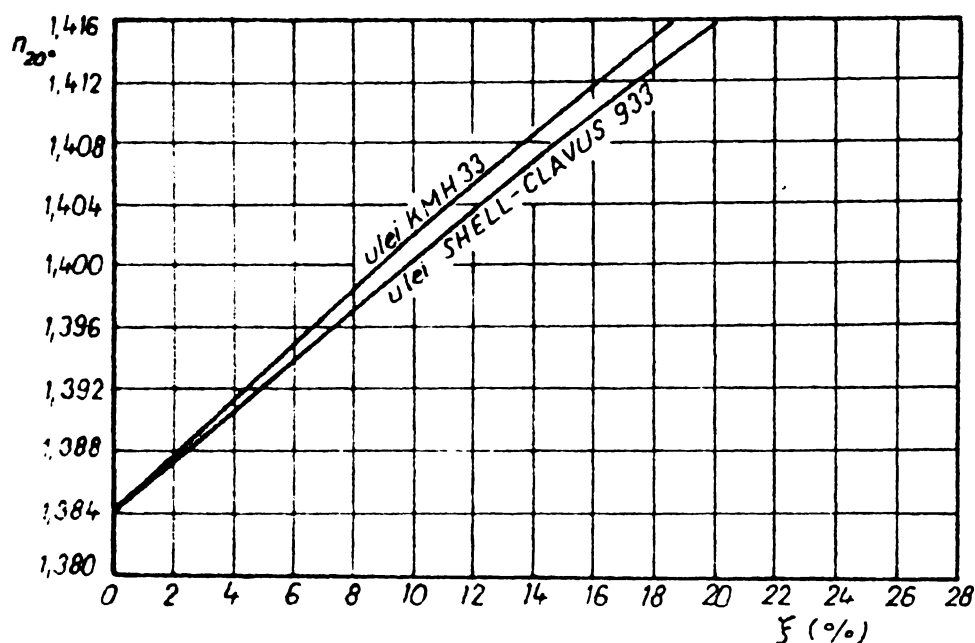


Fig. 2-13. Curbele de etalonare ale refractometrului.

2.2. CONSTRUCTIA VAPORIZATORULUI.

Elementul esențial al instalației experimentale îl constituie vaporizatorul. Pentru a se putea observa vaporizarea, s-a folosit drept vaporizator un cilindru de sticlă cu diametrul interior de 150 (mm) și o lungime de 400 (mm). Presiunea admisibilă în interiorul tunului este de 2 bar. Tubul a fost încercat la 3 (bar) și a rezistat. Tubul este închis la capete prin două camere metalice. Pe aceste camere metalice sînt prevăzute racordurile pentru conductele de lichid, conductele de vapori, conductele de conducere ale firelor electrice pentru alimentarea rezistențelor de încălzire ale tuburilor și ale firelor de legătură pentru rezistențele de măsură ale temperaturilor medii superficiale ale tuburilor, străpungeri pentru introducerea termocuplelor și tuburi de legătură cu manometrul, cu vasul de ulei și cu refractometrul. După cum se vede în fig. 2-14 camerele metalice sînt fixate prin șuruburi. Tanșarea între tubul de sticlă și camere se face cu o garnitură specială din teflon.

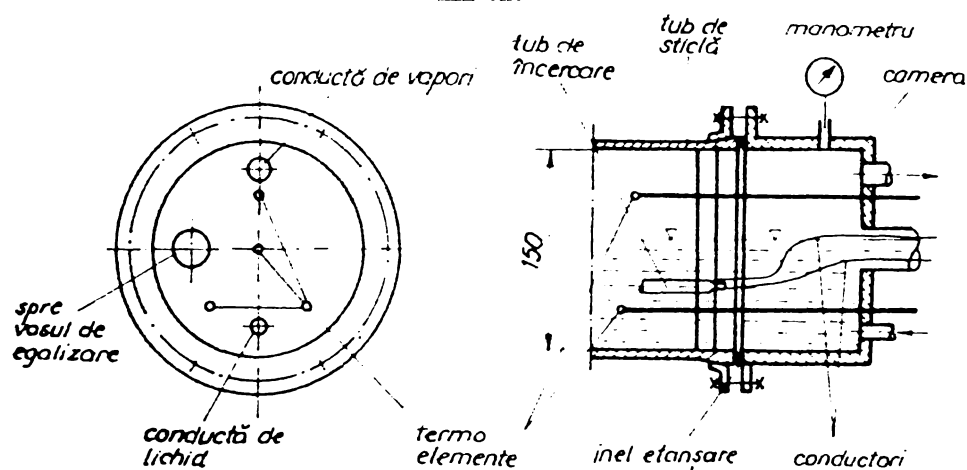


Fig.2-14. Capacele metalice.

oxidabil cu diametrul interior de 1,9(mm) și cu o grosime a peretelui de 0,5(mm). Tubul este etanșat printr-o bușă de teflon. Lungimea de 150(mm) a tubului aflată în vaporizator face ca schimbul de căldură cu mediul ambiant să fie neglijabil, așa încât temperatura sudurii calde este identică cu a lichidului.[88]

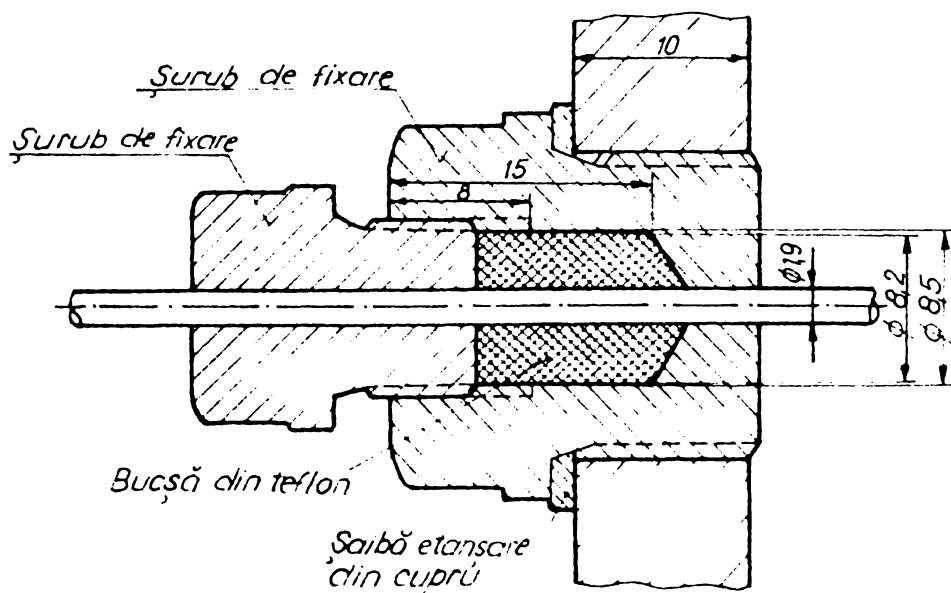


Fig.2-15. Montarea termoelementelor.

Acesta are un capac din poliamid în care sînt fixate 48 de știfturi de alamă introduse prin presare și etanșate cu un clei special din două componente.

Cablurile de legătură care vin de la vaporizator sînt lipite la capetele interioare ale știfturilor, iar la celelalte la instrumentele de măsură, la capetele exterioare. Legăturile sînt din liță de cupru introduse în găurile știfturilor.

Pentru introducerea etanșă termoelementelor în lichid s-a folosit montajul din fig.2-15.

Termoelementul este introdus în vaporizator într-un tub de oțel in-

Cablurile de legătură ale rezistențelor superficiale și ale rezistențelor de încălzire ale tuburilor sînt conduse prin două tuburi de cupru racordate la capetele vaporizatorului spre un rezervor reprezentat în fig.2-16.

gimea acestor cabluri este aleasă în așa fel, încât să se poată demonta cu ușurință capacele vaporizatorului și capacul rezervorului de egalizare când este necesară dezlipirea sau lipirea sîrmelor la tuburile de măsură și la știfturile de alamă.

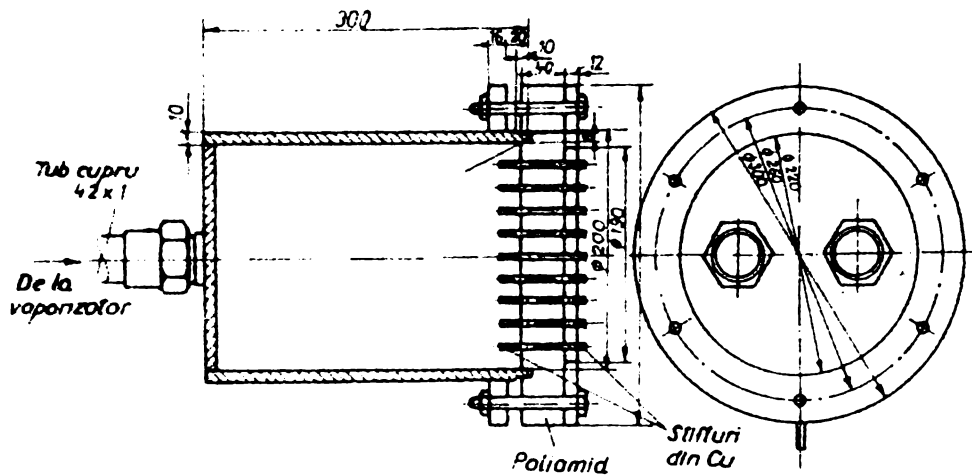


Fig.2-16. Rezervor pentru legături electrice.

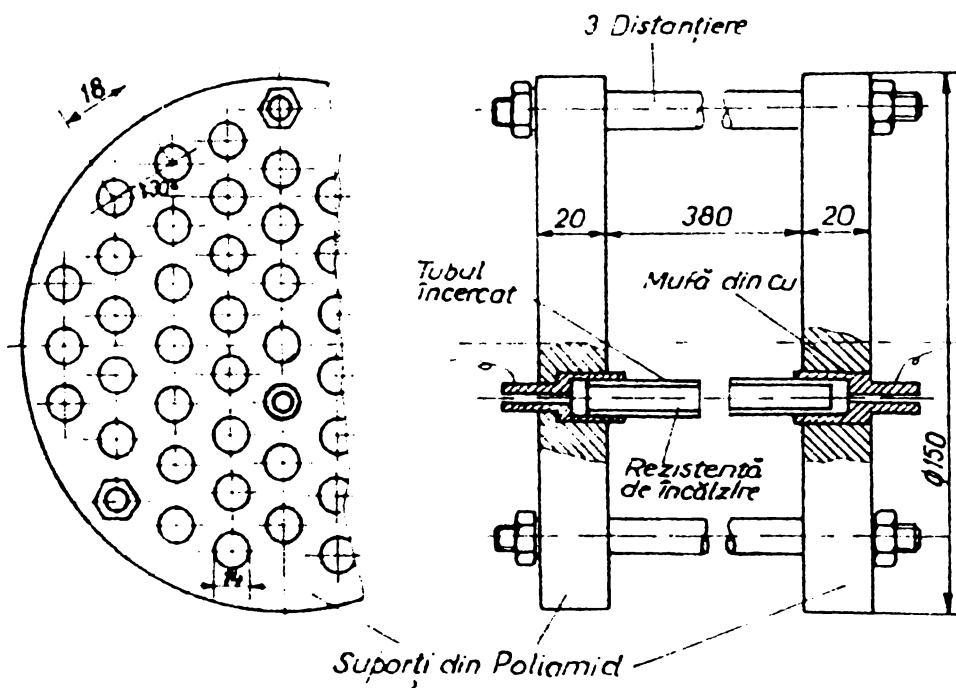


Fig.2-17. Fixarea tuburilor de încălzire.

montează capacele metalice la cilindrul de sticlă.

Circuitul astfel închis este vidat cu ajutorul unui ejector cu apă, timp de 4-6 ore. După aceea se introduce azot uscat pentru a prelua eventuala umiditate rămasă în instalație (în special în filtrele uscatoare) după care se vedează instalația din nou.

Montarea tuburilor în vaporizator cu diverse dispoziții se realizează cu ajutorul a doi suporturi din poliamidă prevăzuți cu orificii pentru introducerea tuburilor de măsură. Cei doi suporturi sînt fixați cu trei distanțiere, cum se vede în fig. 2-17.

După asamblarea tuburilor de măsură acestea se introduc în cilindrul de sticlă, se lipește conductoriile electrice după care se

Urmează „ o spălare ” a instalației cu vapori de freon 11, repetată de mai multe ori, după care instalația este umplută pînă la nivelul dorit în vaporizator, cu freon 11 lichid. Instalația se verifică la etanșeitate.

C a p i t o l u l 3.

CERCETARI PRIVIND VAPORIZAREA FREONULUI 11 (CFCL₃) PE UN TUB SINGULAR ORIZONTAL

Avînd în vedere posibilitățile de lucru ale instalației experimentale, s-a cercetat în primul rînd schimbul de căldură la vaporizarea freonului 11 pe suprafața exterioară a unui tub orizontal, singular cu diametrul exterior de 12 (mm), urmărindu-se variația coeficientului de schimb de căldură la vaporizare $-\alpha_v$ (W/m²K) - în funcție de densitatea fluxului de căldură $-\dot{q}_v$ (W/m²) și de temperatura de vaporizare - t_g (°C). S-a lucrat la densități ale fluxului de căldură $-\dot{q}_v$ - de pînă la 2×10^4 (W/m²), valoare care acoperă domeniul obișnuit de funcționare al vaporizatoarelor reale, la temperaturi de vaporizare - t_g - cuprinse între + 18(°C) și + 42(°C) ; respectiv la presiuni de vaporizare cuprinse între 0,824 (bar) și 1,864 (bar).

Cercetările au fost făcute pentru domeniul convectiv, domeniul de tranziție și pentru domeniul vaporizării cu bulă.

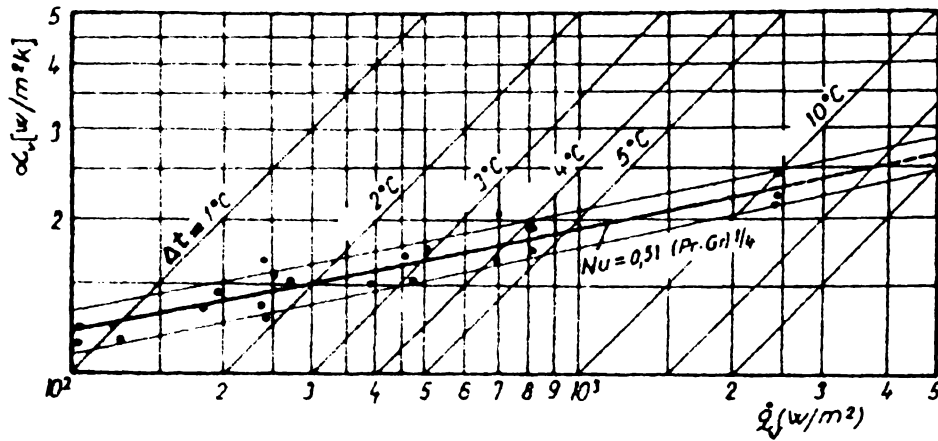
3.1. VAPORIZAREA ÎN DOMENIUL DE CONVECTIV

Cercetările experimentale referitoare la vaporizarea în domeniul convectiv sînt destul de puține, materialul experimental fiind relativ cîrac și divergent. Aceasta, pe de o parte, deoarece majoritatea vaporizatoarelor tehnice lucrează în regim normal de funcționare în domeniul vaporizării cu bulă, ceea ce face ca în special acest domeniu să nu se cerceteze, iar pe altă parte, realizarea convecției libere pure în spații limitate este destul de greu de realizat.

Cercetarea vaporizării în domeniul convectiv sînt în primul rînd importante datorită faptului că rezolvă problema la punerea în funcțiune a vaporizatorului, în cazul în care fluxul de căldură este crescut și temperatura de vaporizare

Ilucidarea condițiilor în care se instalează vaporizarea cu bule, problemă deosebită importantă, atât pentru fenomenul de vaporizare, cât și pentru fenomenul de cavitație.

Rezultatele cercetărilor proprii [89] în acest domeniu, sînt sintetizate în fig.3.1-01, în care sînt reprezentate punctele experimentale



obținute la temperaturi de vaporizare cuprinse între +18 și +42°C. Pentru acest domeniu de lucru valorile produsului $Gr_m \cdot Pr_m$ sînt cuprinse între $1,55 \cdot 10^6$ și $2 \cdot 10^7$.

Fig.3.1-01 Vaporizarea în domeniul convectiv.

De la început trebuie menționat că nu s-a putut pune în evidență o dependență a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare - α_v - de temperatura de vaporizare, motiv pentru care în diagramă nu sînt menționate aceste temperaturi.

Punctele experimentale reprezentate în diagrama $\alpha_v = f(q_v)$ în coordonate logaritmice se grupează bine în jurul unei drepte medii care respectă ecuația criterială:

$$Nu_m = 0,51 (Gr_m \cdot Pr_m)^{1/4} \quad (3.1-1)$$

unde:

$$Nu_m = \frac{\alpha_v \cdot d}{\lambda_m}$$

$$Gr_m = \frac{\rho_m \cdot \beta_m \cdot \Delta t \cdot d^3}{\nu_m^2} \quad (3.1-2)$$

$$Pr_m = \frac{\eta_m \cdot c_m}{\lambda_m}$$

în care: α_v (W/m²K) - coeficientul de schimb de căldură la vaporizare;

d (m) - diametrul tubului;

- λ_m (W/m.K) - coeficientul de conductivitate al lichidului;
- $g = 9,81(m/s^2)$ - accelerația gravitațională
- β_m (K^{-1}) - coeficientul de dilatare volumică al lichidului;
- $\Delta t = t_p - t_s$ (K) - diferența dintre temperatura peretelui tubului - t_p - și temperatura de vaporizare - t_s - ;
- η_m (Kg/m.s) - vîscozitatea dinamică a lichidului;
- ν_m (m^2/s) - vîscozitatea cinematică;
- c_m (I/Kg K) - căldura specifică a lichidului.

Indicele - m - se referă la faptul că mărimile fizice ale lichidului din stratul limită termic sînt luate la temperatura medie a acestuia, calculată cu relația:

$$t_m = \frac{t_p + t_s}{2} \quad (3.1-3)$$

Exponentul obținut, $1/4$, este identic cu cel din ecuațiile stabilite experimental de către alți cercetători [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15] în cazul convecției libere pe o suprafață cilindrică orizontală, pentru gaze și pentru lichide cu temperatura mai mică decît temperatura de fierbere.

Constanta obținută - 0,51 - reprezintă o medie a constantelor pentru punctele experimentale cuprinse în domeniul de dispersie. Abaterile maxime față de valoarea medie obținută sînt mai mici de $\pm 10\%$. Cu această observație relația (3.1-1) poate fi scrisă și sub forma:

$$Nu_m = (0,51 \pm 0,05) \cdot (Gr_m \cdot Pr_m)^{1/4} \quad (3.1-4)$$

După datele experimentale obținute pentru aer de către Sberle [10], Hamster [11], Koch [12] și pentru apă, de către Ackermann [13] în domeniul $10^3 < Gr_m \cdot Pr_m < 10^9$ valoarea constantei ar fi - 0,53 -

După Kice [14] valoarea constantei ar fi - 0,47 -

După Hermann [9] pentru domeniul curgerii laminare intensificate valoarea constantei ar fi - 0,40.

de Jakob [16] care a prelucrat majoritatea rezultatelor experimentale, cunoscute pînă la el, pentru gaze și lichide și pentru temperaturi mai mici decît temperatura de fierbere, pentru diferențe de temperatură intensă, adică pentru diferențe mijlocii de temperatură ale care: $5 \cdot 10^3 \leq (Gr_m \cdot Pr_m) \leq 2 \cdot 10^7$, valoarea constantă $C = 0,54$ -

Gorenflo [17] face cercetări experimentale referitoare la vaporizarea în domeniul convectiv folosind agenții frigorifici freon 502, freon 113, freon 11, freon 22, care vaporizează pe tuburi orizontale cu diametrul exterior de 12 mm.

În fig. 3.1-02 se prezintă dependența $Nu_m = f(Gr_m \cdot Pr_m)$ pentru toate punctele măsurate. Gorenflo consideră că rezultatele

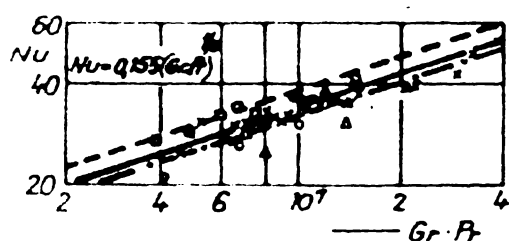


Fig. 3.1-02, Cercetările lui Gorenflo.

pot fi generalizate prin relația:

$$Nu_m = 0,155 (Gr \cdot Pr)^{1/3} \quad (3.1-5)$$

trasată pe diagramă cu linie continuă. Pe diagramă, Gorenflo prezintă pentru comparație și rezultatele lui

Jakob și Linke [2] obținute pentru apă și CCl_4 , la vaporizarea convectivă pe o placă plană.

La relația (3.1-5) sînt de făcut următoarele observații:

- 1 - Prin trasarea curbei medii după relația (3.1-5) apar mari diferențe între agenții frigorifici folosiți, ceea ce nu este admisibil la o relație cu caracter general. Se observă astfel că punctele pentru freon 22 se plasează deasupra curbei medii, iar cele pentru freon 502, freon 113 și freon 11 sub curba medie;
- 2 - Se pare că exponentul $- 1/3$ - a fost ales de către Gorenflo doar din considerentul paralelismului cu curbele lui Jakob și Linke, curbe care au fost determinate pentru un caz geometric complet diferit de cel tratat de către Gorenflo;
- 3 - Punctele pentru freon 11 nu pot fi luate în considerare decât cel mult pentru determinarea exponentului, deoarece încercările s-au făcut cu tuburi aripate cu diverși coeficienți de aripare cu diametrul părții nearipate de 12 mm;

condiții în care valorile criteriului Gr_m , calculate cu diametrul părții nesaripate și cu diferența de temperatură măsurată în aceeași zonă, nu sînt concludente.

Sub rezerva exprimată la punctul 3 s-a trasat o dreaptă cu exponentul $- 1/4$ - și cu coeficientul $- 0,56$ - care descrie mult mai bine fenomenul, avînd avantajul că micșorează mult diferențele față de curba medie ale diverșilor agenți frigorifici folosiți.

Schroth [18] cercetează vaporizarea freonului 11 și a freonului 12 pe tevi orizontale cu diametrul de 25 mm, netede și aripate.

În fig.3.1-03 sînt prezentate rezultatele obținute la vaporizarea freonului 12 pe o țevă aripată la diverse presiuni.

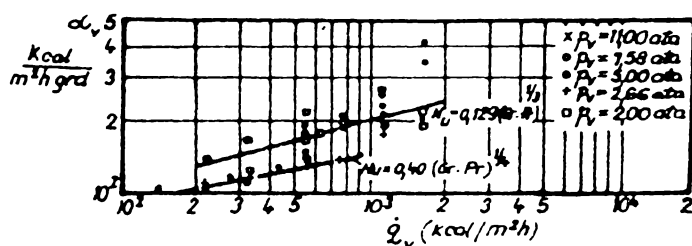


Fig.3.1-03 Cercetările lui Schroth.

Pe diagramă sînt trasate curbele $Nu_m = 0,129(Gr_m.Pr_m)^{1/3}$ și $Nu_m = 0,40(Gr_m.Pr_m)^{1/4}$ valabile după Herman [9] pentru gaze și lichide subrăcite în

domeniul turbulent și laminar.

Pe diagramă s-a trasat și curba $Nu_m = 0,46(Gr_m.Pr_m)^{1/4}$ care generalizează mult mai bine rezultatele experimentale ale lui Schroth, plasîndu-se între cele două benzi de puncte experimentale.

Güttinger [20], lucrînd cu freon 11 numai la presiunea atmosferică, apreciază că rezultatele experimentale pot fi generalizate în domeniul convectiv prin relația:

$$Nu_m = 0,5 (Gr.Pr)^{1/4} \quad (3.1-6)$$

Hirschberg [19] apreciază pe baza rezultatelor experimentale obținute pînă la el, că se pare că ecuațiile valabile pentru gaze și lichide subrăcite se pot folosi și în cazul vaporizării în domeniul convectiv, păstrînd exponentul $1/4$ la curgerea laminară intensificată și $1/3$ la curgerea turbulentă, adică valoarea constantei ar trebui mărită, fără a preciza încă ce se cere în ce măsură.

Analiza datelor prezentate mai sus se constată că valorile coeficienților obținute de către alți cercetători (cu excepția lui Grann) în domeniul convecției libere pentru gaze și lichide subrăcite precum și la vaporizarea în domeniul convectiv sînt exprimate perfect în domeniul de dispersie posibil al constantei cît și înate în cercetările proprii la vaporizarea convectivă a fluidului în un tub singular. Exponentul, categoric, nu poate avea altă valoare decît - $1/4$ -

În această situație se poate afirma cu certitudine că schimbul de căldură la vaporizarea în domeniul convectiv se desfășoară identic cu schimbul de căldură la convecția liberă pentru gaze și lichide subrăcite și în consecință ecuațiile criteriale utilizate pentru acest caz pot fi folosite și pentru calculul coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea în domeniul convectiv și că valoarea cea mai probabilă a constantei care intră în ecuația criterială pentru curgerea laminară intensificată este - $0,51$ -

Pentru calcule practice, operative, ecuația (1) se poate scrie sub forma:

$$\alpha_v = (46,9 \pm 4,7) \cdot \dot{q}_v^{0,205} \quad (3.1-7)$$

Sub această formă se pune în evidență dependența coeficientului de schimb de căldură la vaporizare - α_v - de densitatea fluxului de căldură transmis prin peretele tubului - \dot{q}_v -

Înlocuind în relația 3.1-1 expresiile criteriilor de similitudine Nu_m , Gr_m și Pr_m se poate scrie o relație de forma:

$$\alpha_v = 0,902 \cdot \varphi(t_m) \left(\frac{\Delta t}{d} \right)^{0,25} \quad (3.1-8)$$

unde:

$$\varphi(t_m) = \lambda_m \left[\frac{\beta_m \cdot \rho_m \cdot c_m}{\nu_m \cdot \lambda_m} \right]^{0,25} \quad (3.1-9)$$

$$t_m = \frac{t_p + t_s}{2} = t_s + \frac{\Delta t}{2} \quad (3.1-10)$$

Sub această formă se pune în evidență dependența lui α_v de diferența de temperatură - Δt - dintre peretele tubului - t_p și temperatura de vaporizare - t_s -, de diametrul tubului - d - și de proprietățile fizice ale fluidului la temperatura medie prin ductul - $\varphi(t_m)$.

Funcția - $\varphi(t_m)$ - pentru freon 11 a fost calculată pe intervalul $0^\circ\text{C} < t_m \leq 50^\circ\text{C}$. Calculurile sînt centralizate în tabelul 3.1-1, iar funcția $\varphi(t_m)$ este reprezentată în fig. 3.1-04.

Tabela 3.1-1

t_m ($^\circ\text{C}$)	$\beta_m \times 10^2$ (K^{-1})	ρ_m (Kg/m^3)	c_m ($\text{J}/\text{Kg} \cdot \text{K}$)	$\nu \times 10^6$ (m^2/s)	λ_m ($\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$)	$\varphi(t_m)$ ($\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}^{5/4}$)
0	0,1581	1534,62	855,20	0,349	0,0952	47,59
10	0,1587	1511,39	861,48	0,320	0,0917	47,24
20	0,1593	1487,36	866,50	0,296	0,0883	46,75
30	0,1599	1463,33	871,53	0,275	0,0848	46,11
40	0,1605	1439,31	878,22	0,258	0,0814	45,38
50	0,1612	1413,67	884,08	0,244	0,0779	44,45

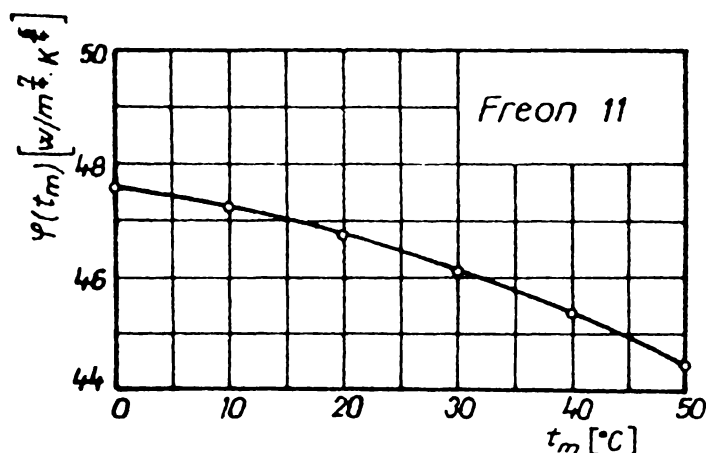


Fig.3.1-04. Funcția $\varphi(t_m)$

temperaturi de vaporizare vor fi foarte apropiate una de alta, așa încît nu se pot trage curbe distincte.

Se constată o slabă dependență a funcției $\varphi(t_m)$ de temperatura medie - t_m . Valoarea de la $t_m = 0(^\circ\text{C})$ nu este decît cu 6% mai mare decît cea de la $t_m = +50(^\circ\text{C})$.

Din relațiile (3.1-3), (3.1-9), (3.1-10) rezultă că în coordonate $\alpha_v, \Delta t$, temperatura de vaporizare constituie un parametru, dar curbele pentru diverse

3.2. VAPORIZAREA ÎN DOMENIUL TRANSITORIU

Curba de vaporizare (fig.3.2-01) prezintă un fenomen de histerezis la trecerea din domeniul schimbului de căldură convectiv la domeniul vaporizării cu bule. Histerezisul constă în aceea că pentru amorsarea vaporizării cu bule, la punerea în funcțiune a vaporizatorului sînt necesare supraîncălziri ale peretelui, cu mult mai mari decît supraîncălzirile necesare pentru

activării cu bule în centrul respectiv de formare

Fig. 3.2-01

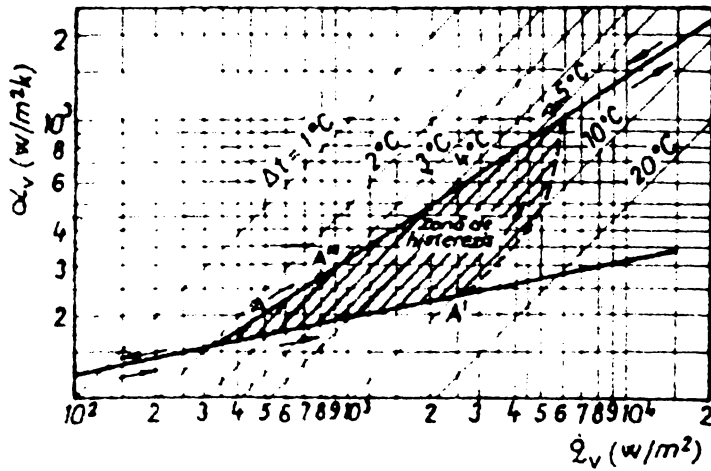


Fig. 3.2-01

... vaporizare cu ...

... tub orizontal cu diametrul ... vaporizare $t_s = 40(^{\circ}\text{C})$, la supra-
 $\Delta t \approx 10,5(^{\circ}\text{C})$ la densitatea fluxului $\dot{q}_v =$
 $3,8 \cdot 10^3$ (W/m^2).

Vaporizarea cu bule se instalează în punctul A' la o anumită supraîncălzire, după care la creșterea ulterioară a densității fluxului de căldură se trece în punctul A'' în care vaporizarea cu bule este extinsă pe întreaga suprafață.

In fig.3.2-02 este prezentată instalarea vaporizării cu bule

In fig.3.2-03 este prezentată extinderea vaporizării cu bule la creșterea densității fluxului la $\dot{q}_v = 3,8 \cdot 10^3$ (W/m^2). Supraîncălzirea scade la $\Delta t \approx 10,4(^{\circ}\text{C})$.

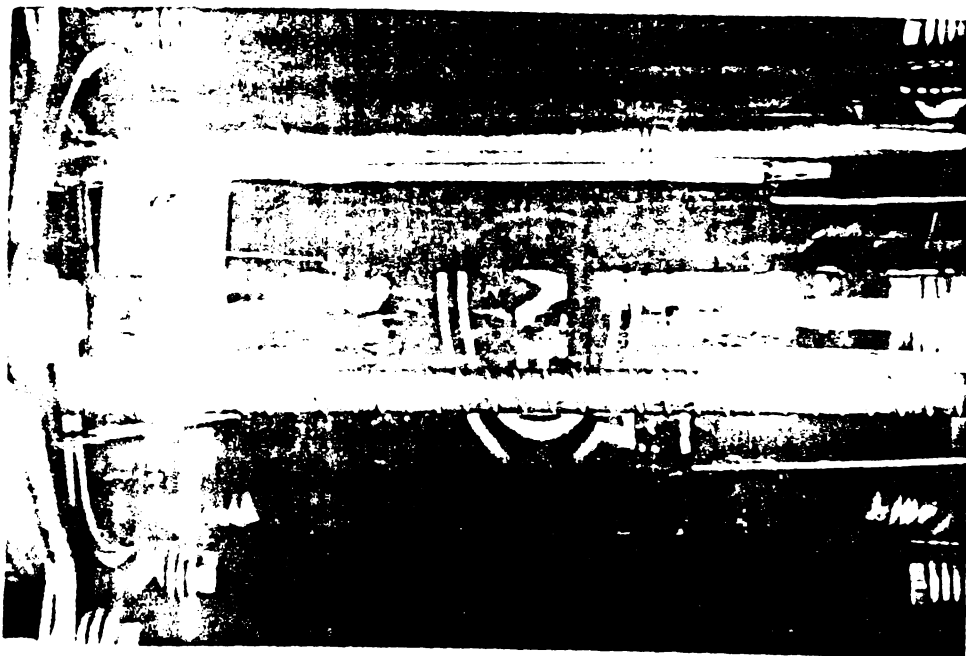


Fig. 3.2-03

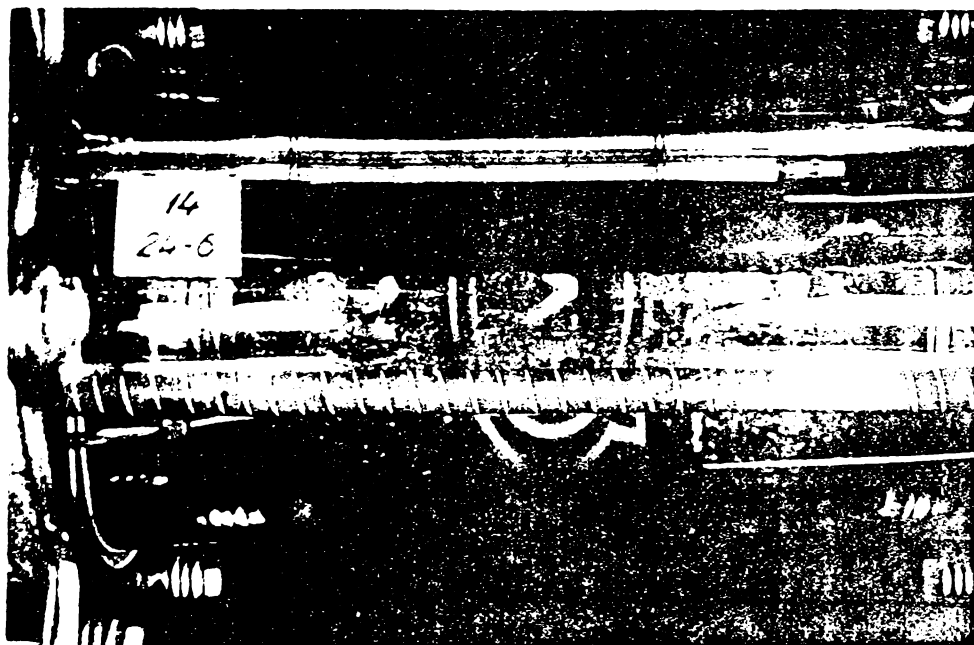
... extinderea vaporizării cu bule.

Centrul de vaporizare cu bule care a fost activat în punctul A''

se va activă în continuare la micșorarea densității respectiv a supraîncălzirii până într-un punct careare A''' plasat pe curba A-A''. În punctul A' toți centrii de degajare a bulelor sînt dez-activați.

... [?] ... stăsi este unanim acceptată ideea ...

diționată de existența incluziunilor gaze necondensabile în cavitățile suprafeței, incluziuni care servesc drept nucleu de formare ale bulilor de vapori. Volumul acestor incluziuni de



gaze crește dacă se mărește și presiunea lichidului și dacă crește temperatura a lui. La o anumită valoare a presiunii sau o anumită valoare a supraîncălzirii bulii se pot forma și crește din cauza rezultat în urma vaporizării lichidului înconjurător.

Fig.3.2-03. Extinderea vaporizării cu buli.

Într-o altă situație apare o cavități mare care desprinde de la perete urcând în lichid. În zona cavității rămâne o cantitate de vapori și gaze care favorizează reapariția fenomenului. Nickelson [22] vădind suprafața de fierbere și încălzind-o la temperaturi mari, înainte de introducerea lichidului, a arătat că amorsarea vaporizării cu buli se produce la supraîncălziri, cu atât mai mari, cu cât vidul a fost mai înalt. Clark, Streng și Westwater [23] studiind cu un microscop electronic centre singulare de formare ale bulilor au stabilit că în totalitate acestea erau edincituri. Terikci, Shimadzu și Fujishiro [91] au dovedit experimental că amorsarea vaporizării cu buli se face la supraîncălziri, cu atât mai mici, cu cât conținutul de gaze necondensabile dizolvate în lichid este mai mare.

Singer și Holtz [92] arată că în mai multe experimente au măsurat supraîncălzirea de inițiere a vaporizării cu buli centru sodiu și potasiu lichid, obținând rezultate foarte disparate, variind de la 5 la 900(°C). Valorile ridicate de supraîncălzirii sînt atribuite în primul rînd curățării insuficiente a metalului lichid de impurități inerente, înaintea experimentelor.

În cercetările proprii, efectuate cu Freon 11, s-a constatat că supraîncălzirea necesară pentru inițierea vaporizării cu bule este cu atât mai mare, cu cât temperatura de vaporizare este mai mică și că amorsarea bulelor se produce, de fiecare dată în altă zonă a suprafeței. Odată instalată, vaporizarea cu bule se menține pînă la supraîncălziri mult mai mici decît cele necesare pentru amorsarea vaporizării. La creșterea temperaturii de vaporizare s-a constatat creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, creștere pusă în legătură cu creșterea numărului centrilor de formare a bulelor [94].

În momentul de față nu există încă un model teoretic unitar care să explice toate aceste fenomene. În cele ce urmează se încearcă tocmai prezentarea unui asemenea model teoretic.

3.2.1. Supraîncălzirea necesară pentru activarea unui centru de vaporizare cu bule.

Se va lua în considerare în cele ce urmează cazul unei cavități de formă conică, plasată pe o suprafață orizontală, ca cea reprezentată în fig.3.2-01. Cavitățile este caracterizată printr-un unghi de deschidere - β - și o rază r_c la nivelul peretelui. Lichidul udă peretele sub unghiul de contact $\varphi < 90^\circ$.

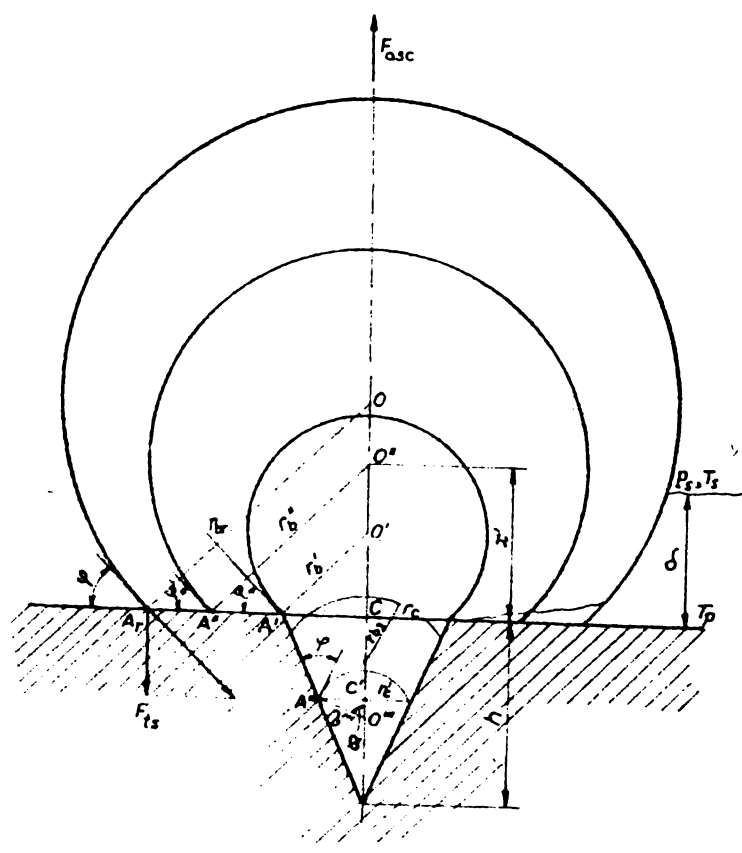


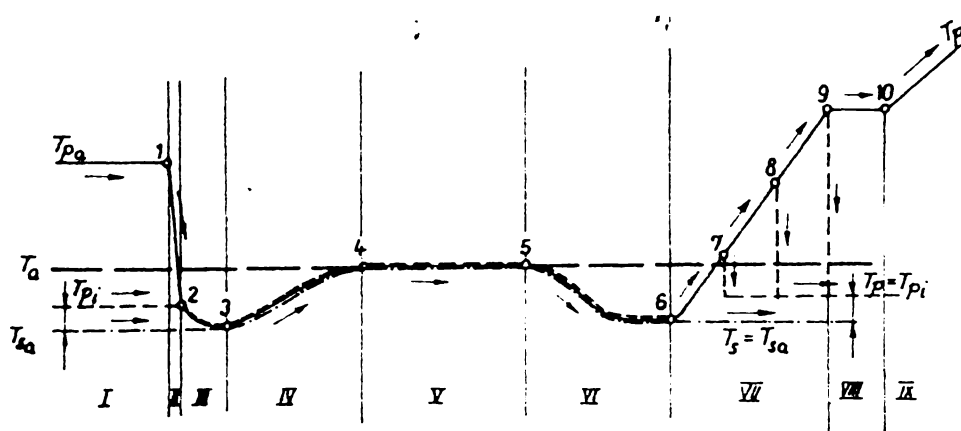
Fig.3.2-04. Evoluția bulei în jurul unei cavități conice.

Se consideră că centrul de vaporizare a fost activat și că el produce bule de vapor în condițiile corespunzătoare regimului I din fig.3.2-05 caracterizat prin următoarele mărimi:

- T_{p_a} [K] - temperatura peretelui într-o zonă neinfluențată de prezenta bulei de vapor, zonă

în care se produce numai un schimb de căldură convectiv;

- T_{s_a} [K] temperatura de vaporizare corespunzătoare presiunii p_{s_a} la care se produce vaporizarea;
- T_{p_i} [K] temperatura medie a peretelui sub bulă, în zona adiacentă cavității. În regim staționar de funcționare a centrului de vaporizare se stabilește o temperatură medie a peretelui t_{p_i} mai mică decât temperatura peretelui în zonele fără bule T_{p_a} . O serie de cercetători [48], [49], [50], [55], [95] au pus în evidență scăderi apreciabile ale temperaturii locale pe perete, sub bulă.
- T_a [K] temperatura mediului ambiant în care este plasat vaporizatorul.



În regiul II, care începe în punctul 1, se deconectează rezistența de încălzire a tubului, păstrându-se însă constantă temperatura de vaporizare T_{s_a} . Temperatura peretelui va scădea pînă în punctul 2, cînd $T_{p_a} = T_{p_i}$. Între punctul

Fig.3.2-05. Evoluția în timp a stării centrului de vaporizare.

1 și 2 centrul de vaporizare rămîne activ. Cînd T_{p_a} devine mai mic decît T_{p_i} centrul de vaporizare se va dezactiva, deci nu se vor mai degaja bule. În momentul începerii dezactivării, volumul bulei este V_b'' , corespunzător razei bulei r_b'' (Fig.3.2-04).

Acest volum este cuprins între volumul maxim al bulei V_{br} corespunzător razei bulei r_{br} cînd se produce ruperea ei de pe suprafața și volumul minim al bulei V_b' corespunzător razei r_b' , cînd bula este dezvoltată numai în jurul cavității.

Din punctul 2 se va produce involuția bulei - adică micșorarea volumului ei prin condensarea vaporilor pe care îi conține. Acest moment al începerii involuției bulei este esențial pentru evoluția ulterioară a centrului de vaporizare, inclusiv pentru supraîncălzirea necesară reactivării lui, după care se va vedea în cele ce urmează:

Înghițind efectul forțelor dinamice date de mișcarea ascendentă lichidului înconjurător, se poate considera că bula va avea forma unei zone sferice. Volumul total al bulei V_b'' este format din volumul bulei propriu-zise V'' și volumul cavității din perete V_c :

$$V_b'' = V'' + V_c \quad (3.2-1)$$

Cu notațiile din fig.3.2-04 rezultă:

$$V'' = \frac{\pi \cdot z}{6} (3a^2 + z^2) \quad (3.2-2)$$

unde:

$$\begin{aligned} a &= r_b'' \cdot \sin \varphi \\ z &= r_b'' + z'' \end{aligned} \quad (3.2-3)$$

cu: $z'' = r_b'' \cdot \cos \varphi$

$$z = r_b'' + r_b'' \cdot \cos \varphi = r_b'' (1 + \cos \varphi)$$

Cu acestea:

$$V'' = \frac{\pi}{6} r_b'' (1 + \cos \varphi) [3 r_b'' \cdot \sin^2 \varphi + r_b''^2 (1 + \cos \varphi)^2] \quad (3.2-4)$$

sau:

$$V'' = \frac{\pi}{6} r_b''^3 (1 + \cos \varphi) (3 \sin^2 \varphi + 1 + 2 \cos \varphi + \cos^2 \varphi) \quad (3.2-5)$$

cu: $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$

relatia (3.2-5) devine:

$$V'' = \frac{2\pi}{6} r_b''^3 (1 + \cos \varphi) (1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) \quad (3.2-6)$$

notînd:

$$Z = \frac{r_b''}{r_c}$$

$$V'' = \frac{2\pi}{6} Z^3 \cdot r_c^3 (1 + \cos \varphi) (1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) \quad (3.2-7)$$

Volumul conului V_c este:

$$V_c = \frac{\pi r_c^2 \cdot h}{3} \quad (3.2-8)$$

cu:

$$h = \frac{r_c}{\operatorname{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right)} \quad (3.2-9)$$

$$V_c = \frac{\pi \cdot r_c^3}{3 \operatorname{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right)} \quad (3.2-10)$$

Cu acestea volumul total al bulei V_b'' este:

$$V_b'' = \frac{2\pi}{6} r_c^3 \left[z^3(1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) + \frac{1}{\operatorname{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right)} \right] \quad (3.2-11)$$

sau:

$$V_b'' = K_B \cdot r_c^3 \quad (3.2-12)$$

unde:

$$K_B = \frac{2\pi}{6} \left[z^3(1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) + \frac{1}{\operatorname{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right)} \right] \quad (3.2-13)$$

Cantitatea de vapori din bulă este:

$$m_b'' = \rho''_{(T_b)} \cdot V_b'' \quad (3.2-14)$$

$\rho''_{(T_b)}$ - reprezintă densitatea vaporilor saturați din bulă corespunzătoare temperaturii acestora T_b .

Este de observat că temperatura vaporilor din bulă este cuprinsă între temperatura peretelui sub bulă T_{pi} și temperatura lichidului înconjurător, care fierbe T_{sa} , corespunzătoare presiunii de saturație p_s . Când involuția bulelor se produce de la raze mari, apropiate de raza de rupere, temperatura vaporilor din bulă va fi apropiată de temperatura de fierbere T_g , iar când involuția începe de la raze mici, apropiate de raza cavitații, temperatura vaporilor din bulă va fi apropiată de tem-

temperatura peretelui sub bulă T_{pi} .

Vaporii din bulă provin din vaporizarea unei cantități echivalente de lichid în care se găsesc dizolvate gaze necondensabile în proporția masică - μ - [kg/kg]. Se va considera în cele ce urmează că în lichid este dizolvat aer. Cantitatea de aer din bulă în momentul începerii involuției este:

$$m_{aer}'' = \mu \cdot V_b'' \cdot \rho''(T_b) = \mu \cdot K_B \cdot r_c^3 \cdot \rho''(T_b) \quad (3.2-15)$$

Procesul de involuție al bulei, care începe în punctul 2, (fig.3.2-05) constă în condensarea vaporilor din bulă și trecerea lor, prin aceasta, în lichidul înconjurător. Se consideră că în procesul de involuție, în prima fază, corespunzătoare regimului III - cuprins între punctele 2 și 3 (fig.3.2-05), (pînă cînd temperatura peretelui și a lichidului devin egale) cantitatea de aer din bulă rămîne neschimbată.

În punctul 3 bula va avea un anumit volum V_{b3} corespunzător unei raze r_{b3} care poate să fie în interiorul sau exteriorul cavității. În bulă se va găsi un amestec de vaporii și de aer. Presiunea parțială a vaporilor p_v va fi egală cu presiunea de saturație corespunzătoare temperaturii lichidului $T_L = T_{sa}$. Avînd în vedere că vaporizatorul este un sistem etanș presiunea lichidului p_L va fi de asemenea egală cu presiunea de saturație corespunzătoare aceleiași temperaturi, așa încît

$$p_L = p_s = p_v$$

Aerul se găsește în bulă la presiunea parțială p_{aer3} .

Asupra vaporilor și gazelor din bulă acționează pe lîngă presiunea statică a lichidului și presiunea dată de tensiunea superficială p_{σ} . Din condiția de echilibru a bulei rezultă:

$$p_{L3} + p_{\sigma 3} = p_{v3} + p_{aer3} \quad (3.2-16)$$

sau:

$$p_{aer3} = p_{\sigma 3} = \frac{2\sigma(T_{sa})}{r_{b3}} \quad (3.2-17)$$

unde: $\sigma(T_{sa})$ - este tensiunea superficială a lichidului în echilibru termodinamic cu valorii săi la temperatura T_{sa} .

Cantitatea de aer din bulă se poate calcula cu relația:

$$m_{\text{aer}_3} = V_{b_3} \cdot \rho_{\text{aer}_3} = m''_{\text{aer}} \quad (3.2-18)$$

unde:

$$\rho_{\text{aer}_3} = \frac{p_{\text{aer}_3}}{R_{\text{aer}} \cdot T_{\text{sa}}} \quad (3.2-19)$$

Din punctul 3 se oprește agregatul frigorific care asigură răcirea condensatorului instalației experimentale și prin aceasta temperatura lichidului și a peretelui evoluează în sensul apropierii de temperatura mediului ambiant T_a .

Egalarea temperaturilor se produce în punctul 4, după care lichidul și peretele tubului se vor menține la această temperatură, constantă, sau variabilă, atît timp cît agregatul frigorific și încălzirea tubului nu sînt conectate.

Pentru reamorsarea vaporizării la aceeași temperatură de vaporizare $T_s = T_{\text{sa}}$, în punctul 5 se pornește agregatul frigorific. Temperatura lichidului și a peretelui evoluează împreună pînă în punctul 6. În timpul τ , în care sistemul evoluează din starea 3 în starea 6 se produce o micșorare a volumului bulei din cauza difuziei aerului din bulă în lichidul înconjurător, difuzie care se produce datorită diferenței dintre presiunea parțială a aerului din bulă și presiunea parțială a aerului în lichidul înconjurător. Pe măsura micșorării dimensiunilor bulei, presiunea parțială a vaporilor se menține egală cu presiunea de saturație a lichidului înconjurător. Cantitatea de aer din bulă în punctul 6, cînd bula va avea volumul V_b'' , corespunzător razei r_b'' se poate calcula cu relația:

$$m''_{\text{aer}} = m_{\text{aer}_3} \cdot \xi(\tau) = m''_{\text{aer}} \cdot \xi(\tau) = \mu \cdot \xi(\tau) \cdot K_B \cdot r_c^3 \cdot \rho''(T_b) \quad (3.2-20)$$

unde: $\xi(\tau)$ - coeficientul de remanentă, este cuprins între $0 \div 1$. El exprimă raportul dintre cantitatea de aer rămasă în bulă și cantitatea inițială de aer din bulă. Evident, pentru

$$\begin{aligned} \tau = 0, & \quad \xi(\tau) = 1 \\ \tau = \infty, & \quad \xi(\tau) \rightarrow 0 \end{aligned}$$

În această fază a tratării problemei nu interesează funcția $\xi(\tau)$.

Dacă timpul τ este suficient de mare, bula va pătrunde în cavitate ocupând volumul V_b'' .

Cu notațiile din fig.(3.2-04)

$$V_b'' = V''' + V_c \quad (3.2-21)$$

unde: V''' [m³] este volumul zonei sferice (A''' D.C'.A''');
 V_c [m³] - volumul conului (A''' . C' . A''' . E) care are raza la bază r_c' .

Observând că unghiul:

$$\epsilon = 180^\circ - \left[\left(90^\circ - \frac{\beta}{2} \right) + \varphi \right] = 90^\circ - \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) \quad (3.2-22)$$

se poate scrie:

$$r_b'' = \frac{r_c'}{\cos \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \quad (3.2-23)$$

Pentru calculul volumului V_b'' se folosește relația (3.2-2) :

unde:

$$\left. \begin{aligned} z &= r_b'' - z' \\ \text{cu: } z' &= r_c' \cdot \operatorname{tg} \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) \\ z &= \frac{r_c'}{\cos \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \left[1 - \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) \right] \\ z &= r_c' \end{aligned} \right\} \quad (3.2-24)$$

Cu acestea se obține:

$$\begin{aligned} V''' &= \frac{\pi}{6} r_c' \frac{1 - \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)}{\cos \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \left\{ 3 r_c'^2 + r_c'^2 \left[\frac{1 - \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)}{\cos \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \right]^2 \right\} = \\ &= \frac{\pi}{6} r_c' \frac{1 - \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)}{\cos \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \left[3 + \frac{1 - 2 \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) + \sin^2 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)}{\cos^2 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \right] = \\ &= \frac{\pi}{6} r_c' \frac{1 - \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)}{\cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \left[3 \cos^2 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) + 1 - 2 \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) + \right. \\ &\left. + \sin^2 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) \right] \quad (3.2-25) \end{aligned}$$

cu: $\sin^2(\varphi - \frac{\beta}{2}) + \cos^2(\varphi - \frac{\beta}{2}) = 1$, se obține:

$$V''' = \frac{2\pi}{6} r'_c{}^3 \frac{1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2})}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} \left[1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2}) + \cos^2(\varphi - \frac{\beta}{2}) \right] \quad (3.2-26)$$

$$V'_c = \frac{\pi \cdot r'_c{}^2}{3 \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \quad (3.2-27)$$

Cu acestea se obține:

$$V'''_b = \frac{2\pi}{6} r'_c{}^3 \left\{ \frac{[1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2})][1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2}) + \cos^2(\varphi - \frac{\beta}{2})]}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} + \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right\} \quad (3.2-28)$$

sau:

$$V'''_b = K_A \cdot r'_c{}^3 \quad (3.2-29)$$

unde:

$$K_A = \frac{2\pi}{6} \left\{ \frac{[1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2})][1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2}) + \cos^2(\varphi - \frac{\beta}{2})]}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} + \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right\} \quad (3.2-30)$$

Densitatea aerului din bulă este:

$$\rho'''_{\text{aer}} = \frac{p'''_{\text{aer}}}{R \cdot T_{\text{sa}}} = \frac{2\sigma(T_{\text{sa}})}{r'''_b \cdot R \cdot T_{\text{sa}}} = \frac{2\sigma(T_{\text{sa}}) \cdot \cos(\varphi - \frac{\beta}{2})}{r'_c \cdot R \cdot T_{\text{sa}}} \quad (3.2-31)$$

Cantitatea de aer din bulă poate fi scrisă și sub forma:

$$\begin{aligned} m'''_{\text{aer}} &= \rho'''_{\text{aer}} \cdot V'''_b = K_A \cdot r'_c{}^3 \frac{2\sigma(T_{\text{sa}}) \cdot \cos(\varphi - \frac{\beta}{2})}{r'_c \cdot h \cdot T_{\text{sa}}} = \\ &= K_A \cdot r'_c{}^2 \frac{2\sigma(T_{\text{sa}})}{R \cdot T_{\text{sa}}} \cdot \cos(\varphi - \frac{\beta}{2}) \end{aligned} \quad (3.2-32)$$

Comparând relația (3.2-20) cu relația (3.2-32) rezultă:

$$\zeta(\tau) \cdot K_B \cdot r_c^3 \cdot \rho''(T_b) = K_A \cdot r_c'^2 \frac{2\sigma(T_{sa})}{R \cdot T_{sa}} \cdot \cos\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) \quad (3.2-33)$$

de unde:

$$r_c' = \sqrt{\mu \cdot \zeta(\tau) \cdot \frac{K_B}{K_A} \cdot r_c^3 \frac{1}{\cos\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)} \frac{\rho''(T_b) - R \cdot T_{sa}}{2 \cdot \sigma(T_{sa})}} \quad (3.2-34)$$

Această relație permite calcularea razei bulei remanente de gaz în cavitate, după un anumit timp τ de la începerea involuției și în funcție de conținutul de gaz dizolvat în lichid, μ , de măsurile geometrice caracteristice, de proprietățile lichidului și ale gazului și de temperatură.

De pune în continuare problema determinării condițiilor în care bula poate fi reactivată. Din punctul 6 (fig.3.2-05) se conectează încălzirea tubului, dar temperatura de saturație a lichidului se menține constantă $T_s = T_{sa}$. Temperatura peretelui T_p va crește. Amorsarea bulei se va produce la o anumită supraîncălzire a lichidului în stratul limită $\Delta T_{cr} = T_{p_{cr}} - T_s$.

Punctul de amorsare este plasat undeva pe curba 6-9. După amorsarea centrului de vaporizare temperatura peretelui sub bulă devine din nou T_{p1} , indiferent de temperatura peretelui la care s-a produs amorsarea bulei. În cele ce urmează se va determina analitic supraîncălzirea necesară pentru amorsarea centrului de vaporizare. La creșterea temperaturii peretelui de la T_s la T_p va crește și temperatura lichidului din jurul bulei aflată în cavitate și de asemenea temperatura amestecului de vapor și aer din bulă. Dimensiunile bulei vor crește datorită dilatării aerului și datorită vaporizării unei cantități din lichidul înconjurător. La o anumită temperatură raza de curbură a bulei va deveni r_x . Condiția de echilibru a bulei pentru această situație va fi:

$$p_L + \frac{2\sigma(T_p)}{r_x} = p_p + p_{aer} r_x \quad (3.2-35)$$

unde:

p_L - este presiunea lichidului din vaporizator egală cu presiunea de saturație p_g corespunzătoare temperaturii T_g ;

p_p - presiunea parțială a vaporilor din bulă egală cu presiunea de saturație corespunzătoare temperaturii T_p ;

p_{aer_x} - presiunea parțială a aerului din bulă în urma creșterii dimensiunilor bulei. (Se neglijează creșterea cantității de aer din bulă ca urmare a vaporizării unei cantități de lichid).

Această presiune poate fi calculată cu relație:

$$p_{aer_x} \cdot V_{b_x} = m_{aer} \cdot R \cdot T_p = m''_{aer} \cdot R \cdot T_p \quad (3.2-36)$$

unde:

$V_{b_x} [m^3]$ este volumul bulei cu raza de curbură r_x .

Din relațiile (3.2-29) și (3.2-23) rezultă:

$$V_{b_x} = K_A \cdot r_x^3 \cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) \quad (3.2-37)$$

de unde:

$$p_{aer_x} = \frac{m''_{aer} \cdot R \cdot T_p}{K_A \cdot r_x^3 \cdot \cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \quad (3.2-38)$$

Din relația (3.2-35) rezultă:

$$\Delta p = p_p - p_L = \frac{2\sigma(T_p)}{r_x} - \frac{m''_{aer} \cdot R \cdot T_p}{K_A \cdot r_x^3 \cdot \cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \quad (3.2-39)$$

Δp prezintă un maxim pentru $\frac{d(\Delta p)}{dr_x} = 0$

$$\frac{d(\Delta p)}{dr_x} = \frac{-2\sigma(T_{p_{cr}})}{r_{x_{cr}}^2} + \frac{3 m''_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot r_{x_{cr}}^4 \cdot \cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} = 0 \quad (3.2-40)$$

sau:

$$\frac{1}{r_{x_{cr}}^2} \left[-2\sigma(T_{p_{cr}}) + \frac{3 m_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot r_{x_{cr}}^2 \cdot \cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} \right] = 0 \quad (3.2-41)$$

cu coste și ∞ rezultă:

Dei

$$\frac{m'''_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot r_{cr}^3 \cdot \cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} = 2\sigma(T_{p_{cr}}) \quad (3.2-42)$$

deci:

$$r_{cr} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m'''_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot \sigma(T_{p_{cr}}) \cdot \cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})}} \quad (3.2-43)$$

de aceasta, rezultă:

$$\begin{aligned} \Delta p_{cr} &= \frac{1}{\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m'''_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot \cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2}) \sigma(T_{p_{cr}})}}} \cdot 2\sigma(T_{p_{cr}}) - \\ &= \frac{m'''_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot \frac{3}{2} \frac{m'''_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot \cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2}) \sigma(T_{p_{cr}})}} = \\ &= \frac{4 \sqrt{2} \sigma(T_{p_{cr}})^{\frac{3}{2}}}{3 \sqrt{3} \sqrt{\frac{m'''_{aer} \cdot R \cdot T_{p_{cr}}}{K_A \cdot \cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})}}} \quad (3.2-44) \end{aligned}$$

Înlocuind m'''_{aer} din relația (3.2-20) rezultă:

$$\Delta p_{cr} = 1,053562 \frac{\sigma(T_{p_{cr}})^{3/2}}{\sqrt{\mu \cdot \xi(z) \cdot \frac{K_B}{K_A} \cdot r_c^3 \cdot \rho''(T_B) \cdot \frac{R T_{p_{cr}}}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})}}} \quad (3.2-45)$$

deci:

$$\frac{U_B}{K_A} \cdot \frac{1}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} r_c^3 = \psi \quad (3.2-46)$$

rezultă:

$$\Delta p_{cr} = 1,088662 \frac{\sigma^{3/2} (T_{p_{cr}})}{\sqrt{R \cdot T_{p_{cr}} \cdot \rho''(T_b)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \xi(\tau) \cdot \psi}} \quad (3.2-47)$$

pentru aer, la care $R = 287$ [J/kg K], relația (3.2-45) devine:

$$\Delta p_{cr} = 0,0642617 \frac{\sigma^{3/2} (T_{p_{cr}})}{T_{p_{cr}}^{1/2} \cdot \rho''^{1/2}(T_b)} \cdot \frac{1}{(\mu \cdot \xi(\tau) \cdot \psi)^{1/2}} \quad (3.2-48)$$

D i s c u ț i a relației (3.2-48)

Din relația (3.2-48) rezultă următoarele:

1° Mărimea care influențează cel mai mult asupra valorii lui Δp_{cr} , necesar pentru amorsarea vaporizării cu bulă s-ar părea că este tensiunea superficială care intervine la puterea $3/2$. Acest lucru este valabil pentru cazul când se compară lichide diferite, dar când este vorba de un anumit lichid, tensiunea superficială variază foarte puțin cu temperatura, (vezi relația 3.2-75), așa încât este de așteptat ca nu tensiunea superficială să fie factorul determinant.

2° În ceea ce privește influența temperaturii peretelui este destul de greu ca în actuala formă a relației (3.2-48) să ne putem pronunța; aceasta deoarece temperatura peretelui este la rândul ei influențată de temperatura de saturație, de coeficientul de schimb de căldură la vaporizare și de densitatea fluxului de căldură transmis.

3° O importanță mai mare se pare că are densitatea vaporilor saturați, ușați din bulă, în momentul începerii involuției acesteia, $\rho''(T_b)$. Această densitate depinde de temperatura din bulă T_b . Când raza de la care începe involuția bulii este proporțională de raza de rupere, temperatura din bulă este apropiată de temperatura de fierbere a lichidului înconjurător, adică $T_b \approx T_g$. Rezultă că temperatura de fierbere este rîndă T_{ga} , pe care a avut-o lichidul în momentul începerii involuției bulii are o mare

influență asupra amorsării ulterioare a vaporizării cu bule.

Cu atât temperatura de fierbere anterioară T_{sa} este mai mare, cu atât densitatea vaporilor este mai mare și cu atât va fi Δp_{cr} mai mic, la amorsarea ulterioară a centrului de vaporizare. Se explică acest fenomen prin aceea că la densități mari ale vaporilor, la același volum al bulei, cantitatea de vapori este mai mare și în consecință la același conținut de aer în lichid - μ - și cantitatea de aer din bulă va fi mai mare.

4° O incertanță deosebită, dat fiind limitele foarte mari între care poate varia, o are conținutul de aer în lichid μ [kg/kg]. Acesta variază în funcție de natura lichidului, de presiunea și temperatura acestuia și de modul în care lichidul a venit anterior în contact cu aerul. Dacă apa conține în mod normal câteva mame de aer într-un kg, deci $\mu = n \cdot 10^{-3}$ [kg/kg], în urma unui procedeu de degazare, acest conținut poate tinde spre zero. În acest caz Δp_{cr} va crește foarte mult.

5° Un efect similar asupra lui Δp_{cr} îl are și coeficientul de rezonanță $f(\tau)$, coeficient care poate varia între 1 și 0 în funcție de timpul care a trecut din momentul începerii involuției bulei, de temperatura și conținutul de gaz al lichidului înconjurător.

° În ceea ce privește mărimea ψ definită prin relația:

$$\psi = \frac{K_B}{K_A} \frac{1}{\cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)} r_c^3$$

s-ar părea la prima vedere că ar depinde în principal de raza cavității r_c , care intervine la puterea a treia.

În realitate însă, mărimea r_c a fost luată în calcule doar ca o mărime de referință. Explicitînd funcția ψ se obține:

$$\psi = \frac{r_b^3 (1 + \cos \varphi) (1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) + \frac{1}{\operatorname{tg} \beta/2} \cdot r_c^3}{\left[1 - \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) \right] \left[1 - \sin \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) + \cos^2 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right) \right] + \frac{\cos^3 \left(\varphi - \frac{\beta}{2} \right)}{\operatorname{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right)}} \quad (3.2-49)$$

Se vede că numai al doilea termen de la numărător depinde de raza cavității r_c , dar la valori mari ale lui r_b acest termen

este neglijabil în comparație cu primul.

Mărimea razei r_b'' , când aceasta tinde spre raza de rupere r_b , este de ordinul milimetrilor, pe când raza cavității este de ordinul micronilor sau zecilor de microni.

Determinant este deci pentru suprapresiunea parțială critică necesară amorsării vaporizării cu bule, nu raza cavității r_c , ci raza bulei în momentul în care începe involuția ei r_b'' . Se poate înțelege acum de ce mulți cercetători, care au încercat să pună în evidență o legătură între depresiunea necesară pentru amorsarea vaporizării și raza cavității, au ajuns la rezultate foarte divergente.

Se va examina în continuare amorsarea vaporizării cu bule în două cazuri limită și anume, când involuția bulei începe de la raza de rupere r_b și când involuția începe de la raza r_b' , corespunzătoare razei cavității r_c .

3.2.1.1. Involuția bulei de la raza de rupere r_b .

Valoarea maximă a mărimii ψ se obține evident când $r_b'' = r_{b_r}$, deci când involuția bulei începe de la raza de rupere a bulei. În această situație limită, suprapresiunea, Δp_{cr} , necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule este minimă în condițiile în care celelalte mărimi determinante se păstrează. În această situație temperatura vaporilor din bulă T_b este practic egală cu temperatura de fierbere a lichidului înconjurător T_{s_a} . Relația (3.2-48) devine:

$$\Delta p_{cr_{min}} = 0,0642617 \frac{\sigma^{3/2}(T_{p_{cr}})}{p_{cr}^{1/2} \cdot \rho(T_s)^{1/2} (\mu \cdot \xi \cdot \psi_{max})^{1/2}} \quad (3.2-50)$$

Considerînd o bulă care se dezvoltă pe o suprafață orizontală, desprinderea acesteia se produce, după un model simplificat care neglijază forțele de natură dinamică, când forța ascensională egalează forța dată de tensiunea superficială. Forța ascensională se poate calcula cu relația:

$$F_{asc} = V_{b_r} [\rho_L(T_s) - \rho(T_b)] g \quad (3.2-51)$$

unde: V_{br} [m³] - volumul bulei la rupere;

$\rho'(T_s)$ [kg/m³] - densitatea lichidului la temperatura de fierbere;

$\rho''(T_b)$ [kg/m³] - densitatea vaporilor din bulă la temperatura din bulă T_b ,

pentru $T_b \cong T_{sa}$.

$$F_{asc} = V_{br} \left[\rho_L(T_{sa}) - \rho''(T_{sa}) \right] \cdot g \quad (3.2-52)$$

Din relația (3.2-11) rezultă:

$$V_{br} = \frac{2\pi r_c^3}{6} \left[z^3(1 + \cos\varphi)(1 + \cos\varphi + \sin^2\varphi) + \frac{1}{\operatorname{tg}\frac{\beta}{2}} \right] \quad (3.2-53)$$

Cu: $z = \frac{r_{br}}{r_c}$

$$V_{br} = \frac{\pi r_{br}^3}{3} (1 + \cos\varphi)(1 + \cos\varphi + \sin^2\varphi) + \frac{\pi r_c^3}{3 \cdot \operatorname{tg}\frac{\beta}{2}} \quad (3.2-54)$$

Neglijind al doilea termen din relația (3.2-52) se obține:

$$F_{asc} = \frac{\pi r_{br}^3}{3} (1 + \cos\varphi)(1 + \cos\varphi + \sin^2\varphi) (\rho_L - \rho'')(T_{sa}) \cdot g \quad (3.2-55)$$

Forța dată de tensiunea superficială (vezi fig.(3.2-04) în momentul ruperii bulei este:

$$F_{ts} = 2\pi \cdot r_{br} \cdot \sigma_{(T_{pi})} \cdot \sin^2\varphi \quad (3.2-56)$$

Din egalarea celor două forțe, $F_{asc} = F_{ts}$, rezultă raza de rupere a bulei:

$$r_{br} = \sqrt{\frac{\sin^2\varphi}{(1 + \cos\varphi)(1 + \cos\varphi + \sin^2\varphi)}} \sqrt{\frac{\sigma_{(T_{pi})}}{(\rho_L - \rho'')(T_{sa}) \cdot g}} \quad (3.2-57)$$

sau:

$$r_{br} = f(\varphi) \sqrt{\frac{\sigma(T_{p1})}{(\rho_L - \rho'')(T_{sa}) \cdot g}} \quad (3.2-58)$$

unde:

$$f(\varphi) = \sqrt{\frac{6 \sin^2 \varphi}{(1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi)}} \quad (3.2-59)$$

Funcția $f(\varphi)$ este reprezentată în diagrama din fig.3.2-06. Este o funcție liniară care poate fi scrisă sub forma:

$$f(\varphi) = 0,62 + 0,018 (\varphi^0 - 30) \quad (3.2-60)$$

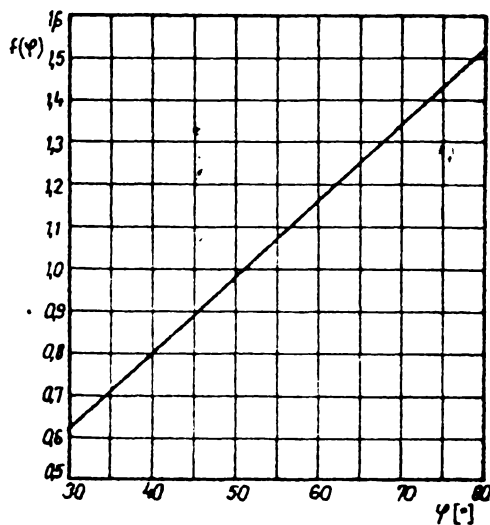


Fig.3.2-06. Funcția $f(\varphi)$.

Pentru raza de rupere, neglijînd al doilea termen de la numărător, relația (3.2-49) devine:

$$\psi_{max} = \frac{r_{br}^3 (1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi)}{\left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)\right] \left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) + \cos^2\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)\right] + \frac{\cos^3\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right)}} \quad (3.2-61)$$

Înlocuind r_{br} din relația (3.2-57) se obține:

$$\psi_{max} = 0,4783 \frac{\sigma^{3/2}(T_{p1})}{(\rho_L - \rho'')(T_{sa})} \cdot \frac{\sin^3 \varphi / (1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi)}{\left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)\right] \left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) + \cos^2\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)\right] + \frac{\cos^3\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right)}} \quad (3.2-62)$$

Introducând φ_{\max} în relația (3.2-50) se obține:

$$\Delta p_{cr_{\min}} = 0,09292 \frac{(\rho_L - \rho'')(T_{sa})^{3/4}}{T_{p_{cr_{\min}}}^{1/2} \cdot \rho''(T_{sa})^{1/2}} \cdot \frac{\sigma^{3/2}(T_{p_{cr_{\min}}})}{\sigma^{3/4}(T_{p_i})} \cdot \frac{1}{(\mu \cdot \xi(z))^{1/2}} \cdot f\left(\varphi, \frac{\beta}{2}\right) \quad (3.2-63)$$

unde:

$$f\left(\varphi, \frac{\beta}{2}\right) = \frac{\left\{ \left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) \right] \left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) + \cos^2\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) \right] + \frac{\cos^3\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)}{\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right\}^{1/2}}{\sin^{3/2} \varphi \cdot \left[(1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) \right]^{1/4}} \quad (3.2-64)$$

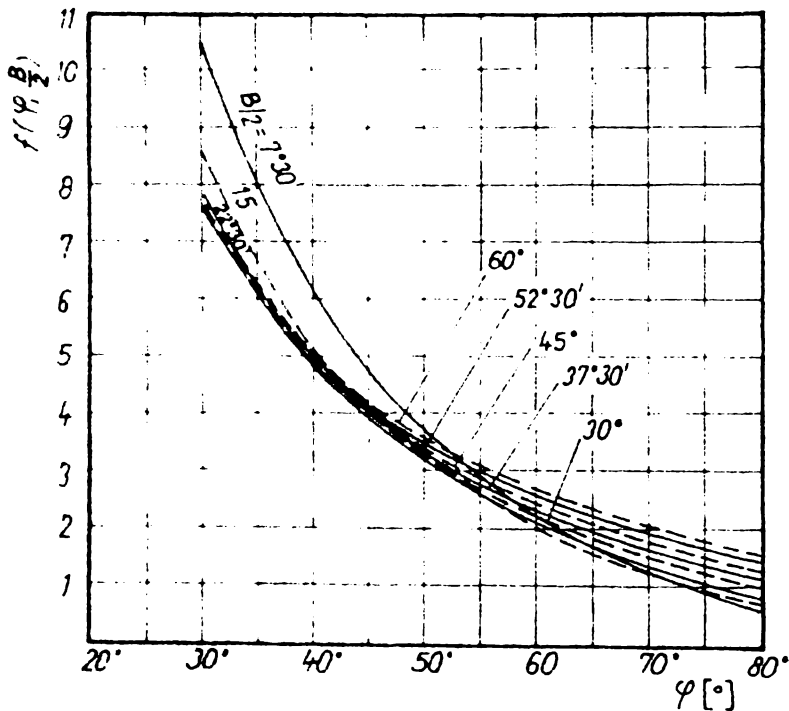


Fig.3.2-07. Funcția $f(\varphi, \beta/2)$.

În diagrama din fig.3.2-07 este reprezentată funcția $f(\varphi, \beta/2)$. Se constată că această funcție are valori cu atât mai mici cu atât mai mici, cu cât unghiul φ este mai mare și că influența unghiului $\beta/2$ este mică.

Relația (3.2-63) permite calcularea depresiunii necesare pentru amorsarea cen-

trului de vaporizare cu bule când involuția anterioară a bulei a început de la raza de rupere a acesteia.

Prezintă un deosebit interes pentru studiul experimental al vaporizării, determinarea teoretică a supraîncălzirii necesare, $T_{cr_{\min}}$, pentru amorsarea vaporizării cu bule în funcție de tem-

peratura de saturație T_s . Pentru aceasta s-au reprezentat în diagrama $p-v$ (fig.3.2-08) și în diagrama $T-s$ (fig.3.2-09) cele două izobare-izoterme: $p_{p_{cr}}$, $T_{p_{cr}}$ și p_s , T_s .

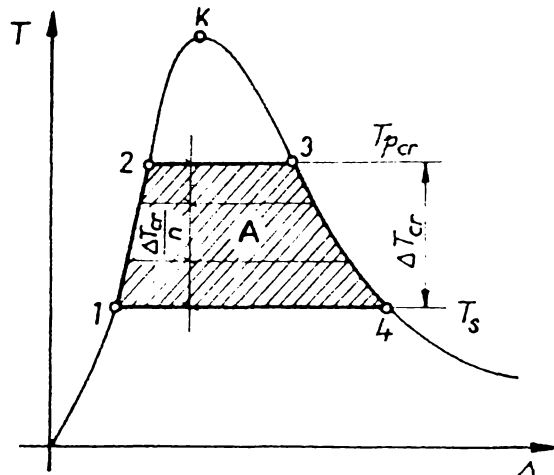
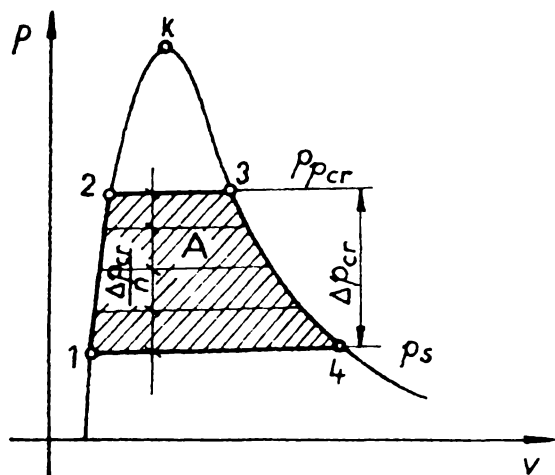


Fig.3.2-08. Diagrama $p-v$.

Fig.3.2-09. Diagrama $T-s$.

Împărțind în diagrama $p-v$ aria A în n părți prin $(n-1)$ izobare intermediare, astfel alese încât diferențele de presiune între două izobare succesive să fie egale cu $\Delta p_{cr}/n$ și asimilând ariile respective cu niște trapeze se poate scrie:

$$A = \frac{1}{2} \frac{\Delta p_{cr_{min}}}{n} \left\{ \left[(v'' - v')_{(p_s)} + (v'' - v')_{\left(p_s + \frac{\Delta p_{cr_{min}}}{n}\right)} \right] + \dots + \left[(v'' - v')_{\left(p_s + \frac{n-1}{n} \Delta p_{cr_{min}}\right)} + (v'' - v')_{(p_{p_{cr_{min}}})} \right] \right\} \quad (3.2-65)$$

sau:

$$A = \frac{1}{2} \frac{\Delta p_{cr_{min}}}{n} \left[(v'' - v')_{(p_s)} + 2(v'' - v')_{\left(p_s + \frac{\Delta p_{cr_{min}}}{n}\right)} + \dots + 2(v'' - v')_{\left(p_s + \frac{n-1}{n} \Delta p_{cr_{min}}\right)} + (v'' - v')_{(p_{p_{cr_{min}}})} \right] \quad (3.2-66)$$

Folosind același procedeu, se împarte în diagrama $T-s$, aria A identică ca lucru mecanic cu aria A din diagrama $p-v$ în m părți prin $(m-1)$ izoterme intermediare astfel alese încât di-

ferențele de temperatură între două izoterme succesive să fie egale cu $\frac{\Delta T_{cr}}{m}$ și asimilând ariile respective cu niște trapeze să se poată scrie:

$$A = \frac{1}{2} \frac{\Delta T_{cr.min}}{m} \left[(s''-s')_{(T_s)} + 2(s''-s')_{(T_s + \frac{\Delta T_{cr.min}}{m})} + \dots \right. \\ \left. \dots + 2(s''-s')_{(T_s + \frac{m-1}{m} \cdot \Delta T_{cr.min})} + (s''-s')_{(T_{p\ cr.min})} \right] \quad (3.2-67)$$

introducînd căldura de vaporizare r se obține:

$$A = \frac{1}{2} \frac{\Delta T_{cr.min}}{m} \left[\frac{r(T_s)}{T_s} + 2 \frac{r(T_s) + \frac{\Delta T_{cr.min}}{m}}{T_s + \frac{\Delta T_{cr.min}}{m}} + \dots \right. \\ \left. \dots + 2 \frac{r(T_s) + \frac{m-1}{m} \cdot \Delta T_{cr.min}}{T_s + \frac{m-1}{m} \cdot \Delta T_{cr.min}} + \frac{r(T_{p\ cr.min})}{T_{p\ cr.min}} \right] \quad (3.2-68)$$

Din egalarea relațiilor (3.2-66) și (3.2-68) rezultă:

$$\Delta P_{cr.min} = \frac{n}{m} \Delta T_{cr.min} \cdot$$

$$\frac{\left[\frac{r(T_s)}{T_s} + 2 \sum_{j=2}^m \frac{r(T_s) + \frac{j-1}{m} \Delta T_{cr.min}}{T_s + \frac{j-1}{m} \cdot \Delta T_{cr.min}} + \frac{r(T_{p\ cr.min})}{T_{p\ cr.min}} \right]}{\left[(v''-v')_{(p_s)} + 2 \sum_{i=2}^n (v''-v')_{(p_s + \frac{i-1}{n} \Delta P_{cr.min})} + (v''-v')_{p_{p\ cr.min}} \right]} \quad (3.2-69)$$

Pentru diverse substanțe se pot alege m și n în așa mod, încît eroarea în ceea ce privește calculul ariei să fie sub o anumită valoare.

Din calculele efectuate a rezultat că pentru Freon 11, n trebuie ales în așa mod încît diferența de temperatură maximă între două izobare succesive, să nu depășească 4°C .

In acest caz eroarea de calcul în ceea ce privește aria A va fi mai mică decât 0,5%, precizie întru-totul satisfăcătoare pentru scopul propus.

In diagrama T-s pentru Freon 11 se constată că pentru temperaturi cuprinse între 0 și 80°C curbele limită pe porțiunile 1-2 și 3-4 sînt niște drepte, așa încît aria A este un trapez.

In acest caz m=1, deci:

$$\Delta p_{cr.min} = n \cdot \Delta T_{cr.min} \cdot$$

$$\left[\frac{r(T_s)}{T_s} + \frac{r(T_{p.cr.min})}{T_{p.cr.min}} \right]$$

$$\left[(v''-v')_{(p_s)} + 2 \sum_{i=2}^n (v''-v')_{(p_s + \frac{i-1}{n} \Delta p_{cr.min})} + (v''-v')_{(p_{p.cr.min})} \right]$$

(3.2-70)

Cu $\Delta p_{cr.min}$ din relația (3.2-63) se obține:

$$n \cdot \Delta T_{cr.min} \cdot$$

$$\left[\frac{r(T_s)}{T_s} + \frac{r(T_{p.cr.min})}{T_{p.cr.min}} \right]$$

$$\left[(v''-v')_{(p_s)} + 2 \sum_{i=2}^n (v''-v')_{(p_s + \frac{i-1}{n} \Delta p_{cr.min})} + (v''-v')_{(p_{p.cr.min})} \right]$$

$$= 0,09292 \frac{(\rho_L - \rho'')_{(T_{s.a})}^{3/4}}{T_{p.cr.min}^{1/2} \cdot (\rho'')_{(T_{s.a})}^{1/2}} \cdot \frac{\sigma_{(T_{p.cr.min})}}{\sigma_{(T_{pi})}^{3/4}}$$

$$\cdot \frac{1}{(\mu \cdot \xi)_{(\tau)}^{1/2}} \cdot f\left(\varphi, \frac{\beta}{2}\right) \quad (3.2-71)$$

Notînd: $K = \frac{f\left(\varphi, \frac{\beta}{2}\right)}{(\mu \cdot \xi)_{(\tau)}^{1/2}} \quad (3.2-72)$

Cu: $T_{p.cr.min} = T_s + \Delta T_{cr.min} \quad (3.2-73)$

rezultă:

$$\Delta T_{cr.min} \sqrt{T_s + \Delta T_{cr.min}} \cdot \left[\frac{r(T_s)}{T_s} + \frac{r(T_s + \Delta T_{cr.min})}{T_s + \Delta T_{cr.min}} \right]$$

$$\frac{1}{n} \left[(v''-v')_{p_s} + 2 \sum_{i=2}^n (v''-v')_{(p_s + \frac{i-1}{n} \Delta p_{cr.min})} + (v''-v')_{p_{p.cr.min}} \right] \sigma_{(T_s + \Delta T_c)}^{3/4}$$

$$= 0,09292 K \frac{(\rho_L - \rho'')^{3/4} (T_{sa})}{\rho''^{1/2} (T_{sa})} \quad (3.2-74)$$

Relația 3.2-74 nu se poate explicita în $\Delta T_{cr.min}$, singura posibilitate de rezolvare rămânând calculul numeric. Pentru diverse valori ale lui K și diverse temperaturi T_s cuprinse între 273(K) și 313(K) s-a calculat numeric prin metoda înjumătățirii intervalului, diferența de temperatură $\Delta T_{cr.min}$ necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule a freonului 11, mediul gazos dizolvat fiind aerul. În calcule s-a ținut cont de variația tensiunii superficiale $\sigma(T_p)$ cu temperatura.

După legea lui Eötvös [97] s-a determinat pentru Freon 11 legea de variație a tensiunii superficiale cu temperatura peretelui t_p sub forma:

$$\sigma(T_p) = \sigma(25) - [(T_p - 25) \cdot 0,0001098] \quad (3.2-75)$$

unde: $\sigma(25) = 0,019$ [N/m], reprezintă tensiunea superficială a Freonului 11 la temperatura $t_p = 25^\circ C$, singura valoare care s-a găsit în literatură [98].

Rezultatele calculului sînt centralizate în diagrama din fig.3.2-10, în care este reprezentată în coordonate logaritmice dependența dintre $\Delta T_{cr.min}$ și T_s pentru diverse valori ale lui K. Se obțin niște drepte cu pantă din ce în ce mai mică, pe măsura creșterii lui K. Pentru o anumită valoare a lui K se poate scrie:

$$\Delta T_{cr.min} = C(K) \cdot T_s^{-n(K)} \quad (3.2-76)$$

Din prelucrarea diagramelor din fig.3.2-10 rezultă că atât exponentul $n_{(K)}$, cât și coeficientul $C_{(K)}$ variază liniar cu K după următoarele legi:

$$n_{(K)} = 46,625 \cdot K^{-0,1} \quad (3.2-77)$$

$$C_{(K)} = \frac{4,5 \cdot 10^{60,2756}}{K^{5,2126}} \quad \text{pentru } 10^6 < K < 5 \cdot 10^6 \quad (3.2-78)$$

$$C_{(K)} = \frac{4,5 \cdot 10^{67,168}}{K^{6,3613}} \quad \text{pentru } 10^4 < K < 10^6 \quad (3.2-79)$$

Cu acestea, relația (3.2-76) devine:

$$\Delta T_{cr.min} = \frac{4,5 \cdot 10^{60,2756}}{K^{5,2126}} \cdot \frac{1}{T_s \cdot \frac{46,625}{K^{0,1}}} \quad \text{pentru } 10^6 < K < 5 \cdot 10^6 \quad (3.2-80)$$

$$\Delta T_{cr.min} = \frac{4,5 \cdot 10^{67,168}}{K^{6,3613}} \cdot \frac{1}{T_s \cdot \frac{46,625}{K^{0,1}}} \quad \text{pentru } 10^4 < K < 10^6 \quad (3.2-81)$$

În fig.3.2-10 sînt reprezentate cu linie întreruptă rezultatele cercetărilor proprii privind amorsarea vaporizării cu bule.

În ceea ce privește modul în care s-au efectuat aceste măsurători sînt de precizat următoarele:

- Pentru a avea același conținut de aer în Freon, toate măsurătorile s-au efectuat cu aceeași încărcătură, în condiții de etanșeitate perfectă a instalației;

- Amorsarea vaporizării s-a făcut întotdeauna la aceeași temperatură de vaporizare la care s-a produs dezamorsarea anterioară, pentru a nu se manifesta efectul temperaturii anterioare. Deci: $T_s = T_{sa}$.

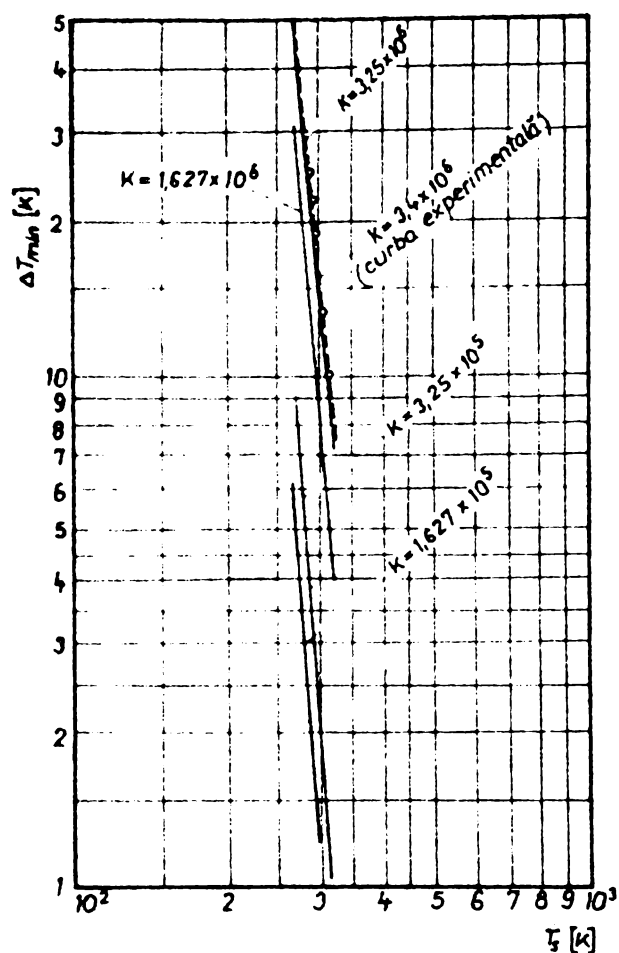


Fig.3.2-10. $\Delta T_{cr.min} = f(T_s)$.

modelului teoretic propus inițial pentru amorsarea vaporizării cu bule.

Calculînd cu relația (3.2-80), rezultă pentru curba experimentală, $K = 3,4 \cdot 10^6$.

Din relația (3.2-72) rezultă:

$$[\mu \cdot \xi(\tau)]^{1/2} = \frac{f(\varphi, \frac{\beta}{2})}{K} \quad (3.2-82)$$

sau:

$$\mu \cdot \xi(\tau) = \frac{f^2(\varphi, \frac{\beta}{2})}{K^2} = \frac{f^2(\varphi, \frac{\beta}{2})}{(3,4)^2 \cdot 10^{12}} \quad (3.2-83)$$

$$\mu \cdot \xi(\tau) = \left[\frac{f(\varphi, \frac{\beta}{2})}{3,4} \right]^2 \cdot 10^{-12} \quad (3.2-84)$$

Cu $f(\varphi, \frac{\beta}{2})$ cuprins între 1 și 10 rezultă:

- Amorsarea vaporizării s-a făcut întotdeauna după 24 de ore de la dezamorsarea anterioară, pentru ca $\xi(\tau)$ să fie identic;

- S-au făcut măsurători pentru temperaturi de vaporizare $290 \text{ K} < T_s < 310 \text{ K}$.

Se constată o concordanță perfectă, ca alură, a curbei experimentale cu curbele trasate pe baza relației teoretice (3.2-74). Curba experimentală este plasată foarte aproape de curba teoretică pentru $K = 3,25 \cdot 10^6$.

Această concordanță perfectă cu curbele teoretice demonstrează veridicitatea

$$\begin{aligned} \mu \cdot \xi(\tau) &= \left(\frac{1 \div 10}{3,4} \right)^2 \cdot 10^{-12} = (0,294 \div 2,94)^2 \cdot 10^{-12} = \\ &= (0,0864 \div 8,6436) \cdot 10^{-12} \end{aligned}$$

$$\mu \cdot \xi(\tau) = 8,64 \cdot 10^{-12} \div 8,64 \cdot 10^{-14}$$

Se vede că în cazul în care involuția bulei anterioare începe de la raze mari, tinzînd spre raza de rupere a bulei, amorsarea vaporizării cu bule este posibilă chiar la valori foarte mici ale produsului $\mu \cdot \xi(\tau)$, cum este cazul în cercetările făcute.

3.2.1.2. Involuția bulei de la raza - r'_b .

În cazul în care involuția bulei începe de la raza r'_b (fig.3.2-04) relația (3.2-33) devine:

$$\mu \cdot \xi(\tau) \cdot K'_B \cdot r_c^3 \cdot \rho''(T_b) = K_A \cdot r_c'^2 \cdot \frac{2\sigma(T_{pi})}{R \cdot T_{pi}} \cos\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) \quad (3.2-85)$$

sau:

$$r_c' = \sqrt{\mu \cdot \xi(\tau) \cdot \frac{K'_B}{K_A} \cdot r_c^3 \cdot \frac{\rho''(T_b) \cdot R \cdot T_{pi}}{2\sigma(T_{pi})} \cdot \frac{1}{\cos\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)}} \quad (3.2-86)$$

Din relația (3.2-13) rezultă:

$$K'_B = \frac{2\tilde{\pi}}{6} \left[\frac{r_b'^3}{r_c^3} (1 + \cos\varphi)(1 + \cos\varphi + \sin^2\varphi) + \frac{1}{\operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right)} \right] \quad (3.2-87)$$

Din relația (3.2-30) a rezultat:

$$K_A = \frac{2\tilde{\pi}}{6} \left\{ \frac{\left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)\right] \left[1 - \sin\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right) + \cos^2\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)\right]}{\cos^3\left(\varphi - \frac{\beta}{2}\right)} + \frac{1}{\operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right)} \right\}$$

Prin aceeași metodă de calcul folosită în capitolul 3.2.1.1 se obține pentru calculul suprapresiunii critice necesare pentru amorsarea bulei, $-\Delta p_{cr}$, relația:

$$\Delta p_{cr} = 1,083662 \frac{\sqrt[3/2]{(T_{p_{cr}})}}{\sqrt{R \cdot T_{p_{cr}} \cdot \varphi''(T_b)} \sqrt{\mu \xi(\tau) \frac{K'_B}{K_A} \cdot \frac{1}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} \cdot r_c^3}} \quad (3.2-88)$$

Folosind relațiile (3.2-30) și (3.2-87) se obține:

$$\begin{aligned} \frac{K'_B}{K_A} \frac{1}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} &= \\ &= \frac{\frac{r'_b{}^3}{r_c^3} (1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) + \frac{1}{\operatorname{tg}(\frac{\beta}{2})}}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2}) \left\{ \frac{[1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2})][1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2}) + \cos^2(\varphi - \frac{\beta}{2})]}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} + \frac{1}{\operatorname{tg}(\frac{\beta}{2})} \right\}} \end{aligned} \quad (3.2-89)$$

observînd că: $\left(\frac{r'_b}{r_c} \right) = \frac{1}{\sin^3 \varphi}$ (3.2-90)

relația (3.2-89) devine:

$$\begin{aligned} \frac{K'_B}{K_A} \cdot \frac{1}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})} &= \\ &= \frac{\left[(1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) + \frac{\sin^3 \varphi}{\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right]}{\sin^3 \varphi \left\{ [1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2})][1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2}) + \cos^2(\varphi - \frac{\beta}{2})] + \frac{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})}{\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right\}} \end{aligned} \quad (3.2-91)$$

$$\text{Notînd: } f'(\varphi, \frac{\beta}{2}) = \frac{1}{\sqrt{\frac{K'_B}{K_A} \cdot \frac{1}{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})}}} =$$

$$= \frac{\sin^{3/2} \varphi \left\{ [1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2})] [1 - \sin(\varphi - \frac{\beta}{2}) + \cos^2(\varphi - \frac{\beta}{2})] + \frac{\cos^3(\varphi - \frac{\beta}{2})}{\text{tg}(\frac{\beta}{2})} \right\}}{\left[(1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi) + \frac{\sin^3 \varphi}{\text{tg}(\frac{\beta}{2})} \right]^{1/2}} \quad (3.2-92)$$

rezultă:

$$\Delta p_{cr} = 1,088662 \frac{\sigma(T_{p_{cr}}^{3/2})}{\sqrt{R \cdot T_{p_{cr}} \cdot \varrho''(T_b)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \xi(\tau)}} \cdot \frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{\sqrt{r_c^3}} \quad (3.2-93)$$

Evident, în cazul în care involuția bulei începe de la raza r'_b , volumul bulei este mult mai mic decît în cazul cînd involuția bulei începe de la raza de rupere. Din această cauză și cantitatea de aer din bulă va fi mult mai mică la același conținut de aer în lichid, μ , și după același timp τ . În aceste condiții suprapresiunea parțială sau supraîncălzirea lichidului, necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule va fi mult mai mare decît în cazul involuției bulei de la r_{br} .

Se va nota cu $\Delta p_{cr.max}$ suprapresiunea parțială necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule, în acest caz.

Din relația (3.2-93), pentru aer și ținînd cont că de data aceasta $T_b = T_{pi}$, rezultă:

$$\Delta p_{cr.max} = 0,064242 \cdot \frac{\sigma(T_{p_{cr.max}}^{3/2})}{\sqrt{T_{p_{cr.max}} \cdot \varrho''(T_{pi})}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \xi(\tau)}} \cdot \frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{\sqrt{r_c^3}} \quad (3.2-94)$$

Printr-un procedeu similar ca în cazul involuției bulei de la raza de rupere se va putea scrie o relație similară cu relația (3.2-74) și anume:

$$\Delta T_{cr.max} \sqrt{T_s + \Delta T_{cr.max}} \cdot \left[\frac{r(T_s)}{T_s} + \frac{r(T_s + \Delta T_{cr.max})}{T_{cr.max}} \right]$$

$$\frac{1}{n} \left[(v''-v')_{p_{s+2}} \sum_{i=1}^n (v''-v')_{p_{s+1} + \frac{i-1}{n} \Delta p_{cr.max}} + (v''-v')_{p_{p_{cr.max}}} \right] \cdot G_T^{3/2}(p_{cr.})$$

$$= 0,064262 \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \xi(\tau)}} \cdot \frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{\sqrt{r_c^3}} = 0,064262 \cdot K_1 \quad (3.2-95)$$

unde:

$$K_1 = \frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{\sqrt{\mu \cdot \xi(\tau)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_c^3}} \quad (3.2-96)$$

Este de observat aici că spre deosebire de cazul anterior, un efect deosebit în determinarea valorii supraîncălzirii necesare pentru amorsarea centrului de vaporizare, are raza cavității r_c . Cu cât r_c este mai mică, cu atât supraîncălzirea necesară va fi mai mare.

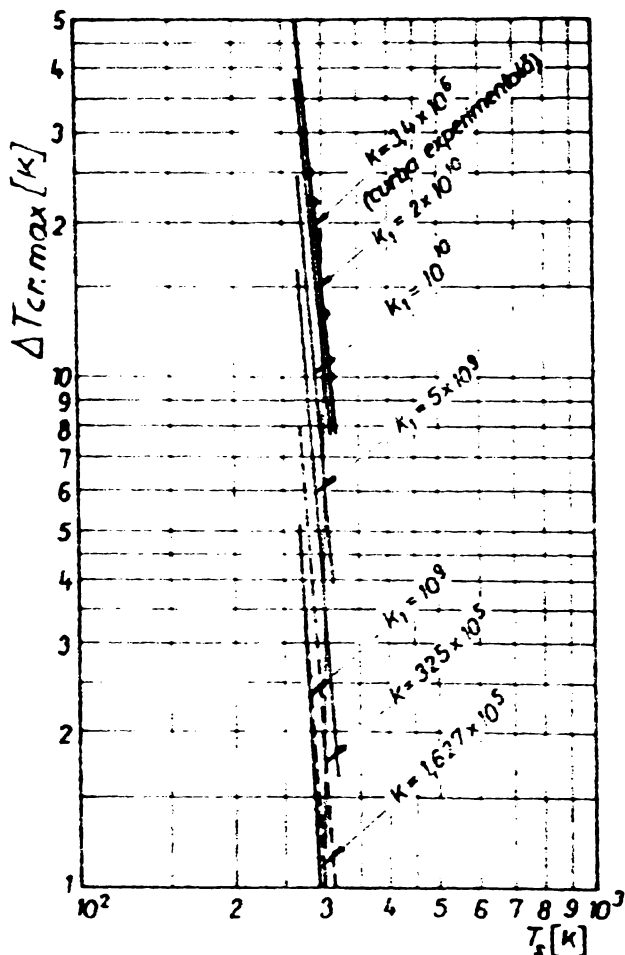


Fig.3.2-11. $\Delta T_{cr.max} = f(T_s)$.

În fig.3.2-11 s-a reprezentat $\Delta T_{cr.max} = f(T_s)$ pentru diferite valori ale parametrului K_1 .

Pe aceeași diagramă au fost reproduse și curbele din fig. (3.2-10) pentru involuția bulei de la raza de rupere și anume pentru $K = 1,627 \cdot 10^5$; $3,25 \cdot 10^5$; $1,627 \cdot 10^6$ și curba experimentală. Cu excepția curbei pentru $K_1 = 10^9$, care are o alură puțin deosebită de curbele pentru involuția bulei de la raza de rupere, celelalte curbe au exact aceeași alură în cazul involuției de la raza r'_b . Rezultă că legea de variație a supraîncălzirii necesare pentru amorsarea vaporizării, cu temperatura de vaporizare, este aceeași indiferent dacă involuția bulei în-

cepe de la raza maximă sau minimă. În aceste condiții curba experimentală nu poate da indicații cu privire la faptul dacă involuția bule-

lor începe de la raza de rupere sau de la raza r'_b .

Din comparația curbelor cu parametrul K și a curbelor cu parametrul K_1 s-a dedus legătura între cei doi parametri sub forma:

$$K = 1,55 \cdot 10^{-4} \cdot K_1 \quad (3.2-97)$$

Cu aceasta relația (3.2-80) devine:

$$\Delta T_{cr.min} = \frac{4,58 \cdot 10^{80,126}}{K_1^{5,2126}} \cdot \frac{112,078}{T_s K_1^{0,1}}$$

pentru $6,45 \cdot 10^9 < K_1 < 3,22 \cdot 10^{10}$ (3.2-98)

relația (3.2-81) devine:

$$\Delta T_{cr.min} = \frac{2,77 \cdot 10^{91,6132}}{K_1^{6,3613}} \cdot \frac{1}{\frac{112,0178}{T_s K_1^{0,1}}}$$

pentru $3,22 \cdot 10^8 < K_1 < 6,45 \cdot 10^9$

Pentru curba experimentală rezultă:

$$K_1 = \frac{K}{1,55 \cdot 10^{-4}} = \frac{3,4 \cdot 10^6}{1,55 \cdot 10^{-4}} = 2,194 \cdot 10^{10} \quad (3.2-100)$$

Relația (3.2-97) se poate scrie sub forma:

$$[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r'_b)} = \frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{K_1^2} \cdot r_c^{-3} \quad (3.2-101)$$

Cu $f'(\varphi, \frac{\beta}{2})$, cuprins între 0,42 și 0,656 (vezi relația 3.2-103) pentru: - $r_c = 1(\mu) = 10^{-6}(m)$ rezultă:

$$[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r'_b)} = (0,873 \div 1,36) \cdot 10^{-3}$$

- $r_c = 10(\mu) = 10^{-5}(m)$ rezultă:

$$[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r'_b)} = (0,873 \div 1,36) \cdot 10^{-6}$$

- $r_c = 20(\mu) = 2 \cdot 10^{-5}(m)$ rezultă:

$$[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r'_b)} = (0,109 - 0,17) \cdot 10^{-6}$$

Astăzi se admite că dimensiunea maximă a cavităților active nu depășește $r_c = 20 \mu$. Peste această rază lichidul poate pătrunde în cavitate evacuînd gazul datorită mișcării forțate sau convective.

Din datele de mai sus rezultă că pentru ca vaporizarea să se amorseze în cavitățile la care involuția anterioară s-a produs de la r'_b , valorile produsului $[\mu \cdot \zeta(\tau)]$ trebuie să fie mari. Aceasta presupune un conținut mare de aer în lichid și un timp scurt de la începerea involuției. Conținutul de aer în Freon 11 este foarte mic, de ordinul zecilor sau sutelor de (mg/kg). Deci $\mu = n(10^{-5} \div 10^{-4})$ (kg/kg). Cum după $\tau = 24(h)$, $\zeta(\tau)$ are de asemenea valori foarte mici, care tind spre zero, se vede că este practic imposibilă amorsarea vaporizării cu bule din aceste centre, dacă involuția anterioară s-a produs de la r'_b .

Înlocuind în relația (3.2-97) expresia lui K din relația (3.2-92) și a lui K_1 din relația (3.2-95) rezultă:

$$\frac{f(\varphi, \frac{\beta}{2})}{[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r_{br})}^{1/2}} = 1,55 \cdot 10^{-4} \frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r'_b)}^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{r_c^3}} \quad (3.2-102)$$

Relația (3.2-97) și (3.2-102) exprimă de fapt egalitatea supraîncălzirii necesare pentru amorsarea vaporizării cu bule în condițiile în care involuția anterioară începe de la raza de rupere r_{br} , sau de la raza r'_b . În relația (3.2-102) s-a introdus indicele r_{br} și r'_b pentru cele două cazuri.

Din relația (3.2-102) rezultă:

$$\frac{[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r'_b)}}{[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r_{br})}} = \left[\frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{f(\varphi, \frac{\beta}{2})} \right]^2 \cdot \frac{(1,55 \cdot 10^{-4})^2}{r_c^3} \quad (3.2-103)$$

Notînd: $F(\varphi, \frac{\beta}{2}) = \frac{f'(\varphi, \frac{\beta}{2})}{f(\varphi, \frac{\beta}{2})}$ relația (3.2-102) devine: ..

$$[\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r'_b)} = [\mu \cdot \zeta(\tau)]_{(r_{br})} \cdot 2,4025 \cdot 10^{-8} \cdot F^2(\varphi, \frac{\beta}{2}) \cdot r_c^{-3} \quad (3.2-104)$$

În diagrama din fig.3.2-12 este reprezentată funcția $F(\varphi, \frac{\beta}{2})$, cuprinsă între limitele $0,04 < F < 0,4$. Cu această valoare rezultă:

$$[\mu \cdot \int(\tau)](r'_b) = 38,44 (10^{-12} \div 10^{-10}) r_c^{-3} [\mu \cdot \int(\tau)](r_{b_r}) \quad (3.2-105)$$

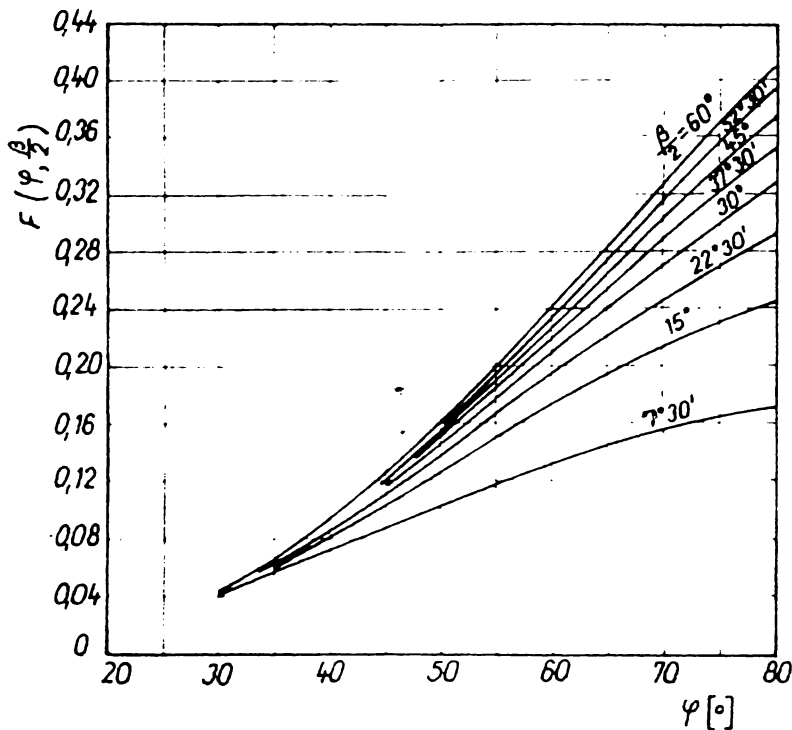


Fig.3.2-12. $F(\varphi, \frac{\beta}{2})$.

$3,844 (10^7 \div 10^9)$ mai mare decât dacă involuția s-ar fi produs de la r_{b_r} .

pentru: $r_c = 10(\mu) = 10^{-5}(m)$ rezultă:

$$[\mu \cdot \int(\tau)](r'_b) = 3,844 (10^4 \div 10^6) [\mu \cdot \int(\tau)](r_{b_r})$$

pentru: $r_c = 20(\mu) = 2 \cdot 10^{-5}(m)$ rezultă:

$$[\mu \cdot \int(\tau)](r'_b) = 0,4805(10^4 - 10^6) [\mu \cdot \int(\tau)](r_{b_r})$$

Din datele prezentate mai sus rezultă că este puțin probabilă amorsarea vaporizării cu bule din cavitățile în care involuția anterioară s-a produs de la raza r'_b , deoarece aceasta ar necesita valori mult mai mari ale produsului $\mu \cdot \int(\tau)$ decât în cazul involuției bulei de la raza r_{b_r} . Situația cea mai probabilă este că involuția bulei începe la o rază r''_b nedeterminată, cuprinsă între r_{b_r} și r'_b .

pentru: $r_c = 1(\mu) = 10^{-6}(m)$, rezultă:

$$[\mu \cdot \int(\tau)](r'_b) = 3,844(10^7 \div 10^9) [\mu \cdot \int(\tau)](r_{b_r})$$

Deci, pentru ca amorsarea vaporizării să se facă dintr-un centru la care involuția anterioară s-a produs de la r'_b la aceeași supraîncălzire, este necesar ca pentru $r_c = 1\mu$ produsul $[\mu \cdot \int(\tau)](r'_b)$ să fie de

3.2.2. Considerații teoretice privind dezactivarea unui centru de vaporizare cu bule.

Se pune problema de a determina care sînt condițiile în care un centru de vaporizare activ, devine inactiv, problemă importantă, atît în ceea ce privește determinarea condițiilor în care se produce involuția bulelor, cît și în ceea ce privește transferul de căldură la vaporizarea cu bule.

În urma desprinderii unei bule, în dreptul unei cavități cu raza r_c , rămîne o cantitate de vapori care se constituie într-o bulă cu o rază oarecare r_b'' (fig.3.2-04), cuprinsă între raza r_b' și r_{br} .

În momentul constituirii bulei cu raza r_b'' presiunea exterioară care acționează asupra bulei este:

$$P_{ext} = p_L + \frac{2\sigma(T_s)}{r_b''} = p_s + \frac{2\sigma(T_s)}{r_b''} \quad (3.2-106)$$

Presiunea interioară din bulă va fi:

$$P_{int} = p_{v(r_{br})} + p_{aer} \quad (3.2-107)$$

unde presiunile parțiale ale vaporilor și aerului sînt aceleași cu cele din momentul ruperii bulei. În cele ce urmează se poate neglija presiunea parțială a aerului în comparație cu presiunea parțială a vaporilor. Presiunea vaporilor din bulă în momentul ruperii bulei este:

$$p_{v(r_{br})} = p_s + \frac{2\sigma(T_s)}{r_{br}} \quad (3.2-108)$$

Se poate calcula acum diferența dintre presiunea exterioară și interioară cu relația:

$$\Delta p = P_{ext} - P_{int} = 2\sigma(T_s) \left[\frac{1}{r_b''} - \frac{1}{r_{br}} \right] \quad (3.2-109)$$

În momentul constituirii bulei remanente cu raza r_b'' presiunea exterioară este mai mare decît cea interioară. Va apărea dăci tendința micșorării bulei prin comprimarea vaporilor din bulă. La o anumită rază $r_{bx} < r_b''$ presiunea interioară o va egala pe cea ex-

terioară. Raza r_{bx} se poate calcula considerînd că se produce o comprimare izotermică a vaporilor din bulă. Se poate scrie pentru acest caz, relația evidentă:

$$\left(p_s + \frac{2\sigma}{r_{br}}\right) \cdot K \cdot r_b''^3 = \left(p_s + \frac{2\sigma}{r_{bx}}\right) K \cdot r_{bx}^3 \quad (3.2-110)$$

din care se obține:

$$p_s \cdot r_{bx}^3 + 2\sigma \cdot r_{bx}^2 = p_s \cdot r_b''^3 + \frac{2\sigma}{r_{br}} \cdot r_b''^3 \quad (3.2-111)$$

În urma unor calcule numerice, efectuate pentru $2 < r_{br} < 4$ [mm], $10^{-5} < r_b'' < 10^{-4}$ m și $1 \leq p_s \leq 2$ bar s-a ajuns la concluzia că r_{bx} nu scade cu mai mult de 1,2% față de r_b'' . În aceste condiții se poate considera că $r_{bx} \cong r_b''$.

Bula va începe să crească de la raza $r_{bx} \cong r_b''$ doar în momentul în care temperatura peretelui de sub bulă va ajunge la o valoare la care presiunea de saturație corespunzătoare acestei temperaturi va depăși presiunea vaporilor din bulă, deci cînd:

$$p_p = p_s + \frac{2\sigma(T_s)}{r_{bx}} = p_s + \frac{2\sigma(T_s)}{r_b''} \quad (3.2-112)$$

Suprapresiunea necesară pentru creșterea bulei de la r_{bx} va fi:

$$\Delta p_c = p_p - p_s = \frac{2\sigma(T_s)}{r_b''} \quad (3.2-113)$$

Acestei suprapresiuni îi corespunde o supraîncălzire ΔT_c , care se poate calcula printr-un procedeu similar cu cel folosit pentru deducerea relației (3.2-74).

$$\frac{n}{m} \Delta T_c \frac{\left[\frac{r(T_s)}{T_s} + 2 \sum_{j=2}^m \frac{r(T_s + \frac{j-1}{m} \Delta T_c)}{T_s + \frac{j-1}{m} \Delta T_c} + \frac{r(T_s + \Delta T_c)}{T_s + \Delta T_c} \right]}{\left[(v''-v')(p_s) + 2 \sum_{i=2}^n (v''-v')(p_s + \frac{i-1}{n} \Delta p_c) + (v''-v')(p_p) \right]} =$$

$$= 2 \overline{\sigma}(T_s) \frac{1}{r_b''} \quad (3.2-114)$$

Pentru Freon 11, la care în coordonate T-s, curbele limită sînt liniare, se poate lua m=1, caz în care relația (3.2-114) devine:

$$\Delta T_c \frac{\left[\frac{r(T_s)}{T_s} + \frac{r(T_s + \Delta T_c)}{T_s + \Delta T_c} \right]}{\frac{1}{n} \left[(v''-v')(p_s) + 2 \sum_{i=2}^n (v''-v')(p_s + \frac{i-1}{n} \Delta p_c) + (v''-v')(p_p) \right]} =$$

$$= 2 \overline{\sigma}(T_s) \frac{1}{r_b''} = \frac{2 \overline{\sigma}(T_s)}{r_{br}} \left(\frac{r_{br}}{r_b''} \right) \quad (3.2-115)$$

Atîta timp cît $\Delta T = T_p - T_s = \Delta T_c + \xi$, unde $\xi \rightarrow 0$, centrul de vaporizare se menține activ; din el se degajă bule care cresc de la r_b'' la r_{br} , cînd se rup de pe suprafață.

Cînd $\Delta T = T_p - T_s = \Delta T_c - \xi$, centrul de vaporizare devine inactiv și va intra într-un proces de involuție prin condensarea vaporilor și difuzia aerului în lichid.

Referitor la raza inițială a bulei remanente, r_b'' , nu există nici o premiză pentru calculul ei teoretic. Mărimea ei poate fi mult influențată de microgeometria suprafeței din jurul cavității precum și de mișcările convective libere sau forțate ale lichidului. În urma scindării bulei, în bulă ascendentă și cea remanentă, acestea vor avea razele mai mici decît raza bulei din care provin. Din

această cauză presiunea dată de tensiunea superficială în cele două bule va fi mai mare decât în bula inițială și se va produce în consecință, o comprimare a mediului din cele două bule. Lucrul mecanic de comprimare este maxim când bula remanentă și cea ascendentă sînt egale și tind spre zero când volumul ei tinde spre zero. Tendința normală de evoluție a fenomenului ar trebui să fie cea de lucru mecanic minim. Se pare deci că situația cea mai probabilă este aceea în care bula remanentă are dimensiuni mult mai apropiate de r'_b decât de raza de rupere r_{br} .

Înlocuind în relația (3.2-14), r_{br} , din relația (3.2-57) se obține:

$$\begin{aligned} \Delta T_c \left[\frac{r(T_s)}{T_s} + \frac{r(T_s + \Delta T_c)}{T_s + \Delta T_c} \right] &= \\ \frac{1}{n} \left[(v'' - v')_{(p_s)} + 2 \sum_{i=2}^n (v'' - v')_{(p_s + \frac{i-1}{n} \Delta p_c)} + (v'' - v')_{(p_p)} \right] &= \\ = 2\sigma_{(T_s)} \frac{1}{\sqrt{\frac{6 \sin^2 \varphi}{(1 + \cos \varphi)(1 + \cos \varphi + \sin^2 \varphi)}} \sqrt{\frac{\sigma_{(T_p)}}{(\rho_L - \rho'')(T_s)g}} \left(\frac{r_{br}}{r_b''} \right) &= \\ = 2\sigma_{(T_s)} \left[\frac{1}{v'(T_s)} - \frac{1}{v''(T_p)} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{g^{1/2}}{f(\varphi) \cdot \sigma_{(T_p)}^{1/2}} \cdot \left(\frac{r_{br}}{r_b''} \right) & \quad (3.2-116) \end{aligned}$$

Această relație permite calculul supraîncălzirii necesare a peretelui pentru menținerea vaporizării cu bule, într-un centru de vaporizare în care raza bulei remanente este r_b'' , iar raza bulei la rupere este r_{br} . Pentru un caz limită în care $r_b'' = r_{br}$ se obține supraîncălzirea minimă necesară a peretelui pentru menținerea în activitate a centrului de vaporizare, $\Delta T_{c \text{ min}}$. Din calculele numerice efectuate au rezultat supraîncălziri foarte mici, de ordinul miimilor sau sutimilor de grade. Pentru acest caz relația (3.2-116) se poate simplifica, considerînd:

$$r(T_s) \cong r(T_s + \Delta T_{c_{\min}})$$

$$n = 1$$

$$\sigma(T_p) \cong \sigma(T_s)$$

$$(v''-v')_{(p_s)} \cong (v''-v')_{(p_p)}$$

Se obține:

$$\Delta T_{c_{\min}} = 2 \left[\sigma(T_s) (\rho' - \rho'')_{(T_s)} \cdot g \right]^{1/2} (v''-v')_{(T_s)} \frac{T_s}{r} \cdot \frac{1}{f(\varphi)} \quad (3.2-117)$$

În diagrama din fig.3.2-13 este reprezentat $\Delta T_{c_{\min}}$ în funcție de temperatura de vaporizare T_s , pentru diverse valori ale unghiului φ . Se constată o scădere rapidă a supraîncălzirii necesare, cu creșterea temperaturii de vaporizare T_s . Se constată de asemenea o influență apreciabilă a unghiului de contact φ ; creșterea lui duce la micșorarea supraîncălzirii necesare.

În diagramele din figurile 3.2-14; 3.2-15; 3.2-16 se prezintă supraîncălzirea ΔT_c necesară pentru menținerea activă a centrului de vaporizare în funcție de temperatura de vaporizare cu unghiul de contact φ ca parametru pentru $r_{br}/r_b'' = 20$; 200 și 1000. Alura curbelor este întrutotul asemănătoare celor din fig.3.2-13.

Supraîncălzirea necesară pentru menținerea în activitate a centrului de vaporizare scade rapid cu creșterea temperaturii de vaporizare T_s și cu scăderea raportului r_{br}/r_b'' . Se constată aceeași influență a unghiului de contact φ ca și asupra lui $\Delta T_{c_{\min}}$.

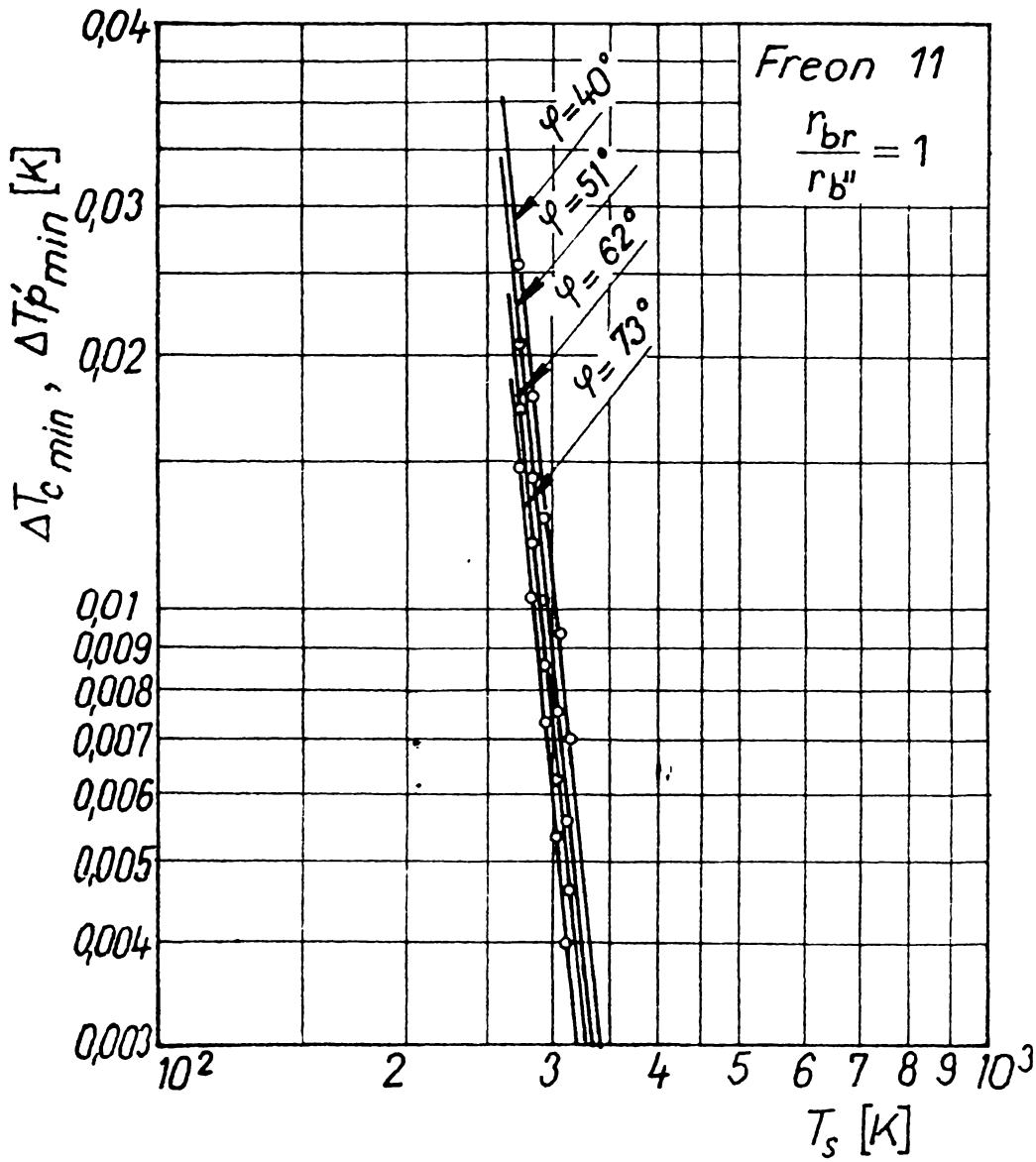


Fig.3.2-13

$\Delta T_{c\ min} = f(T_s)$

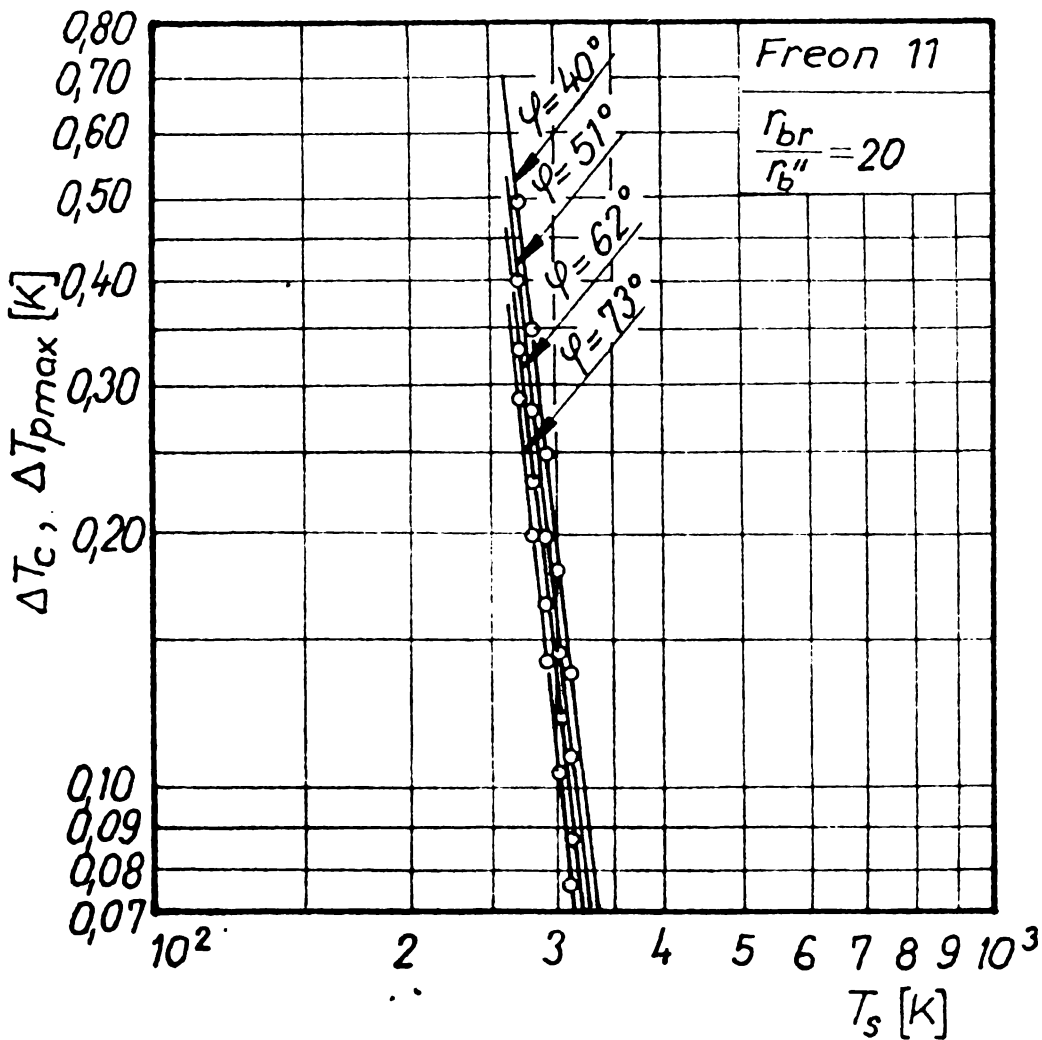


Fig.3.2.14

$\Delta T_c = f(T_s)$
 pentru $r_{br}/r_b'' = 20$

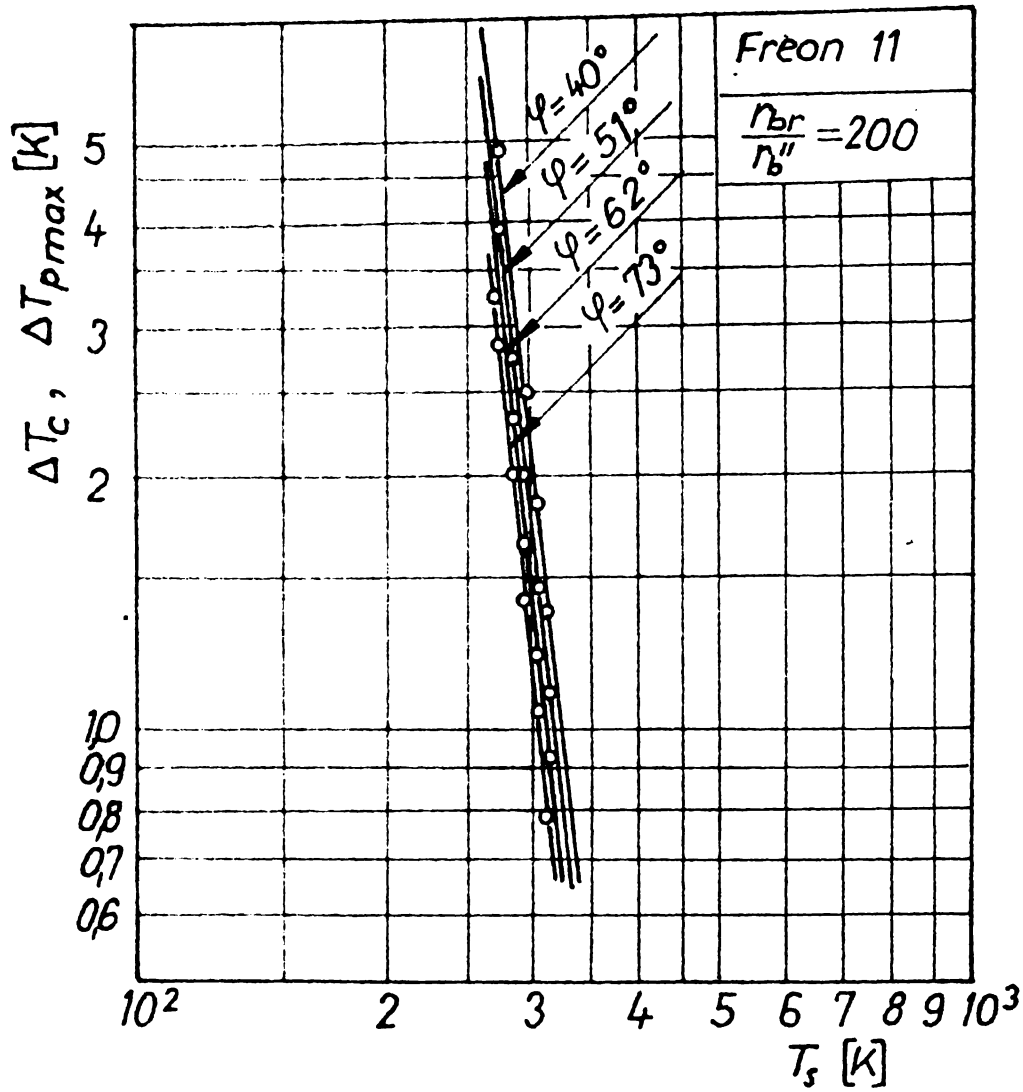


Fig.3.2.15
 $\Delta T_c = f(T_s)$
pentru $r_{br}/r_b'' = 200$

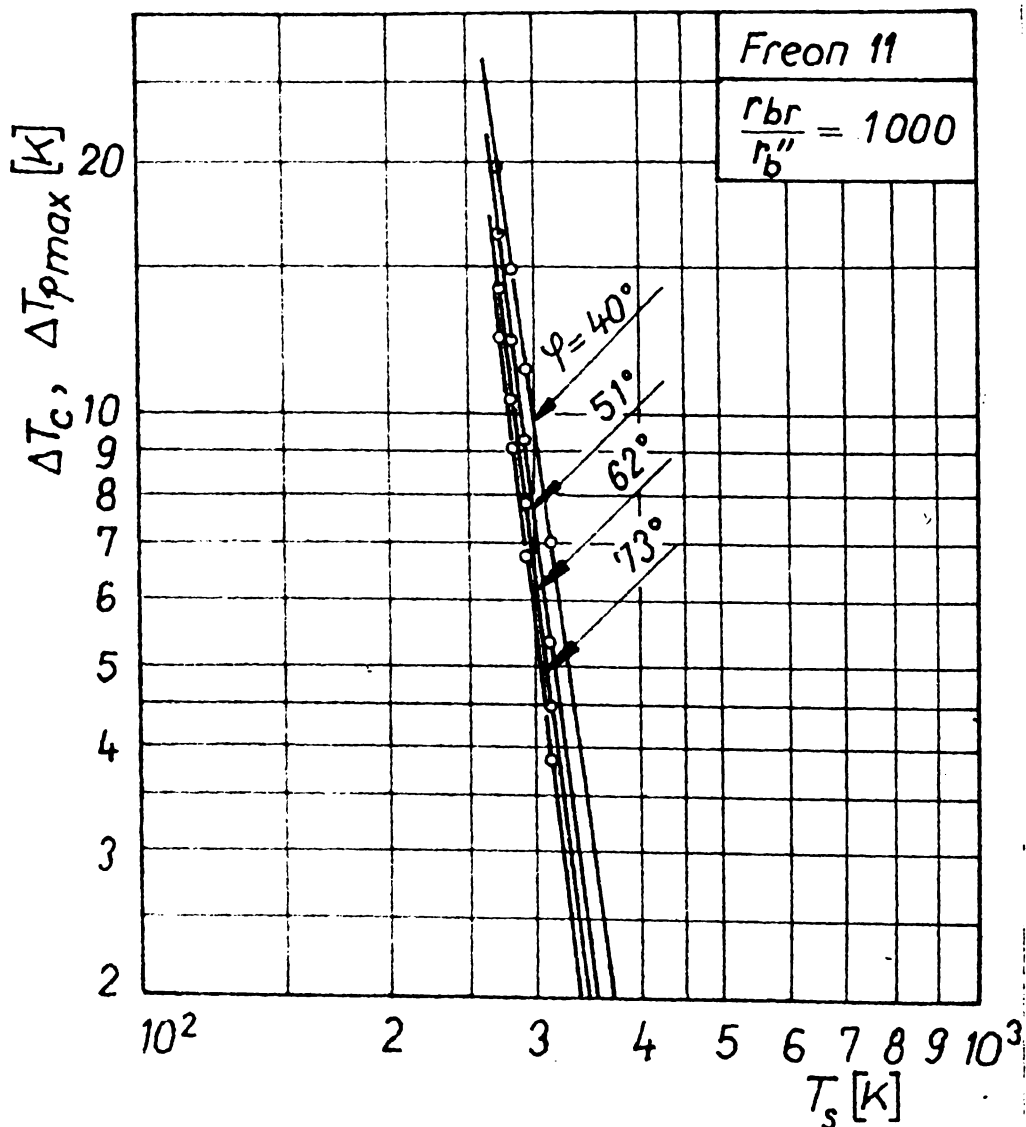


Fig.3.2.17
 $\Delta T_c = f(T_s)$
pentru $r_{br}/r_b'' = 1000$

3.2.3. Considerații teoretice asupra evoluției temperaturii peretelui sub bulă.

Temperatura peretelui în dreptul centrului de vaporizare cu bule în momentul începerii creșterii bulei de la raza r_b'' , temperatură care se va nota în cele ce urmează cu $T_{pb_{max}}$, este:

$$T_{pb_{max}} = T_s + \Delta T_c \quad (3.2-118)$$

Odată cu începerea creșterii bulei, la baza ei se formează un microstrat limită de lichid aderent la perete [53].

Creșterea bulei se realizează prin vaporizarea lichidului din acest microstrat, vaporizare însoțită de scăderea temperaturii lui.

Pentru o anumită rază de rupere r_{br} , la o anumită rază a bulei r_b pentru ca procesul de creștere al bulei să nu fie oprit, supraîncălzirea acestui microstrat $\Delta T'_c$ trebuie să fie cel puțin egală cu cea calculată cu relația 3.2-116, în care în loc de raza inițială - r_b'' - apare raza curentă - r_b - .Relația 3.2-116 permite deci și calculul supraîncălzirii microstratului de lichid de la baza bulei, în timpul evoluției acesteia între razele r_b'' și r_{br} .

Temperatura microstratului T'_p se calculează cu relația:

$$T'_p = T_s + \Delta T'_c \quad (3.2-119)$$

Pentru $r_b = r_{br}$ se obține supraîncălzirea minimă a microstratului $\Delta T'_{cmin}$, calculată cu relația 3.2-117. Evoluția supraîncălzirii microstratului de la baza bulei în timpul creșterii acesteia de la r_b'' la r_{br} este reprezentată în fig.3.2.18 pentru $\varphi = 40^\circ$ și în fig.3.2.19 pentru $\varphi = 73^\circ$. Se constată o scădere aproape liniară a supraîncălzirii $\Delta T'_c$ cu creșterea razei bulei r_b , deci cu scăderea raportului r_{br}/r_b .

Foarte mare este influența temperaturii de vaporizare T_s . La creșterea acesteia, scade mult supraîncălzirea microstratului de lichid.

Pentru elucidarea condițiilor în care se produce schimbul de căldură la vaporizarea cu bule, prezintă o deosebită importanță cunoașterea variației temperaturii peretelui la

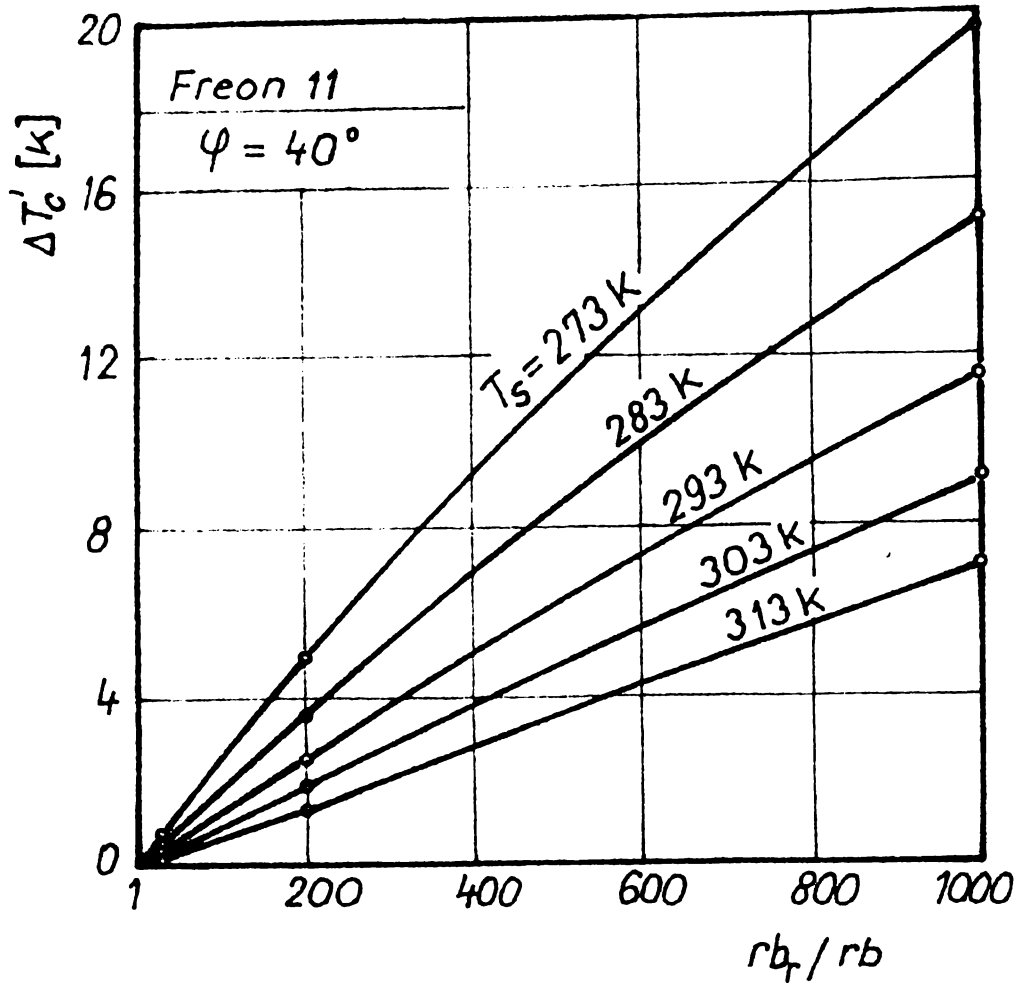


Fig.3.2.18
 $\Delta T'_c = f\left(\frac{r_{b,r}}{r_b}\right)$
 pentru:
 $\varphi = 40^\circ$

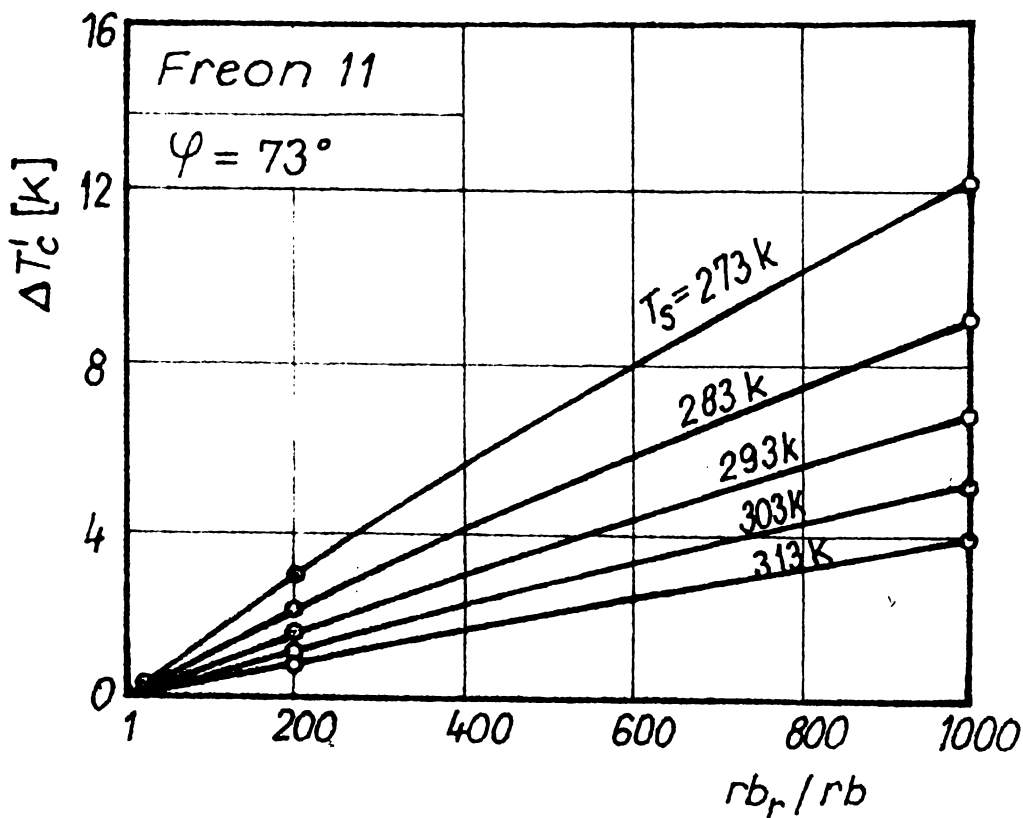


Fig.3.2.19
 $\Delta T'_c = f\left(\frac{r_{b,r}}{r_b}\right)$
 pentru:
 $\varphi = 73^\circ$

baza bulei. În momentul începerii creșterii bulei, temperatura peretelui sub bulă este maximă, avînd valoarea $T_{p_{bmax}}$, calculată cu relația 3.2.118. În continuare, temperatura peretelui, T_{pb}

evoluează în funcție de temperatura microstratului T_p și de fluxul de căldură care se transmite prin perete. Temperatura microstratului variază între $T'_p \max = T_s + \Delta T_c = T_{pbmax}$ și $T'_p \min = T_s + \Delta T_{cmin}$.

Determinante pentru modul în care peretele urmărește variația temperaturii microstratului, sînt valorile criteriilor de similitudine B_i și F_o definite prin relațiile:

$$B_i = \alpha_b \frac{\delta_p}{\lambda_p} \quad \text{și} \quad F_o = \frac{a_p z}{\delta_p^2} \quad (3.2-120)$$

unde:

α_b [W/m²K]. - reprezintă coeficientul de convecție la exteriorul peretelui sub bulă. Asimilînd acest coeficient cu raportul λ/δ pentru microstratul de lichid, la grosimi ale microstratului de ordinul zecimilor de μm [53], [54] rezultă valori ale lui α_b de ordinul $10^5 \div 2 \times 10^6$ [W/m²K];

δ_p [m] - pentru un perete plan reprezintă jumătate din grosimea acestuia. Avînd în vedere dimensiunile mici ale bulălor, chiar pereții cilindrici pot fi asimilați cu pereții plani. Grosimile pereților separatori folosiți la vaporizatoare sînt de ordinul milimetrilor, cel mai adesea între 1 și 3 mm. Grosimile minime apar la pereții din cupru și alamă, iar cele mai mari, la pereții din oțel. În cele ce urmează se va considera $0,5 \leq \delta_p \leq 1,5$ (mm);

λ_p [W/mK] - coeficientul de conductivitate al materialului peretelui;

a_p [m²/s] - coeficientul de difuzivitate termică al materialului peretelui.

În tabela 3.2.1 sînt date proprietățile fizice ale materialelor folosite în mod obișnuit în construcția vaporizatorului pentru temperatura de 20°C.

Tabela 3.2.1. Proprietățile fizice ale materialelor folosite la construcția vaporizatoarelor.

Nr. crt.	Material	λ	ρ	c	$a \times 10^5$
		W/m K	Kg/m ³	J/Kg K	m ² /s
1	C u p r u	373	8930	390	10,71
2	Aluminiu	230	2700	930	9,16
3	Alamă 72% Cu	111,8	8500	398	3,30
4	Alamă 62% Cu	79,4	8250	400	2,41
5	Oțel carbon	50	7850	480	1,33
6	Oțel inoxidabil 18 % Cr; 8 % Ni	14,6	7900	511	0,36

τ (s) - intervalul de timp în care se calculează variația temperaturii peretelui. Frecvențele de degajare ale bulelor diverselor lichide sînt cuprinse în mod obișnuit între 10 ÷ 150 Hz. Timpul între două degajări succesive de bule din același centru este cuprins între 1/10 ÷ 1/150 s.

Pentru a putea studia variația temperaturii peretelui în funcție de temperatura microstratului de lichid, trebuie admise intervale de timp suficient de mici, așa încît să se poată considera în acest interval, constantă temperatura microstratului T'_p . Se consideră că intervale de timp de 1/100 din timpul dintre două degajări succesive, sînt suficient de mici pentru a se putea îndeplini această condiție. Se vor lua deci pentru τ valori cuprinse între $10^3 \div 0,067 \cdot 10^{-3}$ [s].

Cu datele precizate mai sus se pot calcula valorile maxime și minime posibile ale criteriilor F_0 și B_i pentru vaporizatoarele tehnice.

$$F_{0 \max} = \frac{a_{\max} \cdot \tau_{\max}}{(\delta_{\min})^2} \approx \frac{1,071 \cdot 10^4 \cdot 10^{-3}}{(0,5 \cdot 10^{-3})^2} \approx 0,428$$

$$F_{0 \min} = \frac{a_{\min} \cdot \tau_{\min}}{(\delta_{\max})^2} = \frac{0,36 \times 10^5 \cdot 0,067 \cdot 10^{-3}}{(1,5 \times 10^{-3})^2} \approx 0,0001$$

$$B_{imax} = \frac{\alpha_{max} \cdot \delta_{max}}{\lambda_{min}} = \frac{2 \times 10^6 \cdot 1,5 \times 10^{-3}}{14,6} = 205$$

$$B_{imin} = \frac{\alpha_{min} \cdot \delta_{min}}{\lambda_{max}} = \frac{10^5 \cdot 0,5 \times 10^{-3}}{373} = 0,134$$

La începutul intervalului de timp considerat, τ , temperatura peretelui este t_{p0} , iar a microstratului este t'_{p0} . Pentru cazul ideal al unui perete plan de extindere infinită, avînd temperatura pe întreaga grosime, constantă egală cu t_{p0} se poate scrie pentru cazul $t'_p = t'_{p0}$ relația:

$$\frac{t_p - t'_{p0}}{t_{p0} - t'_{p0}} = \phi_p (B_i, F_o) \quad (3.2-121)$$

Funcția $\phi_p (B_i, F_o)$ este reprezentată în fig.3.2.20.

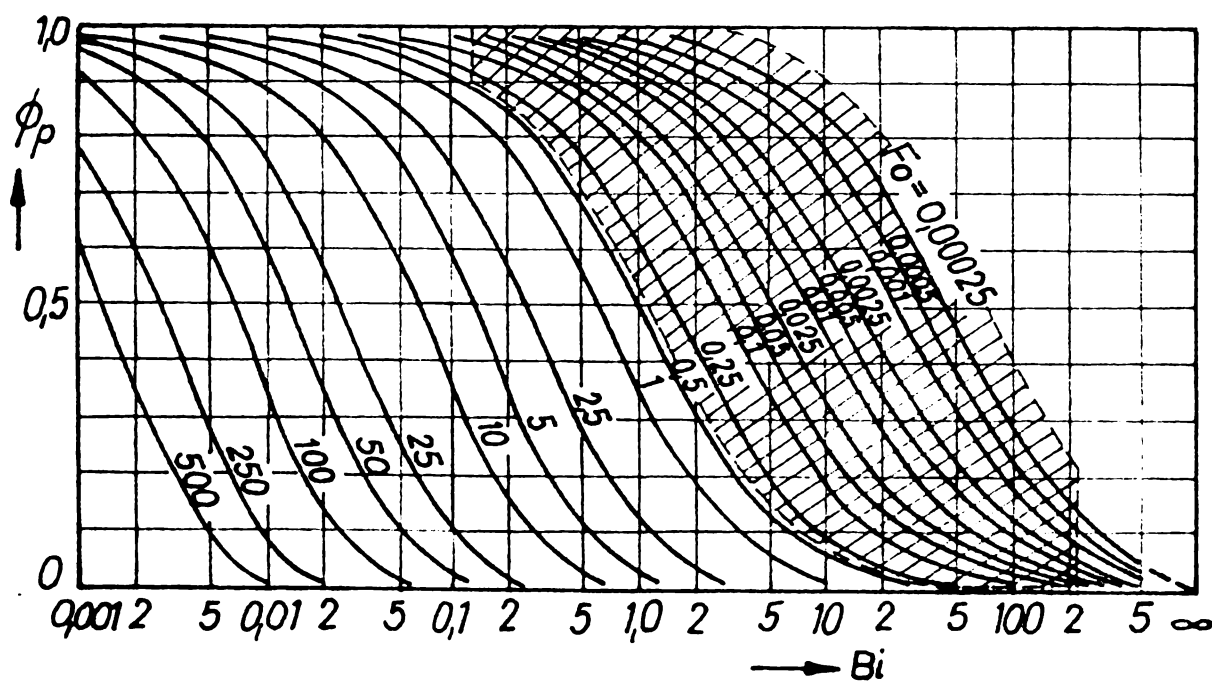


Fig.3.2.20. Funcția ϕ_p pentru un perete plan de extindere infinită.

Din relația 3.2.121 se poate trage concluzia că în timpul τ temperatura peretelui - t_p - tinde spre temperatura microstratului t'_{p0} cînd valoarea funcției ϕ_p tinde spre zero. Din fig.3.2.20 rezultă că acest lucru se întîmplă la valori cu

atît mai mici ale criteriului B_1 , cu cît valorile criteriului F_0 sînt mai mari. Pe figură este reprezentată hașurat zona posibilă de variație a criteriilor B_1 și F_0 pentru vaporizatoarele tehnice. Avînd în vedere ipotezele simplificatoare făcute, concluziile anterioare au numai un caracter calitativ.

Pentru cazul limită în care temperatura peretelui urmărește fidel temperatura microstratului, caz care apare la valori mari ale criteriului B_1 și ale criteriului F_0 se poate scrie:

$$T_{p_{bmax}} = T'_{p_{max}} = T_s + \Delta T_c \quad (3.2-122)$$

$$T_{p_{bmin}} = T'_{p_{max}} = T_s + \Delta T_{c_{min}} \quad (3.2-123)$$

În timpul perioadei de creștere a bulei care se desfășoară în timpul τ_c , temperatura peretelui sub bulă scade de la $T_{p_{bmax}}$ la $T_{p_{bmin}}$, iar diametrul bulei crește de la r'' la r_{br} .

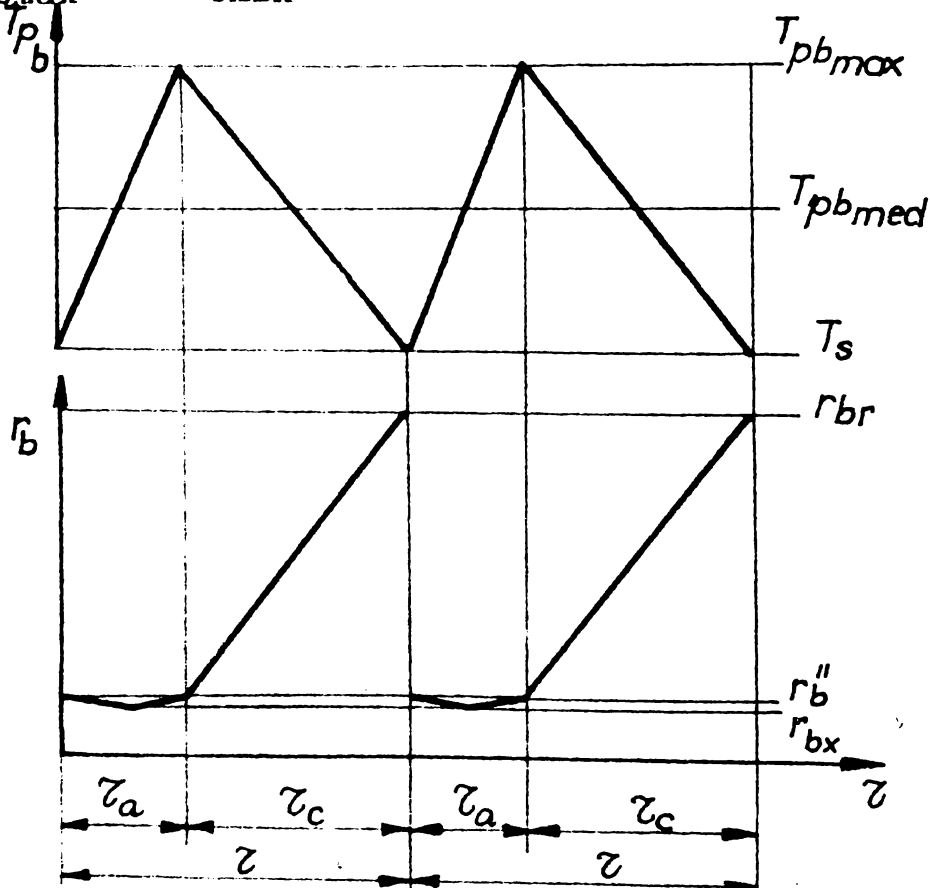


Fig.3.2.2.1 $T_{pb} = f(\tau)$ și $r_b = f(\tau)$

sub bulă - T_{pb} - iar în partea de jos, variația razei bulei - r_b - în funcție de timp. Este de observat că în actuala fază a tratării teoretice, calitative a problemei, nu prezintă o importanță deosebită a reală de variație în timp a acestor mărimi, motiv pentru care variațiile în timp ale temperaturii și razei s-au considerat liniare.

După desprinderea bulei, în timpul de așteptare τ_a dimensiunea bulei scade la început de la r_{br} pînă la r_{bx} , după care crește din nou pînă la r'' . În acest timp temperatura peretelui crește de la $T_{p_{bmin}}$ la $T_{p_{bmax}}$.

În fig.3.2.21 se reprezintă calitativ, în partea de sus, variația temperaturii peretelui

Pentru un anumit lichid, un anumit perete și o anumită temperatură de vaporizare, raza bulei remanente - r_b'' - va avea valori diferite pentru fiecare centru de degajare a bulelor, valori condiționate de microgeometria zonelor adiacente cavității, de unghiul de înclinare al suprafeței față de orizontală și de curenții de convecție liberă sau forțată care apar în lichid. Pentru fiecare valoare r_b'' la o temperatură de vaporizare T_s corespunde o anumită valoare a supraîncălzirii peretelui necesară pentru menținerea în activitate a centrului respectiv de degajare a bulelor ΔT_c . Se poate vorbi de o supraîncălzire medie a peretelui sub bulă - ΔT_{pbmed} - în timpul τ , care se poate calcula pentru ipotezele simplificatoare admise, cu relația:

$$\Delta T_{pbmed} \approx \frac{\Delta T_c + \Delta T_{cmin}}{2} \quad (3.2-124)$$

Din figura 3.2.13 rezultă pentru ΔT_{cmin} valori de ordinul sutimilor de grad, relația 3.2.124 se poate scrie sub forma:

$$\Delta T_{pbmed} \approx \frac{\Delta T_c}{2} \quad (3.2-125)$$

Temperatura medie a peretelui sub bulă va fi:

$$T_{pbmed} = T_s + \Delta T_{pbmed} = T_s + \frac{\Delta T_c}{2} \quad (3.2-126)$$

În zonele convective ale peretelui, temperatura T_p este mult mai mare decât în zonele de degajare ale bulelor (vezi cap.3.1). În consecință, în dreptul fiecărui centru de degajare a bulelor se produce o „groapă de temperatură” de o anumită valoare, în condițiile în care în zonele fără bule, diferența de temperatură este $T_p - T_s$.

În fig.3.2.22 se reprezintă calitativ apariția „gropilor de temperatură” într-un profil oarecare al suprafeței pe care se produce vaporizarea. Diametrul acestor gropi este aproximativ egal cu diametrul bulei la rupere $d_{br} = 2 r_{br}$.

Apariția „gropilor de temperatură” la instalarea vaporizării cu bule face ca temperatura medie a suprafeței pe care se produce vaporizarea, să scadă mult față de cazul vaporizării

convective. Temperatura medie a suprafeței T_{pm} , se poate calcula cu relația:

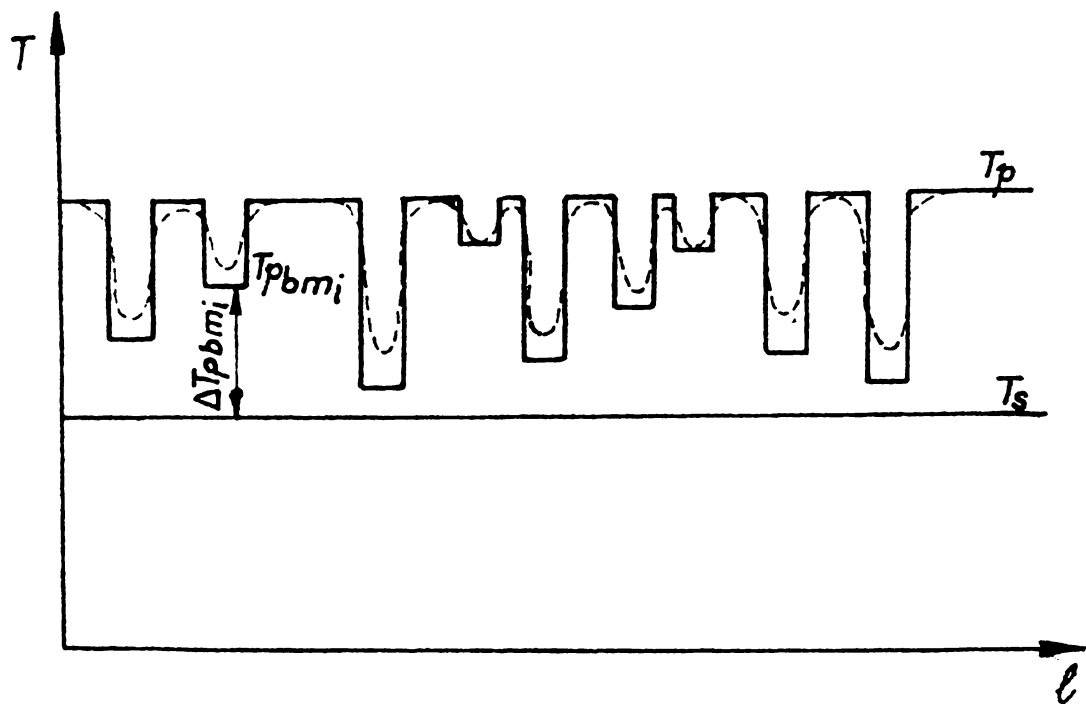


Fig.3.2.22. „ Gropi de temperatură ”.

$$T_{pm} = \frac{(A - \sum_{i=0}^n A_{i_b}) T_p + \sum_{i=1}^n A_{i_b} \cdot T_{pbmi}}{A} \quad (3.2-127)$$

unde:

A_{i_b} - reprezintă aria proiecției bulei la rupere pe suprafața de vaporizare la un centru de vaporizare;

Deoarece T_{pbmi} este mai mic decât T_p , cu cît numărul de centri de degajare a bulelor este mai mare, cu atît temperatura medie a peretelui va scădea la aceeași densitate a fluxului de căldură transmis.

Față de cazul teoretic prezentat, la vaporizarea reală apar unele diferențe care fac ca salturile de temperatură ale peretelui să nu fie atît de mari și de bruste în dreptul centrului de degajare a bulelor. Profilul real al temperaturii peretelui va fi de forma celui reprezentat cu linie întreruptă.

Principalele cauze sînt următoarele:

1. - Temperatura peretelui nu poate urmări instantaneu temperatura microstratului.
2. - Creșterea bulei induce mișcări forțate ale lichidului din zona adiacentă, ducând la creșterea coeficientului de convecție și deci la scăderea temperaturii peretelui față de zonele convective.
3. - Fluxul finit de căldură care se transmite prin conducție perpendicular pe perete.
4. - Fluxul suplimentar de căldură care se transmite în lungul peretelui dinspre zonele convective cu temperaturi mai mari spre zonele de degajare a bulelor care au temperaturi mai mici.

3.2.3.1. Calculul variației temperaturii peretelui sub bulă T_{pb} prin metoda diferențelor finite.

Pentru a obține un tablou mai apropiat de realitate a variației temperaturii peretelui sub bulă se face în continuare apel la metodele numerice de calcul prin diferențe finite. Se consideră un element dintr-un perete plan, ca cel reprezentat în fig.3.2.23. În perete se găsește o cavitate conică din care se va amorsa vaporizarea cu bule a lichidului care se vaporizează la temperatura t_s . Pe fața cealaltă a peretelui curge un fluid cu temperatura t_f . La o anumită valoare a temperaturii - t_f -, când pe fața peretelui pe care se produce vaporizarea, temperatura ajunge la t_p , așa încât $t_p - t_s > \Delta t_{critic}$, din cavitate încep să se degaje bule de vapor. După cum s-a văzut, în procesul de creștere a bulelor se formează un microstrat de lichid aderent la perete care condiționează sub bulă apariția unor coeficienți de convecție α_b foarte mari, în timp ce în zona convectivă coeficientul de convecție rămâne la valori mici, care pot fi calculate cu relația (3.1.1).

Pentru calculul variației temperaturii peretelui în regim nestaționar, acesta se împarte printr-o rețea cilindrică coaxială cu cavitatea, cu pasul pe rază Δ_r și o rețea plană, paralelă cu peretele, cu pasul $\Delta l = \Delta_r \left[\frac{90}{\theta} \right]$.

La intersecția suprafețelor cilindrice cu cele plane se formează cercuri avînd raza un multiplu întreg de Δ_r .

Avînd în vedere simetria cilindrică a cîmpului de temperaturi față de axa care trece prin cavitate, cercurile de intersecție sînt niște izoterme.

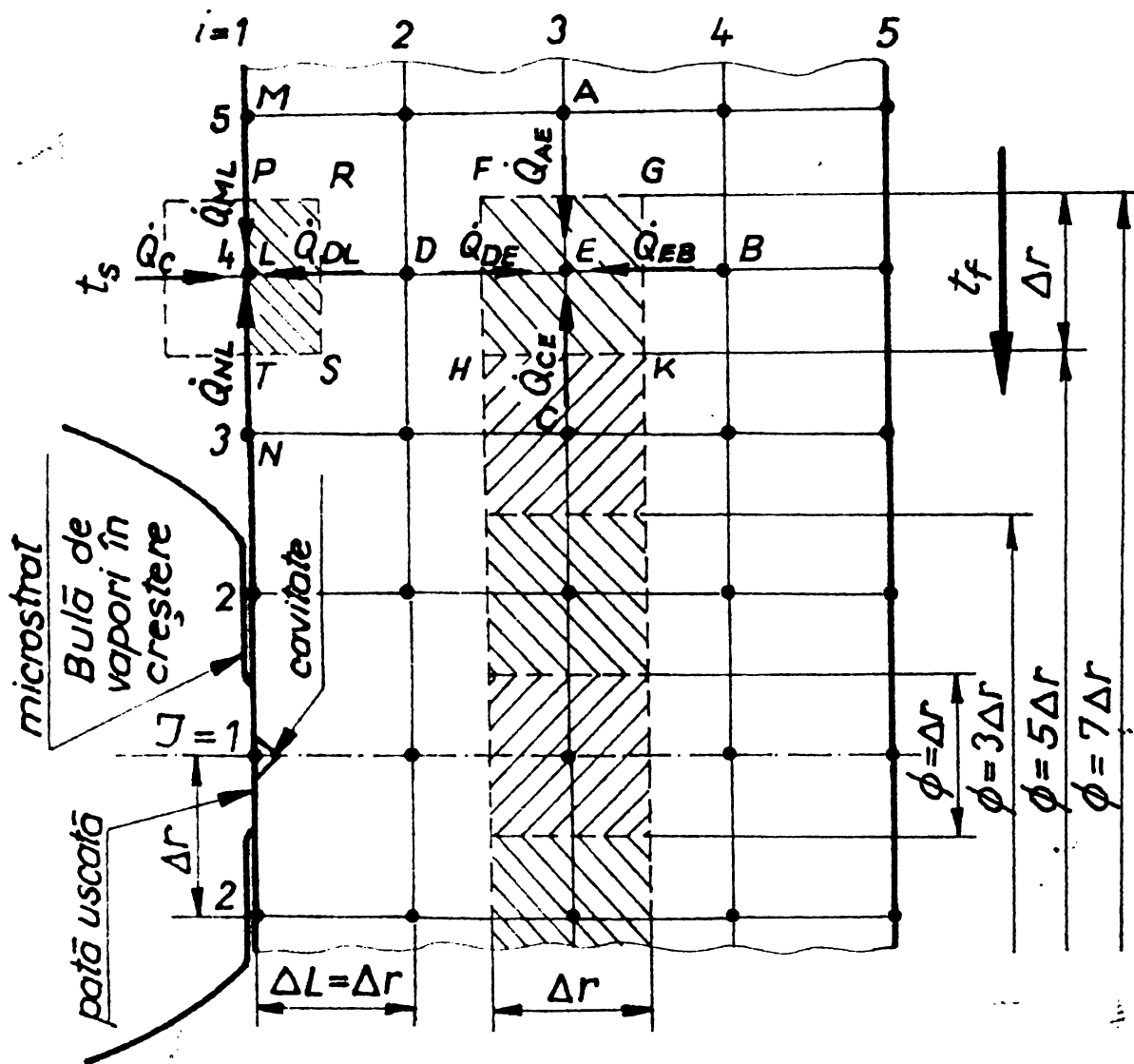


Fig.3.2.23: Rețea toroidală circulară, cu secțiune patrată într-un perete plan.

Fiecare cerc din rețea este caracterizat de coordonatele de poziție J și I și de coordonata de timp K . Temperatura pe un cerc oarecare (în secțiune, un punct oarecare) de coordonate J și I la timpul K se va scrie sub forma: $t_{J,I,K}$.

Pentru calculul variației cîmpului de temperaturi în timp se scrie bilanțul termic în toate punctele rețelei; se consideră un punct din interiorul peretelui, de ex. punctul E , avînd coordona-

tele $J=4$, $I=3$. În punctul E sosesc fluxuri de căldură transmise prin conducție din punctele vecine A, B, C, D. Suprafețele prin care se transmit aceste fluxuri sînt suprafețele laterale ale tarului cilindric cu secțiunea patrată F G K H. Rezultanta acestor fluxuri se regăsește în modificarea în timp a temperaturii elementului de volum toroidal. Pentru pasul de timp $\Delta\tau$ se poate scrie relația:

$$\dot{Q}_{A-E} + \dot{Q}_{B-E} + \dot{Q}_{C-E} + \dot{Q}_{D-E} = V \cdot \rho \cdot c \frac{1}{\Delta\tau} (t_{E,K} - t_{E,K-1}) \quad (3.2.128)$$

unde:

$t_{E,K}$ = $t_{J,I,K}$ - temperatura în punctul E la timpul K ;

$t_{E,K-1}$ = $t_{J,I,K-1}$ - temperatura în punctul E la timpul anterior.

Fluxurile de căldură transmise prin conducție se pot calcula cu relația:

$$\dot{Q}_{A-E} = \pi (2J-1) \Delta_r \cdot \Delta_r \cdot \frac{\lambda}{\Delta_r} (t_{J+1,I,K-1} - t_{J,I,K-1}) \quad (3.2.129)$$

$$\dot{Q}_{C-E} = \pi (2J-3) \Delta_r \cdot \Delta_r \cdot \frac{\lambda}{\Delta_r} (t_{J-1,I,K-1} - t_{J,I,K-1}) \quad (3.2.130)$$

$$\dot{Q}_{F-H} = \frac{\pi}{4} \left\{ [(2J-1) \Delta_r]^2 - [(2J-3) \Delta_r]^2 \right\} \frac{\lambda}{\Delta_r} (t_{J,I-1,K-1} - t_{J,I,K-1}) \quad (3.2.131)$$

$$\dot{Q}_{B-E} = \frac{\pi}{4} \left\{ [(2J-1) \Delta_r]^2 - [(2J-3) \Delta_r]^2 \right\} \frac{\lambda}{\Delta_r} (t_{J,I+1,K-1} - t_{J,I,K-1}) \quad (3.2.132)$$

Volumul elementului toroidal este:

$$V = \frac{\pi}{4} \left\{ [(2J-1) \Delta_r]^2 - [(2J-3) \Delta_r]^2 \right\} \Delta_r \quad (3.2.132)$$

Relațiile (3.2.130), (3.2.131), (3.2.132) și (3.2.133) sînt valabile numai pentru $J > 1$. Pentru $J=1$ se obțin relațiile:

$$\dot{Q}_{C-E} = \pi \cdot \Delta_r \cdot \Delta_r \frac{\lambda}{\Delta_r} (t_{J-1,I,K-1} - t_{J,I,K-1}) \quad (3.2.130')$$

$$\dot{Q}_{F-H} = \frac{\pi}{4} \Delta_r^2 \frac{\lambda}{\Delta_r} (t_{J,I-1,K-1} - t_{J,I,K-1}) \quad (3.2.131')$$

$$\dot{Q}_{B-E} = \frac{\pi}{4} \Delta_r^2 \frac{\lambda}{\Delta_r} (t_{J,I+1,K-1} - t_{J,I,K-1}) \quad (3.2.132')$$

$$v = \frac{\pi}{4} \Delta_r^3$$

Inlocuind în relația (3.2.128), ținând cont că $a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c}$ se obține:

- pentru $J > 1$.

$$t_{J,I,K} - t_{J,I,K-1} = \frac{(2J-1)t_{J+1,i,K-1} + (2J-3)t_{J-1,i,K-1} + 2(J-1)(t_{J,i-1,K-1} - t_{J,i+1,K-1}) - 8(J-1)t_{J,i,K-1}}{2^{J-1} \frac{(\Delta_r)^2}{a \cdot \Delta \mathcal{Z}}} \quad (3.2.134)$$

Notînd $M = \frac{(\Delta_r)^2}{a \cdot \Delta \mathcal{Z}}$ se obține:

$$t_{J,i,K} = \frac{M-4}{M} t_{J,i,K-1} + \frac{2J-1}{2(J-1)M} t_{J,i,K-1} + \frac{2J-3}{2(J-1)M} t_{J-1,i,K-1} + \frac{1}{M} (t_{J,i-1,K-1} - t_{J,i+1,K-1}) \quad (3.2.135)$$

- pentru $J = 1$ se obține:

$$t_{1,i,K} = \frac{M-6}{M} t_{1,i,K-1} + \frac{1}{M} (t_{1,i-1,K-1} - t_{1,i+1,K-1}) + \frac{4}{M} t_{2,i,K-1} \quad (3.2.135')$$

Relațiile (3.2.135) și (3.135') sînt aplicabile numai în interiorul corpului, deci pentru $1 < i < n$. Pentru calculul temperaturii în punctele de pe suprafață se procedează asemănător. În punctul L șosesc prin conducție fluxuri de căldură din punctele P.D.T și prin convecție din fluidul

care se vaporizează. Pentru un punct oarecare fluxul transmis, prin convecție este:

$$\dot{Q}_c = \alpha_v (t_s - t_{J,1,K-1}) \quad (3.2.136)$$

Pentru un punct de pe cealaltă suprafață:

$$\dot{Q}_c = \alpha_f (t_f - t_{J,n,K-1}) \quad (3.2.137)$$

Pentru calculul fluxurilor transmise prin conducție din punctele M și N se ia în considerare numai jumătate din suprafața exterioară a elementului toroidal, deci pe lățimea $\Delta r/2$.

Notînd: $N = \frac{\alpha_v \Delta r}{\lambda}$ sau $N = \frac{\alpha_f \Delta r}{\lambda}$, se obține:

- pentru $J > 1$, $i = 1$

$$t_{J,1,K} = \frac{M-(2N+4)}{M} t_{J,1,K-1} + \frac{2N}{M} t_s + \frac{2J-1}{2(J-1)M} t_{J+1,1,K-1} + \\ + \frac{2J-3}{2(J-1)M} t_{J-1,1,K-1} + \frac{2}{M} t_{J,2,K-1} \quad (3.2.138)$$

- pentru $J > 1$, $i = n$

$$t_{J,n,K} = \frac{M-(2N+4)}{M} t_{J,n,K-1} + \frac{2N}{M} t_f + \frac{2J-1}{2(J-1)M} t_{J+1,n,K-1} + \\ + \frac{2J-3}{2(J-1)M} t_{J-1,n,K-1} + \frac{2}{M} t_{J,n,1,K-1} \quad (3.2.139)$$

- pentru $J = 1$, $i = 1$

$$t_{1,1,K} = \frac{M-(2N+6)}{M} t_{1,1,K-1} + \frac{2N}{M} t_s + \frac{4}{M} t_{2,1,K-1} + \\ + \frac{2}{M} t_{1,2,K-1} \quad (3.2.140)$$

- pentru $J = 1$, $i = n$

$$t_{1,n,K} = \frac{M-(2N+6)}{M} t_{1,n,K-1} + \frac{2N}{M} t_f + \frac{4}{M} t_{2,n,K-1} + \\ + \frac{2}{M} t_{1,n-1,K-1} \quad (3.2.141)$$

Din relațiile anterioare se observă că dacă se cunoaște câmpul de temperaturi la un timp oarecare, se poate calcula câmpul de temperaturi la timpul următor. Se vor aplica relațiile stabilite pentru un caz apropiat de un caz real în scopul de a pune în evidență influența materialului peretelui. Se vor lua în considerare două cazuri limită și anume perete din cupru și perete din oțel inoxidabil, ale căror proprietăți sînt trecute în tabela 3.2.1.

Pentru calcul se iau următoarele mărimi: (Comparația se va face la aceeași temperatură de vaporizare, la aceeași diferență de temperatură $t_p - t_s$ și la aceeași densitate a fluxului transmis).

- densitatea fluxului de căldură $\dot{q}_v = 2500 \text{ W/m}^2$;
- grosimea peretelui: $\delta = 2 \text{ mm}$;
- temperatura de vaporizare: $t_s = 10^\circ\text{C}$;
- temperatura peretelui în momentul amorsării vaporizării cu bule $t_{pcr} = 20^\circ\text{C}$;
- coeficientul de convecție sub bulă, $\alpha_b = 10^6 \text{ W/m}^2\text{K}$;
- coeficientul de convecție în zona de convecție forțată din jurul bulei în creștere: $\alpha_{c_f} = 500 \text{ W/m}^2\text{K}$;
- coeficientul de convecție în zona, de convecție liberă, $\alpha_{c_l} = 250 \text{ W/m}^2\text{K}$ (vezi fig.);
- coeficientul de convecție de partea fluidului cald, $\alpha_f = 5000 \text{ W/m}^2\text{K}$;
- se admite un pas pe rază și pe grosimea peretelui $\Delta r_i = 0,5 \text{ mm}$;
- se admite un pas de timp $\Delta \tau = 0,00025 \text{ s}$;
- se admite timpul de creștere al bulei $\tau_c = 0,01 \text{ s}$. Rezultă în acest caz 40 de pași de timp, pentru timpul de creștere al bulei;
- pentru $J = 5$ se consideră că temperatura peretelui nu mai este influențată de prezența bulei, la nici un timp. Temperaturile la $i = 1 \div 5$ se calculează cu relația:

$$\dot{q}_v = \alpha_{c_f} \cdot (t_{5,1} - t_s) = \frac{\lambda}{\delta} (t_{5,5} - t_{5,1}) = \alpha_f \cdot (t_f - t_{5,5})$$

În tabela 3.2.2 sînt calculate temperaturile în planurile i și temperatura fluidului t_f pentru perete din cupru și oțel inoxidabil.

Tabela 3.2.2. Temperaturile în planele I.

Temp. Mater.	$t_{5,1}$	$t_{5,2}$	$t_{5,3}$	$t_{5,4}$	$t_{5,5}$	t_f
Cupru	20	20,00335	20,0067	20,01005	20,0134	20,5134
Oțel inox.	20	20,0856	20,1712	20,2568	20,3425	20,8425

La timpul inițial, la $K=1$, temperaturile în planele $I = 1 \div 4$ sînt identice cu cele din planul 5, deci:

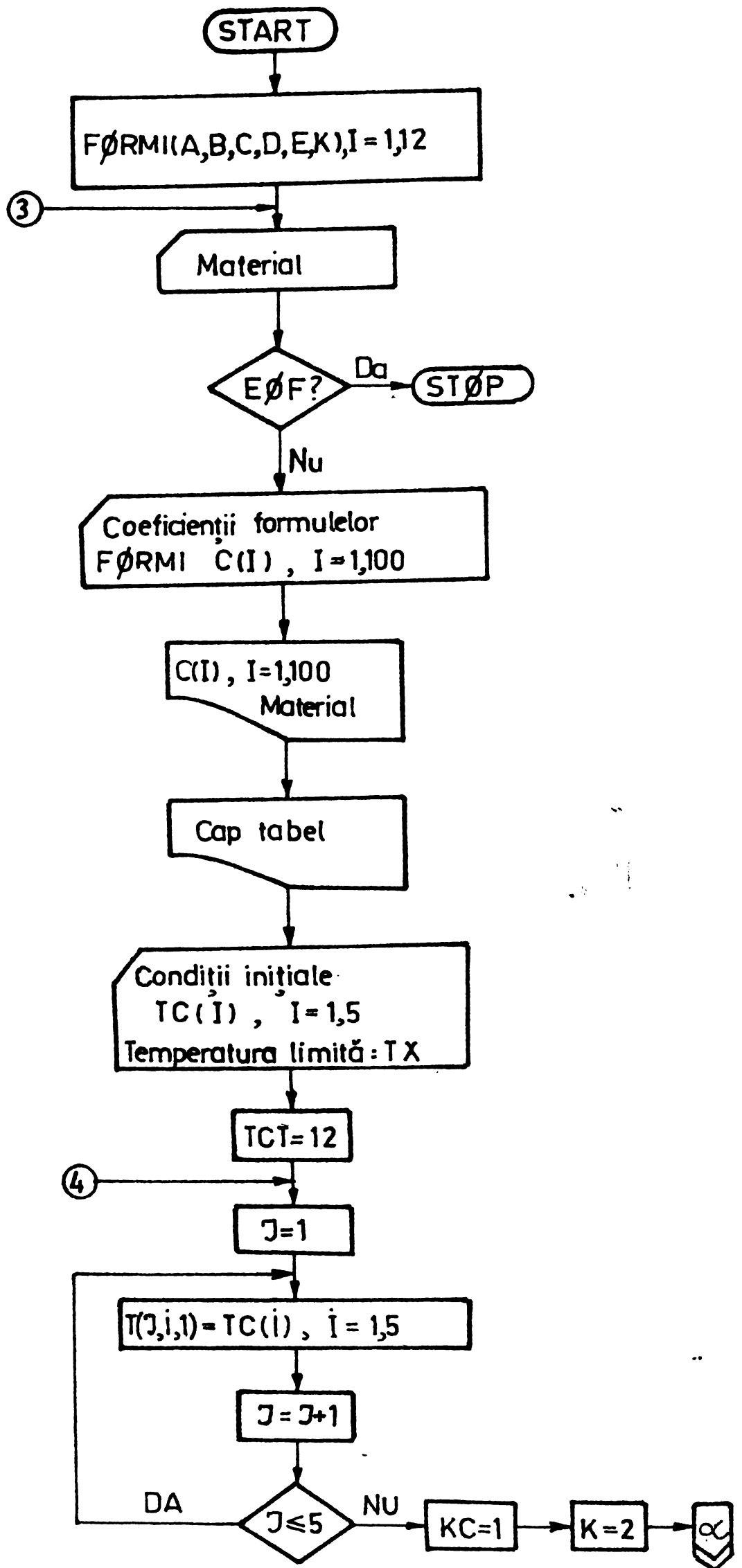
$$t_{J,i,1} = t_{5,i,1}$$

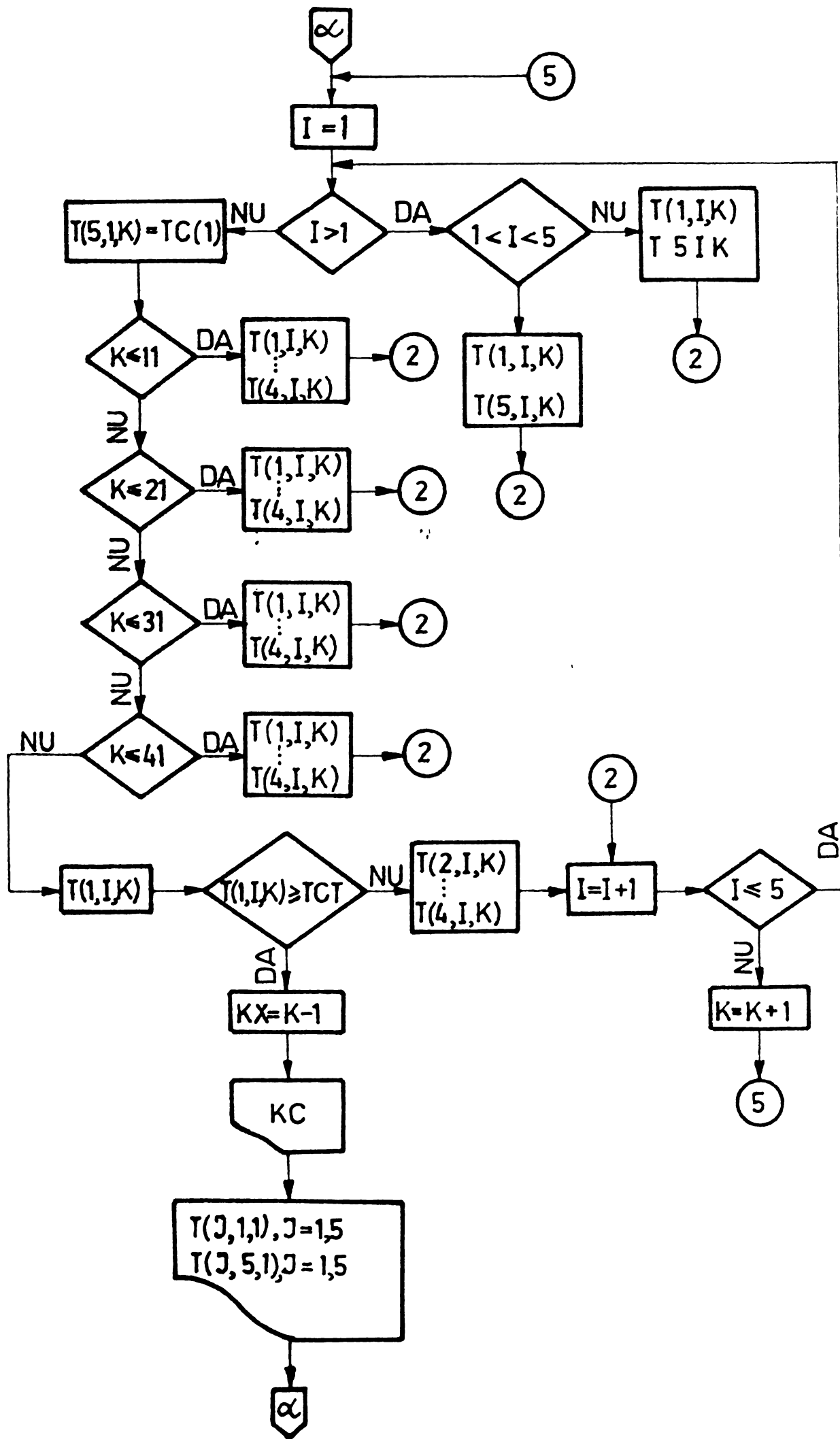
În tabela 3.2.3 sînt prezentați coeficienții de convecție cu care se lucrează. Pentru a fi cît mai aproape de situația reală, se ia în considerare și posibilitatea ca spre sfîrșitul perioadei de creștere a bulei în jurul cavității, microstratul să se vaporizeze complet, rămînînd o așa numită „pată uscată”. În zona petei uscate, coeficientul de convecție poate fi considerat practic zero.

Tabela 3.2.3. Coeficienții de convecție α [W/m^2K] în funcție de timp:

K \ J	1	2	3	4	5
1 - 11	10^6	500	250	250	250
12 - 21	10^6	10^6	500	250	250
22 - 31	10^6	10^6	10^6	500	250
32 - 41	0	10^6	10^6	500	250
42 - n	200	200	200	200	250

Pentru a putea studia comportarea diversilor centruri de vaporizare se iau în considerare diverse valori ale temperaturii peretelui sub bulă, $T_{pb \max}$, necesare pentru menținerea în activitate a centrului de vaporizare. Se vor lua în considerare valorile întregi ale temperaturii de la $12^\circ C$ pînă la $17^\circ C$. În fig.3.2.24 este prezentată schema logică a programului de calcul în limbaj FORTRAN, iar în anexa lucrării este prezentat în întregime programul de calcul, dezvoltat pe baza relațiilor





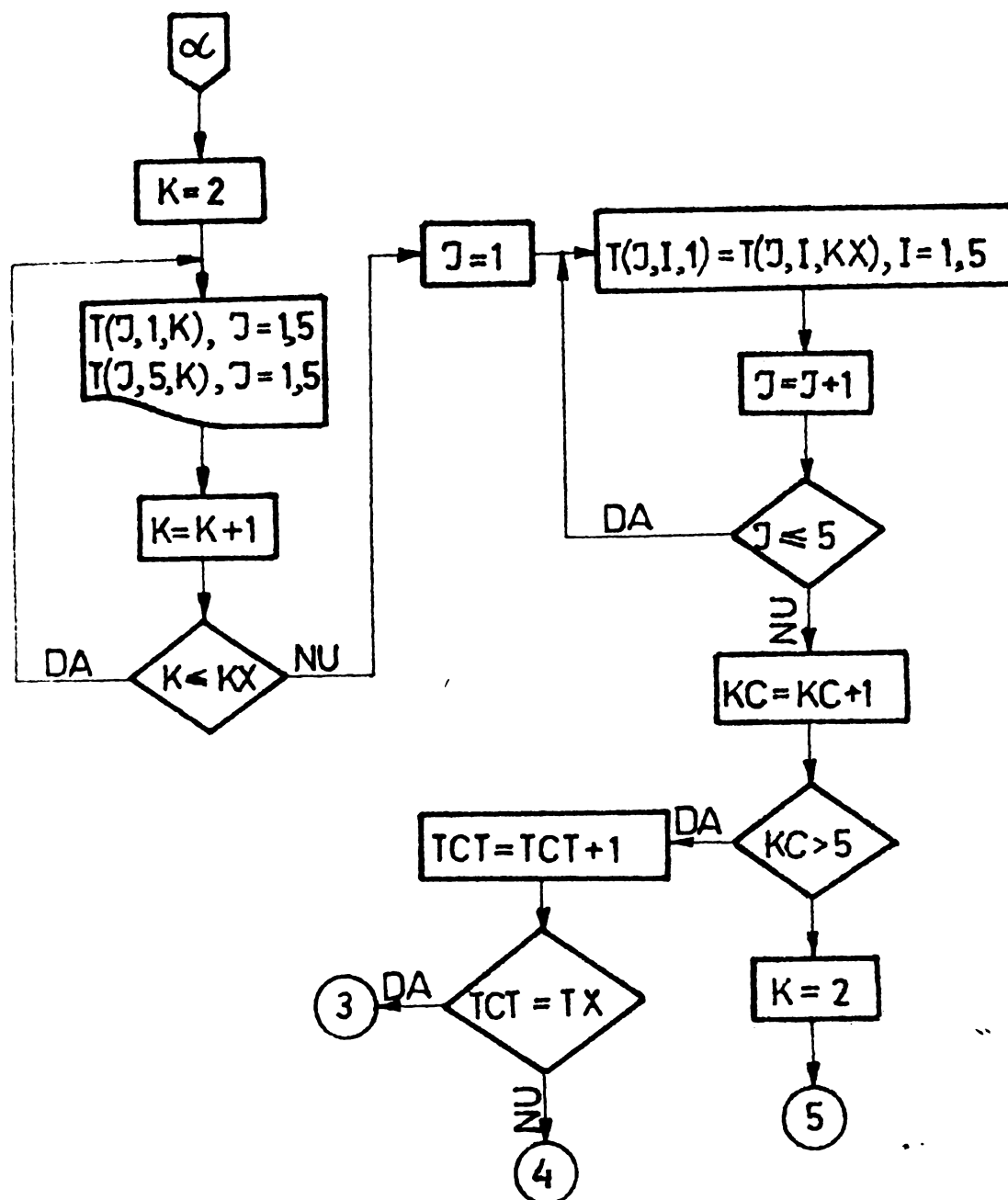


Fig.3.2.24. Schema logică a programului pentru calculul ciclului de evoluție a temperaturii peretelui sub bulă.

prezentate în capitolul 3.2.3.1 și rezultatele obținute sub formă tabelară. În tabel sînt prezentate următoarele mărimi:

- Numărul ciclului, notat în program cu KC.
- Timpul în cadrul unui ciclu, notat cu K.
- Temperatura superficială de partea lichidului care se vaporizează $T_{J,1}$ pentru $J = 1,5$.
- Temperatura superficială de partea lichidului cald $T_{J,5}$ pentru $J = 1,5$.

Programul se rulează de atîtea ori, pînă cînd ciclul de variație a temperaturii peretelui sub bulă se stabilizează. S-a constatat că sînt necesare cinci rulări ale programului de la amorsarea vaporizării cu bule pînă la stabilizarea ciclului de

partea lichidului care se vaporizează. Rezultatele calculului sînt centralizate în diagramele din figurile următoare, în primul rînd pentru cupru și după aceea pentru oțel inoxidabil, după cum urmează:

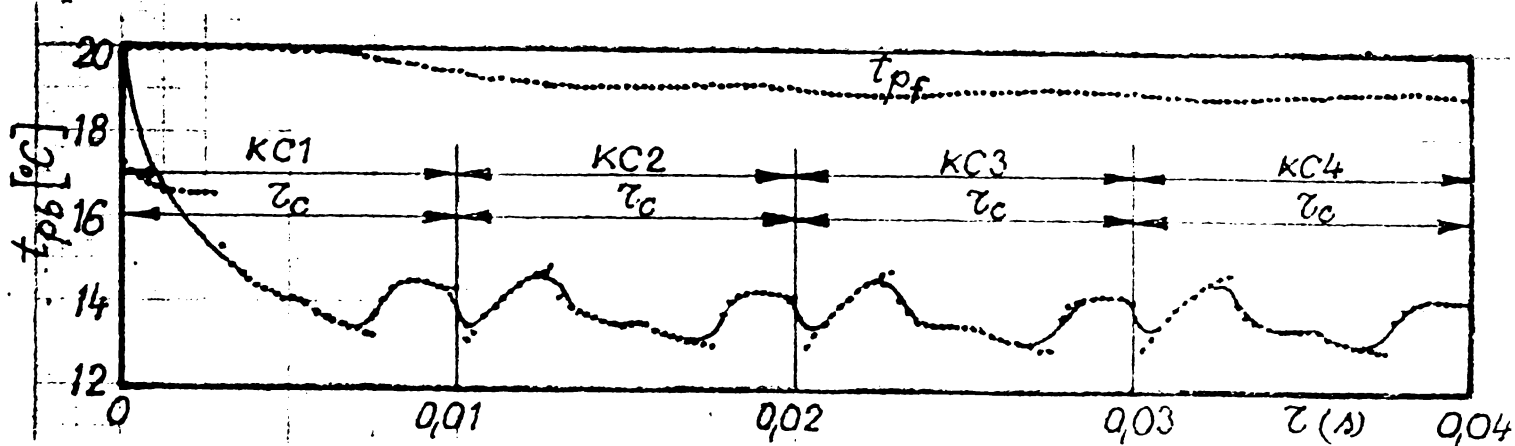


Fig.3.2.25: Ciclurile de variație ale temperaturii peretelui sub bulă pentru un perete din cupru la $T_{pb_{max}} = 12, 13, 14^{\circ}\text{C}$.

În fig.3.2.25 se prezintă ciclurile de variație ale temperaturii peretelui în centrul cavității, deci pentru $J=1$, pentru un perete din cupru în cazul în care temperatura peretelui sub bulă $T_{pb_{max}}$, necesară pentru menținerea în activitate a centrului de vaporizare are valorile 12, 13 și 14°C . În acest caz, deoarece temperatura peretelui în dreptul cavității, la sfîrșitul timpului de creștere al bulei τ_c este mai mare de 14°C , creșterea bulei următoare începe instantaneu cu desprinderea bulei anterioare. Timpul de așteptare, τ_a , este în acest caz nul.

În fig.3.2.26 - 3.2.28 se prezintă ciclurile de variație ale temperaturii peretelui în centrul cavității, pentru un perete din cupru pentru cazurile în care $T_{pb_{max}} = 15, 16$ și 17°C . În aceste cazuri se constată apariția unui timp de așteptare, τ_a , cu atît mai mare, cu cît $T_{pb_{max}}$ este mai mare. Dacă la $T_{pb_{max}} = 15^{\circ}\text{C}$ timpul de așteptare se stabilizează la $\tau_a = 0,0075$ s, la $T_{pb_{max}} = 17^{\circ}\text{C}$ se stabilizează la $\tau_a = 0,025$ s. Cu creșterea timpului de așteptare, pentru un timp de creștere constant, scade frecvența de degajare a bulelor. Se poate deci stabili o legătură între $T_{pb_{max}}$, care după cum s-a văzut anterior depinde de raza bulei remanente și frecvența de degajare a bulelor f , în sensul scăderii frecvenței de degajare a bulelor cu creșterea temperaturii $T_{pb_{max}}$, respectiv cu scăderea razei bulei remanente. La timpuri de creștere mai mici decît cel

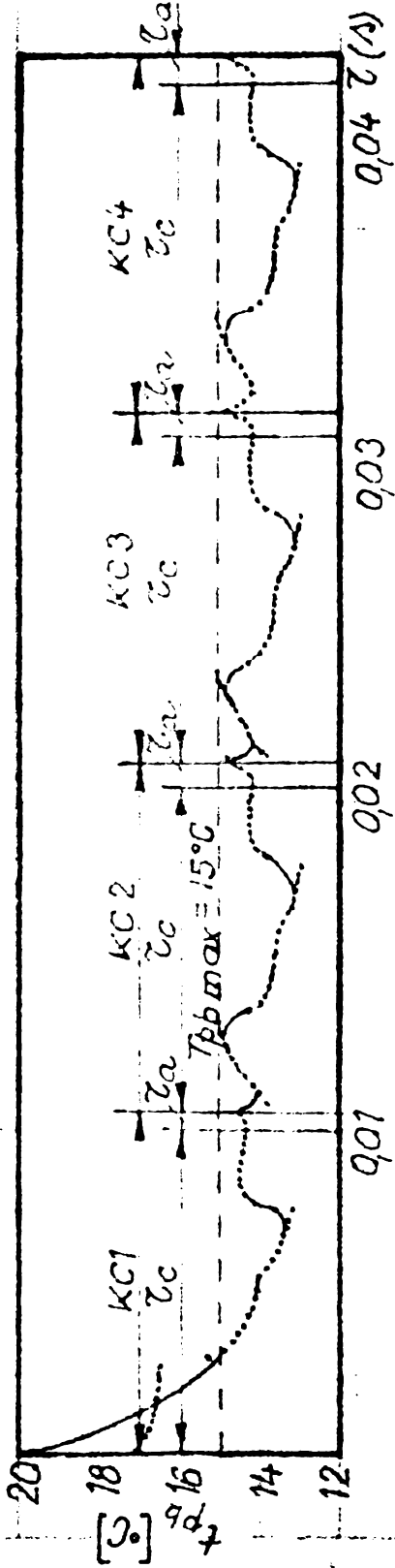


Fig.3.2.26:
 $t_{pb} = f(z)$ pentru un
 perete din cupru la
 $T_{pbmax} = 15^{\circ}\text{C}$

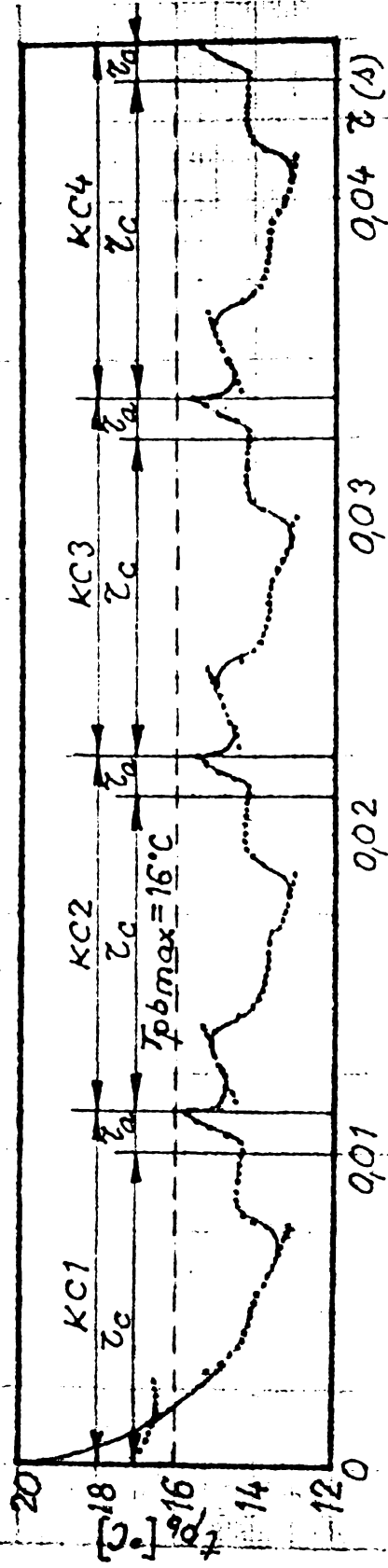


Fig.3.2.27:
 $t_{pb} = f(z)$ pentru un
 perete din cupru la
 $T_{pbmax} = 16^{\circ}\text{C}$

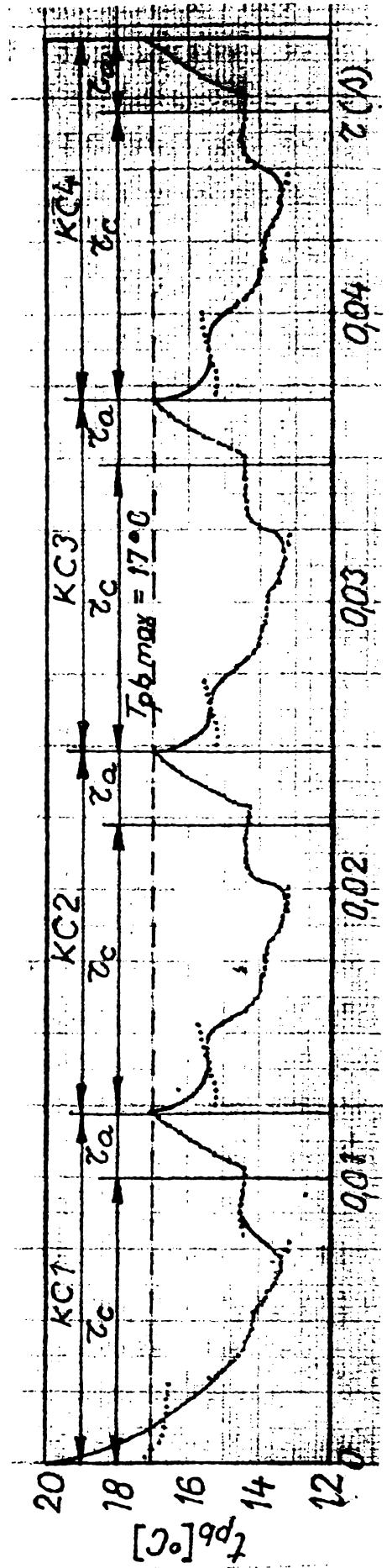
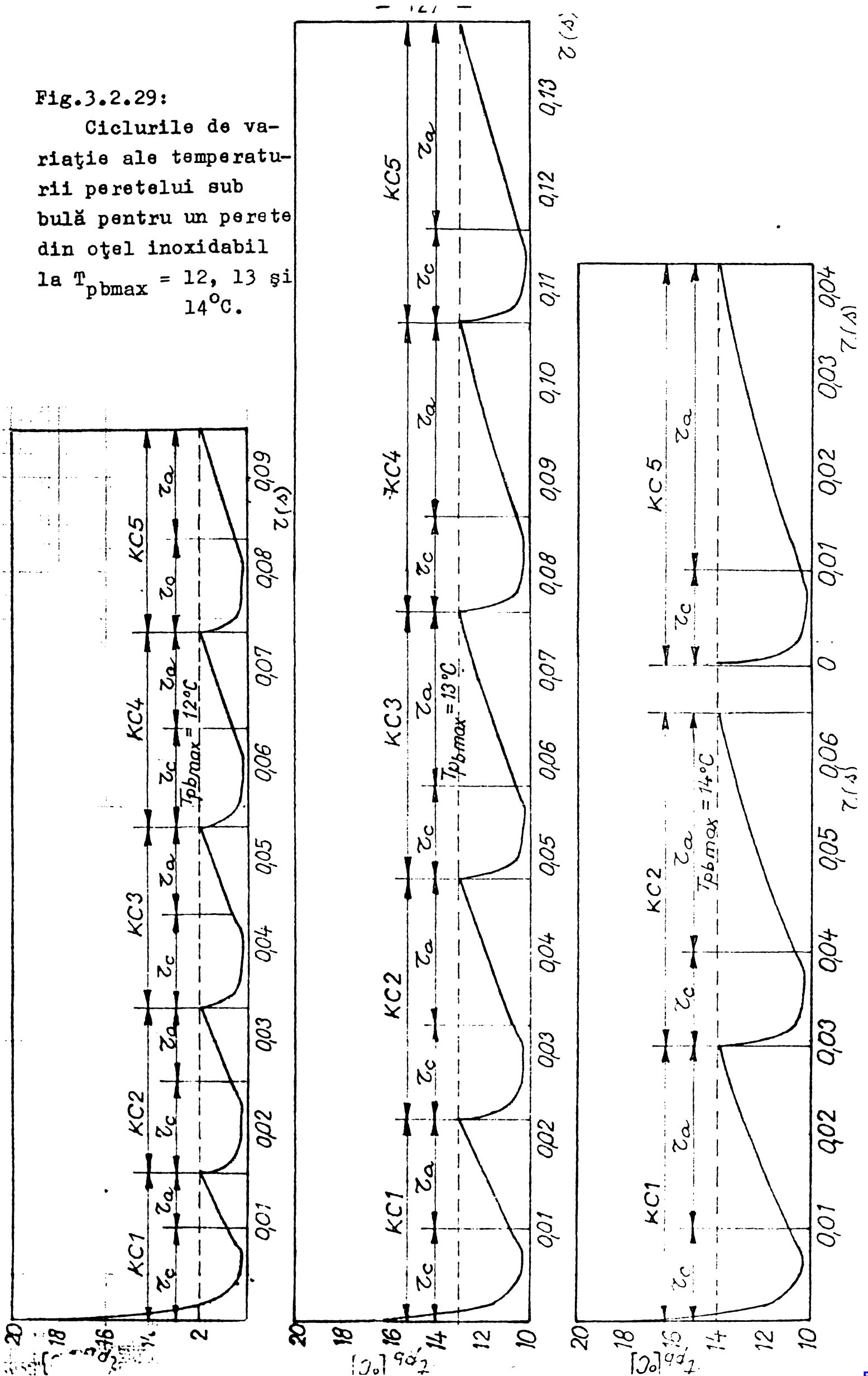


Fig.3.2.28:
 $t_{pb} = f(z)$ pentru un
 perete din cupru la
 $T_{pbmax} = 17^{\circ}\text{C}$

Fig.3.2.29:

Ciclurile de variație ale temperaturii peretelui sub bulă pentru un perete din oțel inoxidabil la $T_{pbmax} = 12, 13$ și $14^{\circ}C$.



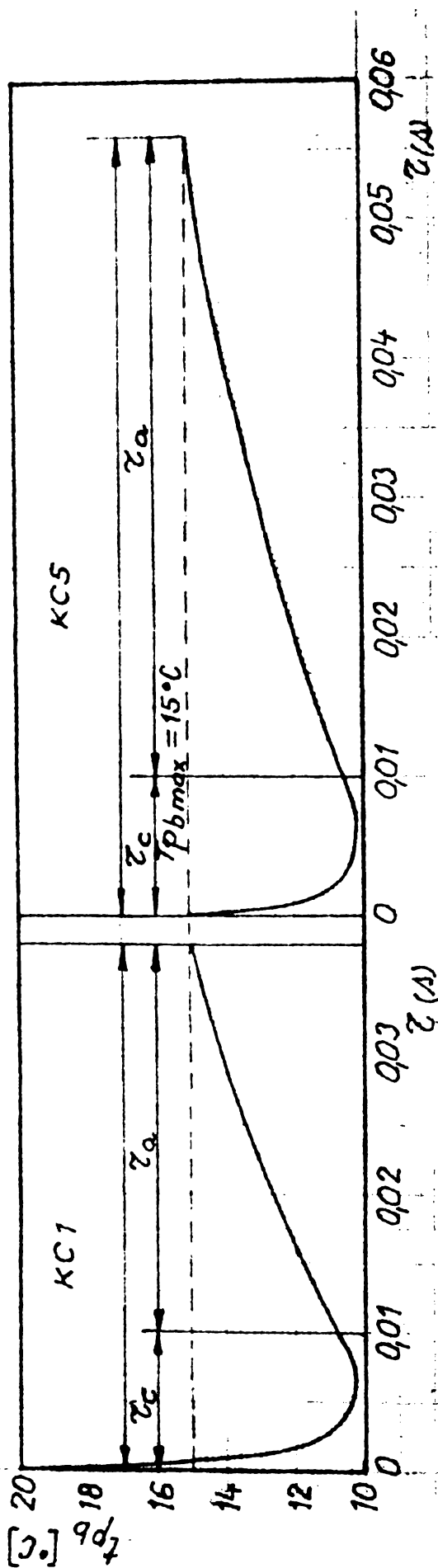


Fig.3.2.30: Ciclurile de variație ale temperaturii peretelui sub bulă pentru un perete din oțel inoxidabil la $T_{pbmax} = 15^{\circ}C$.

luat în considerare în calculele efectuate, influența timpului de așteptare asupra frecvenței de degajare a bulelor va fi mai importantă.

Acest fenomen, constatat teoretic, poate constitui o explicație calitativă a valorilor foarte diferite ale frecvențelor de degajare ale bulelor de vapori pe o anumită suprafață.

In fig.3.2.29 și 3.2.30 se prezintă ciclurile de variație ale temperaturii peretelui sub bulă pentru un perete din oțel inoxidabil pentru temperaturile $T_{pbmax} = 12, 13, 14$ și $15^{\circ}C$. Se constată că în acest caz apar timpi de așteptare cu mult mai mari decât în cazul cuprului. Timpul de așteptare este de ordinul de mărime al timpului de creștere la $T_{pbmax} = 12^{\circ}C$ și de 4-5 ori mai mare la $T_{pbmax} = 15^{\circ}C$. In consecință este de așteptat ca frecvența de degajare a bulelor să fie mult mai mică la oțel inoxidabil decât la cupru. Rezultă de aici o concluzie importantă și anume: Cu cât coeficientul de difuzivitate termică al materialului peretelui este mai mic, cu atât frecvența de degajare a bulelor de vapori va fi mai mică.

Din analiza ciclurilor de variație ale temperaturii peretelui în dreptul cavității generatoare de bule se poate trage o concluzie importantă legată de

momentul apariției petei uscate și anume: cu cât pata uscată se instalează mai repede, cu atât temperatura peretelui în dreptul cavității va fi mai mare la sfârșitul timpului de creștere, ceea ce va duce la micșorarea timpului de așteptare și deci la mărirea frecvenței de degajare a bulelor.

Mărimile fizice care pot influența momentul apariției petei uscate ar putea fi următoarele:

- căldura de vaporizare - r [J/kg] - a lichidului; este de așteptat ca la aceeași densitate a fluxului de căldură transmis, cu cât căldura de vaporizare a lichidului este mai mică, apariția petei uscate să se facă mai repede;

- grosimea microstratului de lichid - δ [m] : este de așteptat ca pe măsura micșorării grosimii microstratului, pata uscată să se instaleze mai repede. Grosimea microstratului va fi cu atât mai mare, cu cât vîscozitatea η , tensiunea superficială și masa moleculară M a lichidului vor fi mai mari;

- densitatea lichidului la saturație - ρ' [Kg/m³]: este de așteptat ca la densități mari instalarea petei uscate să se facă mai tîrziu;

- densitatea fluxului de căldură transmis - \dot{q}_v [W/m²] - este de așteptat că pentru un centru de vaporizare dat, cu cât densitatea fluxului de căldură transmis este mai mare, cu atât mai repede se produce apariția petei uscate.

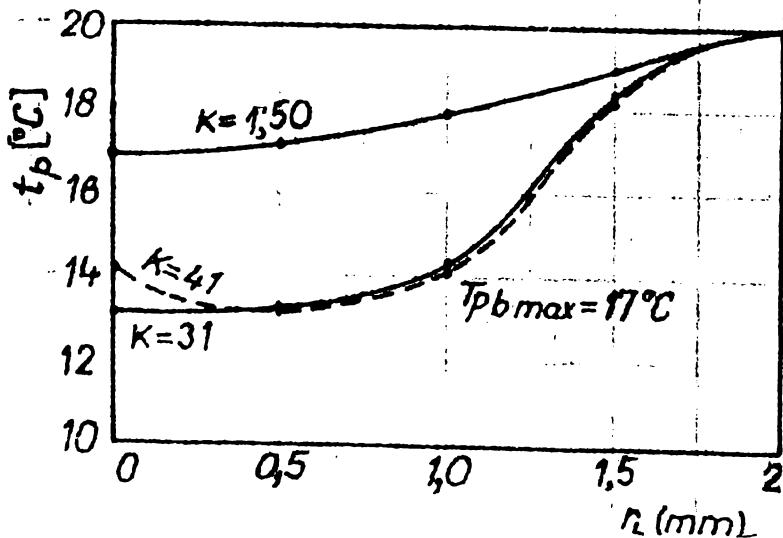
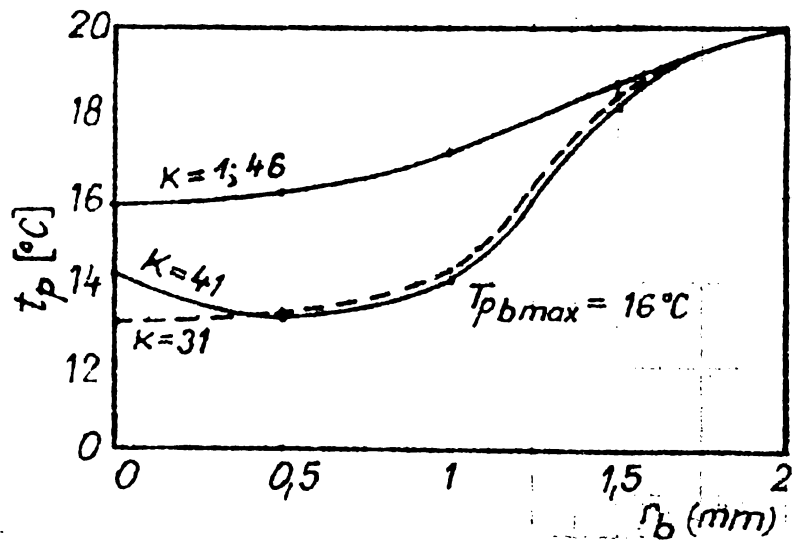
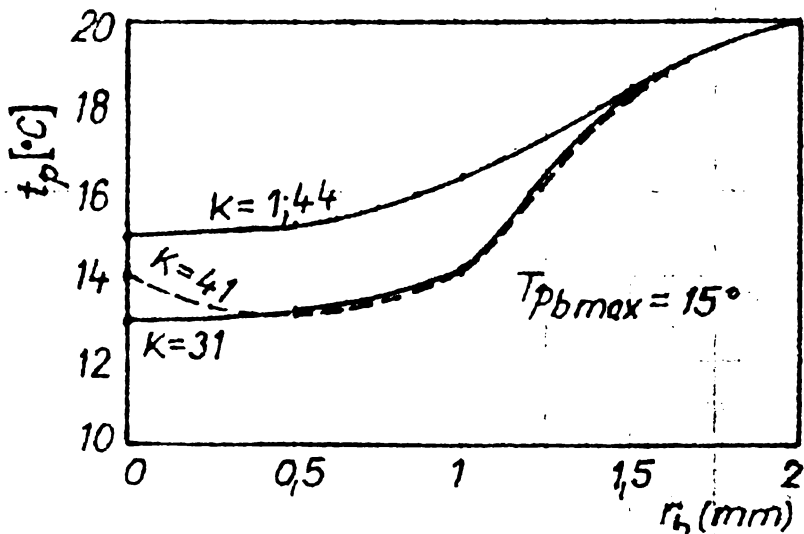
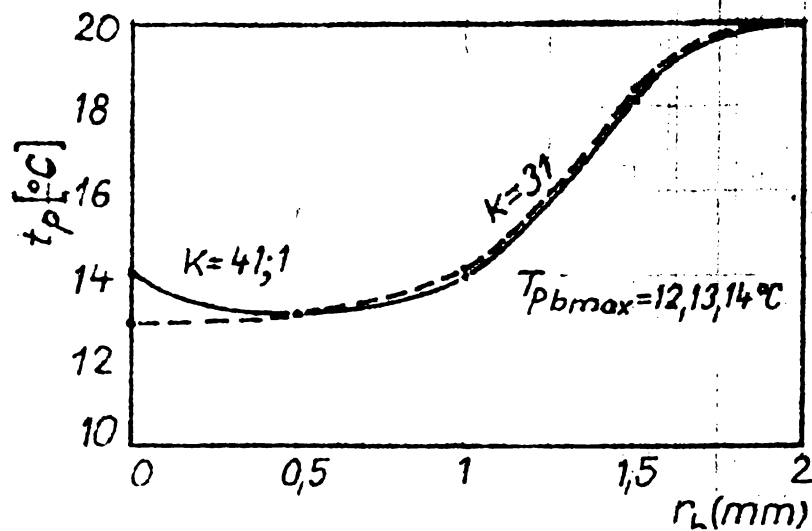
Se poate afirma că mărimea expresiei:

$$N = \frac{r \cdot \delta \cdot \rho'}{\dot{q}_v}, \quad \text{sau} \quad N = \frac{r \cdot M \cdot \zeta \cdot \eta \cdot \rho'}{\dot{q}_v}$$

este determinantă pentru apariția petei uscate.

Cu cât N este mai mare, cu atât apariția petei uscate se face mai tîrziu, timpul de așteptare va fi mai mare iar frecvența de degajare a bulelor, mai mică. Mărimea N are un caracter calitativ. Sînt necesare experimentări amănunțite care să pună în evidență influența fiecărei mărimi.

În fig.3.2.31 se prezintă profilul „gropilor de temperatură” pentru un perete din cupru la diverse temperaturi T_{pbmax} . Profilurile „gropilor de temperatură” nu sînt statice ca cele prezentate în fig.3.2.22, ci sînt variabile în timp.



Sînt prezentate cîte trei curbe și anume:

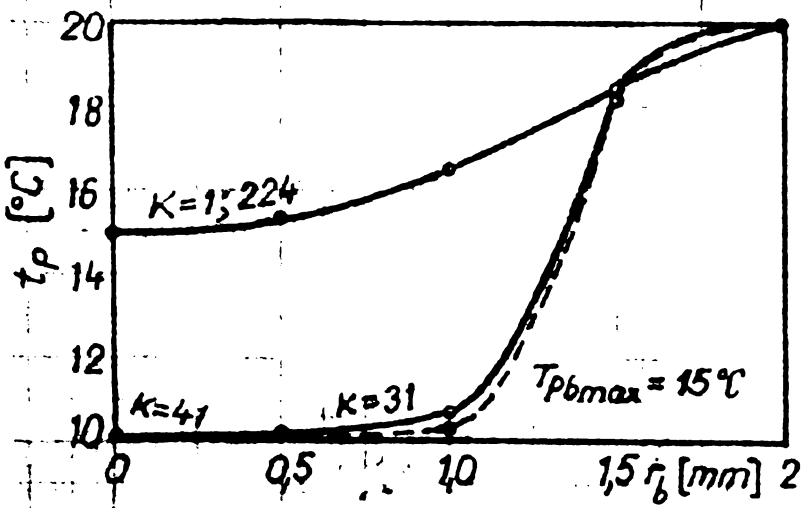
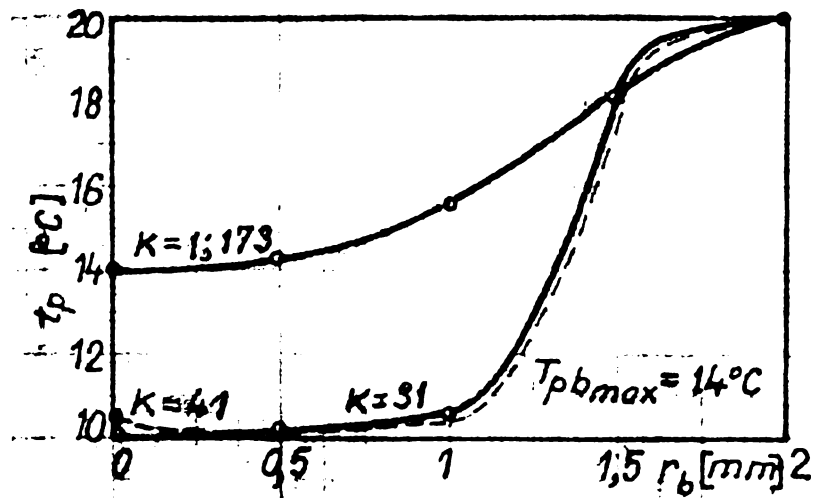
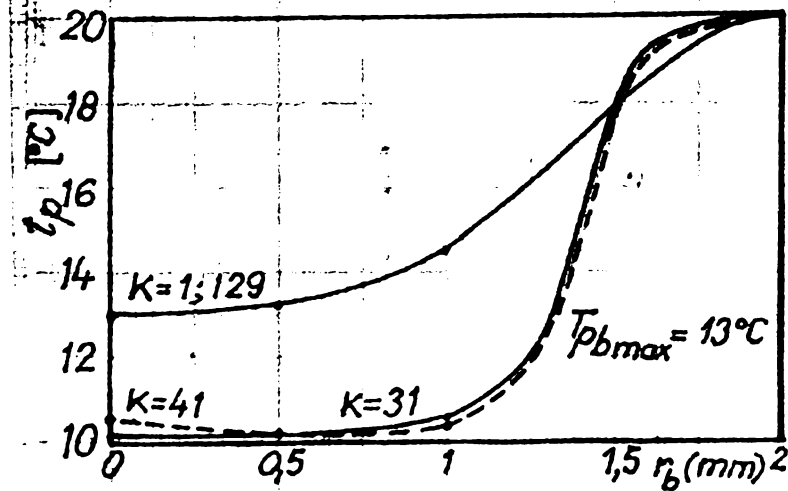
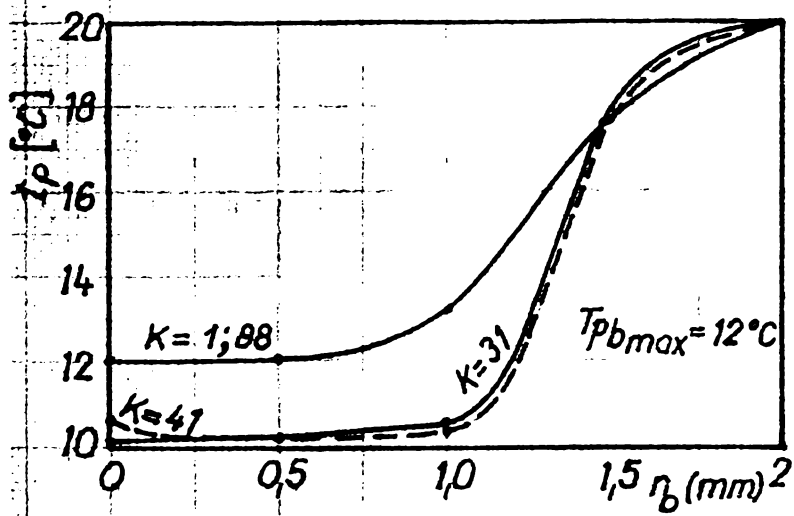
- Pentru $K=1$; deci pentru începutul timpului de creștere.

A doua cifră de pe curba de $K=1$ reprezintă timpul sfîrșitului perioadei de așteptare.

- Pentru $K=31$, deci pentru momentul considerat al apariției „petei uscate”;

- Pentru $K=41$, deci pentru sfîrșitul perioadei de creștere, respectiv începutul timpului de așteptare.

Fig.3.2.31. Profilurile „gropilor de temperatură” pentru un perete din cupru.



In fig.3.2.32 se prezintă profilurile gropilor de temperatură pentru un perete din oțel inoxidabil. In comparație cu peretele de cupru se constată la peretele din oțel inoxidabil, temperaturi mai scăzute la sfârșitul perioadei de creștere a bulei, ca urmare a valorii mult mai mici a coeficientului de difuzivitate termică a oțelului.

Rezultă de aici o altă concluzie importantă și anume:

La scăderea coeficientului de difuzivitate termică al materialului peretelui, „adîncimea” „gropilor de temperatură” apărute în jurul unor centri de vaporizare identici, crește.

Fig.3.2.32. Profilurile „gropilor de temperatură” pentru un perete din oțel inoxidabil.

3.3. VAPORIZAREA CU BULE.

După depășirea domeniului tranzitoriu, pe întreaga suprafață a tubului se instalează vaporizarea cu bule, care odată instalată, se menține și la densități mult mai mici ale fluxului de căldură, decât cea la care s-a amorsat vaporizarea cu bule. Acest fenomen a fost elucidat în capitolul 3.2.

3.3.1. Rezultatele cercetărilor experimentale [90]

În cercetările experimentale proprii, pentru a avea întotdeauna activat același număr de centri de vaporizare cu bule, s-a încărcat inițial întotdeauna tubul la densitate constantă a fluxului de căldură, $\dot{q}_v = 2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

Tubul a fost menținut la această încărcare cel puțin două ore. În acest fel se consideră că s-a asigurat o bună reproductibilitate a rezultatelor experimentale. În cercetările efectuate pe tubul singular s-a urmărit în principal dependența coeficientului de schimb de căldură α_v de densitatea fluxului de căldură - \dot{q}_v - și de temperatura de vaporizare - t_s - sau de presiunea de vaporizare - p_s -. S-au efectuat serii de măsurători la densități constante de fluxuri de căldură modificându-se temperatura de fierbere. Pentru control s-au făcut și serii de măsurători la temperatură constantă și densități variabile ale fluxului de căldură. Rezultatele experimentale sînt centralizate în fig.3.3.01, în care

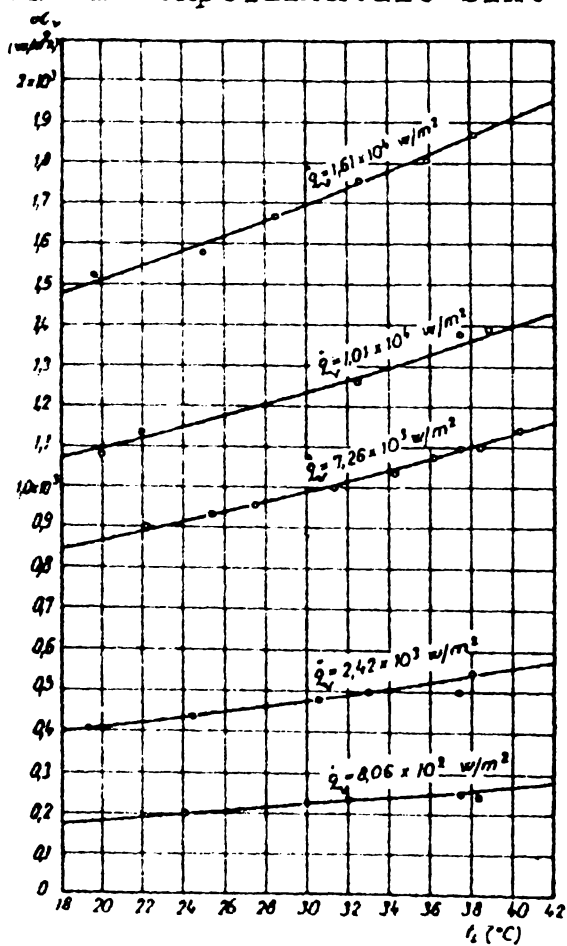


Fig.3.3.01 $\alpha_v = f(t_s)$

se reprezintă - α_v - în funcție de - t_s - pentru diverse densități ale fluxului de căldură - \dot{q}_v - cuprinse între $8,06 \times 10^2 \text{ W/m}^2$ și $1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ (W/m^2).

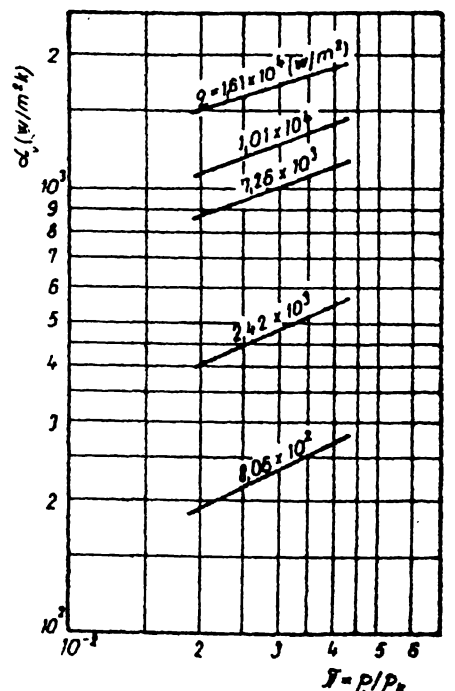


Fig.3.3.02 $\alpha_v = f(P/P_s)$

În fig.3.3.02 se reprezintă în coordonate logaritmice $-\alpha_v$ - în funcție de mărimea adimensională $\mathcal{N}_K = p_s/p_K$, unde $p_K = 44,6$ (ata), reprezintă presiunea critică a freonului 11.

Pe baza diagramelor din figurile 3.1.01, 3.3.01 și 3.3.02 s-a reprezentat în diagrama din fig.3.3.03 curba completă de vaporizare pentru freon 11 în cele trei domenii.

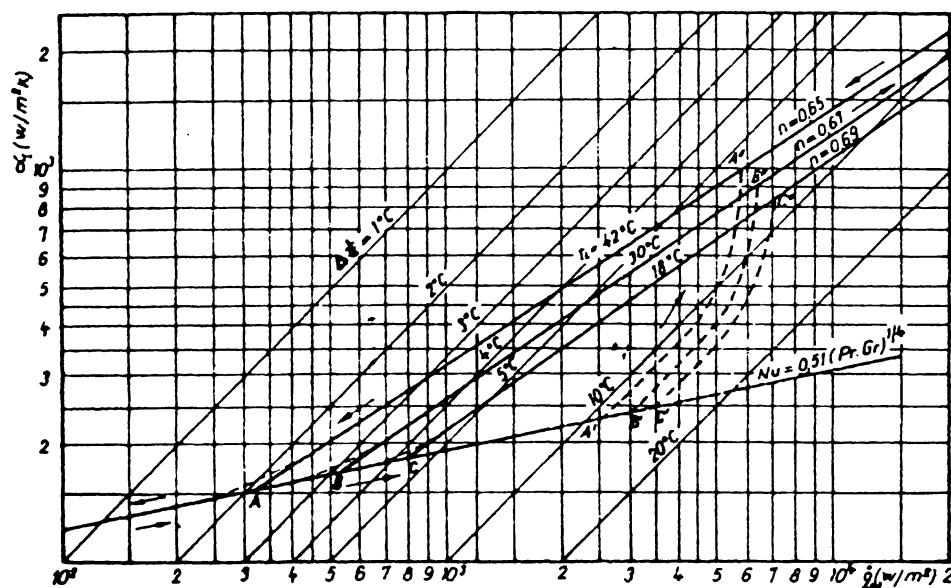


Fig.3.3.03. Curba completă de vaporizare.

Pentru domeniul vaporizării cu bule s-au reprezentat trei curbe; pentru $t_s = 18^\circ\text{C}$, 30°C și 42°C .

Din analiza curbei de vaporizare rezultă următoarele:

- la vaporizarea cu bule creșterea coeficientului de

căldură la vaporizare $-\alpha_v$ - la creșterea densității fluxului de căldură $-\dot{q}_v$ - este mult mai pronunțată decât în cazul schimbului de căldură convectiv.

- La vaporizarea cu bule, spre deosebire de domeniul convectiv se constată o influență importantă a temperaturii de vaporizare - t_s -, respectiv a presiunii de vaporizare - p_s -.

- Supraîncălzirea necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule crește cu scăderea temperaturii de vaporizare.

Pentru cele trei curbe de vaporizare, trasate la aceste temperaturi, se pot scrie următoarele ecuații de forma:

$$\alpha_v = C \cdot \dot{q}_v^n \quad (3.3.1)$$

$$\alpha_{v(18)} = 216 \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,69} \left[\text{W/m}^2\text{K} \right] \text{ ptr. } \dot{q}_v > 800 \text{ W/m}^2 \quad (3.3.2)$$

$$\alpha_{v(30)} = 262 \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,67} \left[\text{W/m}^2\text{K} \right] \text{ ptr. } \dot{q}_v > 500 \text{ W/m}^2 \quad (3.3.3)$$

$$\alpha_{v(42)} = 319 \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,65} \left[\text{W/m}^2\text{K} \right] \quad \text{ptr. } \dot{q}_v > 300 \text{ W/m}^2 \quad (3.3.4)$$

sau:

$$\alpha_{v(18)} = 1,84 \cdot \dot{q}_v^{0,69} \quad \text{ptr. } \dot{q}_v > 800 \text{ W/m}^2 \quad (3.3.5)$$

$$\alpha_{v(30)} = 2,56 \cdot \dot{q}_v^{0,67} \quad \text{ptr. } \dot{q}_v > 500 \text{ W/m}^2 \quad (3.3.6)$$

$$\alpha_{v(42)} = 3,58 \cdot \dot{q}_v^{0,65} \quad \text{ptr. } \dot{q}_v > 300 \text{ W/m}^2 \quad (3.3.7)$$

$$\text{Cu: } \dot{q}_v = \alpha_v (t_p - t_s) = \alpha_v \cdot \Delta t \quad (3.3.8)$$

se obțin expresiile coeficientului de schimb de căldură la vaporizare la diverse temperaturi de vaporizare în funcție de supraîncălzirea medie a peretelui Δt , sub forma:

$$\alpha_{v(18)} = 7,15 \cdot \Delta t^{2,226} \quad \text{ptr. } \Delta t > 4,3^\circ\text{C} \quad (3.3.9)$$

$$\alpha_{v(30)} = 17,26 \cdot \Delta t^{2,03} \quad \text{ptr. } \Delta t > 3,2^\circ\text{C} \quad (3.3.10)$$

$$\alpha_{v(42)} = 37,37 \cdot \Delta t^{1,857} \quad \text{ptr. } \Delta t > 2,1^\circ\text{C} \quad (3.3.11)$$

O concluzie importantă care rezultă din relațiile (3.3.5), (3.3.6) și (3.3.7) este scăderea exponentului - n - cu creșterea temperaturii de vaporizare. Reprezentând în coordonate logaritmice variația exponentului - n - în funcție de parametrul adimensional - Π - se constată o variație liniară a lui - n -, ceea ce permite să se scrie, luând ca bază exponentul pentru temperatura de 30°C - $n_{(30)}$ - o relație de dependență, de forma:

$$n = n_{(30)} \left[\frac{\Pi_s}{\Pi_s(30)} \right]^{-0,075} \quad (3.3.12)$$

cu: $n_{(30)} = 0,67$

$$\Pi_s(30) = \frac{p_s(30)}{p_K} = 0,0289$$

se obține:

$$n = 0,67 \left[\frac{\bar{\pi}_s}{0,0289} \right]^{-0,075} \quad (3.3.13)$$

relație, care este valabilă pe întregul interval de temperaturi, cercetat.

Schroth [18] pentru intervalul de temperaturi $t_s = 6 \div 47^\circ\text{C}$, obține pentru n - valoarea 0,67 iar Stephan [21] pentru $t_s = 30^\circ\text{C}$, obține pentru n valori cuprinse între 0,677 și 0,695.

Se constată deci o bună concordanță cu rezultatele obținute de către alți cercetători.

Avînd în vedere relația (3.3.12), pentru domeniul de temperaturi explorat, se poate scrie relația:

$$\alpha_v = 262 \left(\frac{\bar{\pi}_s}{0,0289} \right)^{0,49} \cdot \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,67} \left(\frac{\bar{\pi}_s}{0,0289} \right)^{-0,075} \quad (3.3.14)$$

sau:

$$\alpha_v = 1487,8 \cdot \bar{\pi}_s^{0,49} \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,5136} \cdot \bar{\pi}_s^{-0,075} \quad (3.3.15)$$

În funcție de presiunea de vaporizare - p_s - se obține:

$$\alpha_v = 231 \cdot p_s^{0,49} \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,684} \cdot p_s^{-0,075} \quad (3.3.16)$$

Se constată că nu se poate scrie o relație de forma:

$$\alpha_v = c \cdot \dot{q}_v^n \cdot p_s^m \quad (3.3.17)$$

unde m și n să fie niște constante, cum se procedează uneori simplist, deoarece și exponentul lui \dot{q}_v este funcție de presiunea de vaporizare.

Folosind relația (3.3.8), relația (3.3.16) poate fi scrisă sub forma:

$$\alpha_v = \left[831 \cdot p_s^{0,49} \cdot \left(\frac{\Delta t}{1000} \right)^{0,684 \cdot p_s^{-0,075}} \right] \frac{1}{1 - 0,684 \cdot p_s^{-0,075}} \quad (3.3.18)$$

cu această relație se poate calcula α_v - în funcție de presiunea de vaporizare și de supraîncălzirea peretelui tubului.

Datorită variației liniare în coordonate logaritmice a exponentilor presiunii și densității fluxului, se consideră că relațiile anterioare, deduse experimental pe domeniul de temperaturi $t_s = 18 \div 42^\circ\text{C}$ pot fi extrapolate pe un domeniu mult mai extins; de exemplu, de la $t_s = 0 \div 50^\circ\text{C}$ ceea ce acoperă practic integral domeniul de utilizare al freonului 11.

3.3.2. Considerații teoretice privind vaporizarea cu bule.

Se pune problema ca pe baza concluziilor din capitolele 3.1 și 3.2 să se explice teoretic, cel puțin calitativ, fenomenele care se manifestă la vaporizarea cu bule, fenomene care sînt puse clar în evidență de cercetările experimentale prezentate în fig.3.3.03. Este vorba în primul rînd de creșterea însemnată a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare - α_v - față de vaporizarea convectivă, concomitent cu creșterea pantei curbei de vaporizare, iar în al doilea rînd de creșterea însemnată a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare cu creșterea temperaturii de vaporizare. În cele ce urmează se va încerca explicarea acestor două fenomene în ordinea în care au fost enunțate.

3.3.2.1. Explicarea creșterii coeficientului α_v la vaporizarea cu bule.

Observațiile prezentate în capitolul anterior au pus în evidență apariția pe suprafața fierbătoare a unor „gropi de temperatură” cu profil variabil în timp, apariție cauzată de valorile locale foarte mari ale coeficientului de convecție datorate microstratului de lichid de la baza bulei. S-a pus de asemenea în evidență influența materialului peretelui asupra frecvenței de degajare a bulelor. Creșterea însemnată a coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule în comparație cu vaporizarea con-

ectivă trebuie să fie în strînsă legătură cu aceste fenomene. Se vor lua în considerare cele două tipuri posibile de schimbătoare de căldură cu vaporizare prezentate în capitolul 1.

3.3.2.1.1. Sisteme cu temperatura suprafeței de încălzire limitată.

Sînt sistemele cele mai frecvent întîlnite, caracterizate prin aceea că pe cealaltă parte a suprafeței fierbătoare circulă un fluid cu o anumită temperatură t_f . După cum se vede în fig.3.2.25, la instalarea vaporizării cu bule apar pe suprafața fierbătoare în jurul cavităților generatoare de bule, „gropi de temperatură” cu profil variabil ciclic cu frecvența de degajare a bulelor. Aceste „gropi de temperatură” se propagă mult amortizate și pe cealaltă față a peretelui în contact cu fluidul cu temperatura t_f . Pe diagramă, în partea de sus, este reprezentată variația în timp a temperaturii peretelui de partea fluidului cald - T_{pf} - în dreptul cavității, deci pentru $J=1$. Se observă o variație ciclică a temperaturii t_{pf} cu aceeași frecvență ca frecvența de degajare a bulelor, dar puțin decalată în urmă. Amplitudinea variațiilor față de o valoare medie nu depășește însă $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Pentru întreaga zonă de sub bulă temperaturile medii ale peretelui T_{pfm} sînt reprezentate în fig.3.3.04 în funcție de rază. Pentru comparație sînt reprezentate două curbe:

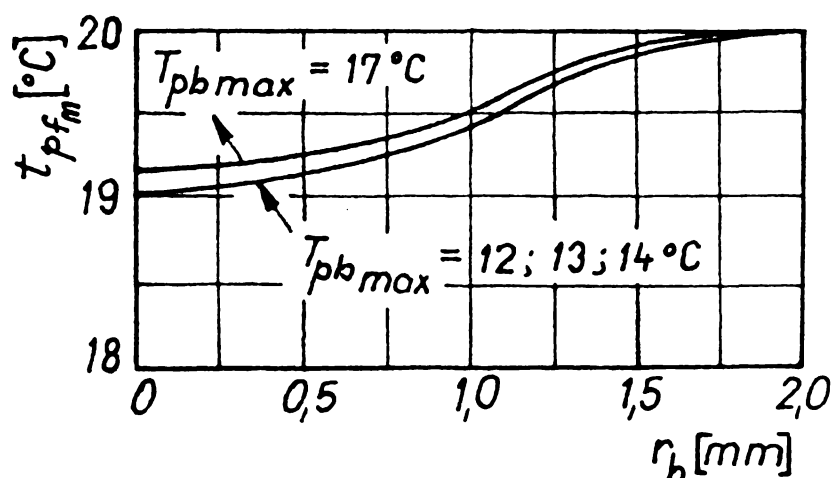


Fig.3.3.04. Profilul gropilor de temperatură pentru un perete din cupru în contact cu fluidul cald.

la $r_b = 2 \text{ mm}$, $T_{p_{fm}} = 19,69^\circ\text{C}$, față de temperatura peretelui în zona neinfluențată de apariția bulelor de $20,0134^\circ\text{C}$, iar pentru a doua curbă $T_{p_{fm}} = 19,74^\circ\text{C}$.

Extinderea „gropilor de temperatură” și pe suprafața caldă are ca efect creșterea densității fluxului de căldură transmis de la fluidul cald la perete în această zonă, după instalarea vaporizării cu bule. Notînd cu \dot{q}_{vc} [W/m^2] densitatea fluxului de căldură transmis de la suprafața fierbătoare la lichidul care se vaporizează convectiv, identică cu densitatea fluxului transmis prin convecție de la fluidul cald la perete, înainte de instalarea vaporizării cu bule cînd temperatura peretelui este T_{pf} și cu \dot{q}_{vi} densitatea fluxului transmis în zona bulei imediat după instalarea vaporizării cu bule pentru un centru oarecare i de degajare, cînd temperatura medie a peretelui (în contact cu fluidul cald) în dreptul acestui centru devine T_{pfmi} , neglijînd modificarea coeficientului de convecție dintre fluidul cald și perete α_f și considerînd că groapa de temperatură are același diametru pe suprafața fierbătoare și pe suprafața în contact cu fluidul cald, se poate scrie relația evidentă:

$$\dot{q}_{vi} = \dot{q}_{vc} \frac{T_f - T_{pfmi}}{T_f - T_{pf}} \quad (3.3.19)$$

Instalarea vaporizării cu bule, în cazul tratat, duce instantaneu la creșterea densității fluxului de căldură transmis prin peretele separator în zona de degajare a bulelor. Pe de altă parte pe suprafața fierbătoare apar „gropi de temperatură” adînci, ceea ce face ca temperatura medie a suprafeței pe care se produce vaporizarea cu bule să scadă sub temperatura T_p din zona convectivă la o valoare T_{pm} , care se poate calcula cu relația (3.2.127). Conform acestei relații T_{pm} va fi cu atît mai mic cu cît suprafața acoperită de bule va fi mai mare, deci cu cît numărul centrilor de degajare a bulelor va fi mai mare. În aceste condiții se poate calcula coeficientul de schimb de căldură la vaporizarea cu bule, mediu pe întreaga suprafață - α_v - cu relația:

$$\alpha_v = \frac{\dot{Q}}{A(T_{pm} - T_s)} \quad (3.3.20)$$

unde \dot{Q} [W] reprezintă fluxul de căldură transmis de la peretele cu temperatura medie T_{pm} la lichidul care se vaporizează la temperatura T_s , aria peretelui fiind A . Fluxul \dot{Q} provine parțial de pe suprafața pe care se produce vaporizarea convectivă \dot{Q}_c și par-

țial din zonele de degajare ale bulilor \dot{Q}_b .

$$\dot{Q} = \dot{Q}_c + \dot{Q}_b \quad (3.3.21)$$

Observînd că fluxul transmis de la suprafața fierbătoare la lichidul care se vaporizează este identic în regim staționar cu fluxul transmis de la fluidul cald la perete și considerînd că diametrul „gropii de temperatură” este același pe cele două suprafețe, se pot scrie relațiile:

$$\dot{Q}_c = \dot{q}_{vc} \left(A - \sum_{i=1}^{i=n} A_{ib} \right) \quad (3.3.22)$$

unde: - n - reprezintă numărul centrilor de degajare a bulilor, și:

$$\dot{Q}_b = \sum_{i=1}^{i=n} A_{ib} \cdot \dot{q}_{vi} \quad (3.3.23)$$

Cu acestea și folosind relația (3.2.127) se obține

$$\alpha_v = \frac{\dot{q}_{vc} \left(A - \sum_{i=1}^{i=n} A_{ib} \right) + \sum_{i=1}^{i=n} A_{ib} \cdot \dot{q}_{vi}}{A \left[\frac{T_p \left(A - \sum_{i=1}^{i=n} A_{ib} \right) + \sum_{i=1}^{i=n} A_{ib} \cdot T_{pbm_i}}{A} - T_s \right]} \quad (3.3.24)$$

Notînd $\varphi_i = A_{ib}/A$ unde φ_i reprezintă suprafața relativă a unei bule și cu $\varphi = \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i$ suprafața relativă a tuturor bulilor de pe suprafață, relația (3.2.24) devine:

$$\alpha_v = \frac{\dot{q}_{vc} (1 - \varphi) + \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i \cdot \dot{q}_{vi}}{T_p (1 - \varphi) + \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i \cdot T_{pbm_i} - T_s} \quad (3.3.25)$$

Cu \dot{q}_{vi} din relația (3.3.19) se obține:

$$\alpha_v = \frac{\dot{q}_{v_c} (1-\varphi) + \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i \cdot \dot{q}_{v_c} \cdot \frac{T_f - T_{pfm_i}}{T_f - T_{pf}}}{T_p (1-\varphi) + \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i \cdot T_{pbm_i} - T_s} = (3.2.26)$$

$$= \frac{\dot{q}_{v_c} \left[1 - \varphi + \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i \frac{T_f - T_{pfm_i}}{T_f - T_{pf}} \right]}{(T_p - T_s) \left[1 - \varphi \frac{T_p - \frac{1}{\varphi} \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i T_{pbm_i}}{T_p - T_s} \right]} \quad (3.2.27)$$

observînd cã $\dot{q}_{v_c} / (T_p - T_s) = \alpha_{v_c}$ se poate scrie:

$$\alpha_v = \alpha_{v_c} \frac{1 + \varphi \left[\frac{\sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i (T_f - T_{pfm_i})}{\varphi (T_f - T_{pf})} - 1 \right]}{1 - \varphi \left[\frac{T_p - \frac{1}{\varphi} \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i \cdot T_{pbm_i}}{T_p - T_s} \right]} \quad (3.2.28)$$

sau: $\alpha_v = \alpha_{v_c} \cdot f(\varphi, T_{pfm_i}, T_{pbm_i}) \quad (3.2.29).$

Deoarece $T_{pfm_i} < T_{pf}$, iar $T_{pbm_i} < T_p$ expresiile din paranteze sînt pozitive, așã încît funcția f este întotdeauna supraunitară, cu atît mai mare, cu cît φ este mai mare, atît timp cît φ este mai mic decît 1 (pentru $\varphi = 1$ se ajunge în domeniul vaporizării peliculare). Valoarea lui φ depinde în primul rînd de numãrul centrilor de degajare a bulelor n ; cu cît numãrul acestor centri este mai mare, cu atît φ este mai mare și deci și α_v va fi mai mare.

La creșterea ulterioară, voitã, a temperaturii fluidului cald va crește și temperatura peretelui T_p în zonele convective ale suprafeței. Ca urmare a acestui fapt se vor amor- sa noi centri de degajare a bulelor dacã $\Delta T = T_p - T_s > \Delta T_{cr}$.

Creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule se produce atât datorită creșterii coeficientului de convecție liberă α_{vc} (conform ecuației criteriale 3.1.4), cât în special datorită creșterii numărului de centri de degajare a bulelor, motiv care duce evident la o evoluție a fenomenului cu o pantă mult mai mare decât la vaporizarea convectivă.

Din relația 3.2.28 se mai poate trage o concluzie foarte importantă, legată de natura materialului peretelui. S-a văzut anterior că pentru un centru de vaporizare dat frecvența de degajare a bulelor depinde de natura materialului peretelui; cu cât coeficientul de difuzivitate termică este mai mare, frecvența de degajare a bulelor va fi mai mare. Cum perioadă activă în efectuarea schimbului de căldură între perete și lichidul care se vaporizează este perioada de creștere a bulei, când coeficientul de schimb de căldură este foarte mare, este evident că la frecvențe mari, când numărul perioadelor active este mare, să se obțină coeficienți de schimb de căldură la vaporizare mai mari. Cu cât frecvența de degajare este mai mare „adîncimea” „gropilor de temperatură” de pe suprafața caldă va fi mai mare, deci diferența de temperatură ($T_f - T_{pfi}$) din relația 3.2.28 va crește și prin aceasta va crește și α_v .

3.3.2.1.2. Sisteme cu încărcarea termică a suprafeței limitată.

Sînt sistemele la care încălzirea suprafeței fierbătoare se produce electric sau nuclear. La aceste sisteme mărimea variabilă este densitatea fluxului de căldură transmis prin suprafața fierbătoare, flux provenit din disiparea termică a energiei electrice sau a energiei nucleare. Creșterea curentului electric sau intensificarea reacției nucleare duc la creșterea densității fluxului de căldură. În acest caz la instalarea vaporizării cu bule, fenomenele de pe suprafața fierbătoare se produc identic cu cele de la sistemele cu temperatura limitată cu o singură excepție și anume: Dacă în cazul anterior în urma apariției „gropilor de temperatură”, atât pe suprafața fierbătoare, cât și pe suprafața în contact cu fluidul cald se producea automat și o creștere a den-

sității fluxului de căldură prin intensificarea răcirii fluidului cald, acum acest lucru nu este posibil. Este de așteptat ca în lipsa aportului unui flux suplimentar de căldură, temperaturile sub bule T_{pbmi} să scadă mai mult decât în cazul anterior, creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule să se producă numai prin scăderea mai accentuată a temperaturii medii a suprafeței fierbătoare. „Gropile de temperatură” vor fi mai adânci în această situație și influența bulei se va manifesta pe o rază mai mare, în special la materialele cu un coeficient de difuzivitate termică mai ridicat.

3.3.2.2. Explicarea creșterii coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule, la creșterea temperaturii de vaporizare T_g .

Din fig.3.3.03. și din relațiile deduse pe baza ei rezultă o influență importantă a presiunii de vaporizare p_g sau a temperaturii de vaporizare T_g asupra curbei de vaporizare la vaporizarea cu bule, în sensul creșterii însemnate a coeficientului α_v cu creșterea temperaturii de vaporizare.

Din relația (3.2.28) a rezultat creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule la creșterea ariei relative a bulilor φ pe suprafața fierbătoare. În lumina celor prezentate anterior este evident că numai creșterea ariei relative a bulilor este cea care poate influența hotărîtor valoarea coeficientului α_v . Se pune deci problema de a explica de ce crește suprafața relativă φ la creșterea temperaturii de vaporizare. Din concluziile capitolelor anterioare referitoare la vaporizarea cu bule, rezultă că există două fenomene distincte care pot acționa în acest sens:

1 - Pe baza modelului teoretic referitor la amorsarea vaporizării cu bule, prezentat în cap.3.2.1 s-au dedus relațiile (3.2-74) și (3.2-95) care stabilesc legătura între supraîncălzirea necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule ΔT_{cr} și temperatura de vaporizare T_g pentru două cazuri limită, pentru Freon 11. În urma calculului numeric s-au reprezentat cele două relații în fig.3.2-10 și 3.2-11. Concluzia evidentă este că supraîncălzirea necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule scade cu o pantă foarte mare la creșterea temperaturii de vaporizare T_g . În aceste condiții, la creșterea temperaturii de vaporizare T_g , la aceeași

supraîncălzire $T_p - T_s$ va crește numărul centrilor de vaporizare cu bule ducînd la creșterea importantă a coeficientului de schimb de căldură.

2 - Suprafața relativă a bulelor poate crește și în condițiile în care numărul de centri de degajare rămîne constant, dacă crește raza bulei la rupere r_{br} . Din relația (3.2-58) raza bulei la rupere este:

$$r_{br} = f(\varphi) \sqrt{\frac{\sigma(T_{pi})}{(\rho_L - \rho'')(T_s) \cdot g}}$$

Tensiunea superficială, conform relației (3.2-75) scade puțin la creșterea temperaturii peretelui - T_p . Pentru o anumită densitate a fluxului, \dot{q}_n , temperatura peretelui T_p crește la creșterea temperaturii de vaporizare T_s . Raza de rupere este mai mult influențată de diferența de densități $(\rho_L - \rho'')(T_s)$ care apare la numitor. La creșterea temperaturii T_s , densitatea lichidului ρ_L rămîne aproximativ constantă, iar densitatea vaporilor saturați ρ'' crește. Se vede clar că din această cauză raza bulei la rupere r_{br} crește cu creșterea temperaturii de vaporizare, crescînd prin aceasta suprafața relativă a bulei și odată cu ea coeficientul de schimb de căldură la vaporizare.

3.3.3. Concluzii.

Din relațiile (3.2-74), (3.2-95) și (3.2-58) rezultă că panta curbilor $\Delta T_{cr} = f(T_s)$ și raza bulei la rupere r_{br} , depind foarte mult de proprietățile fizice ale lichidului care se vaporizează și de unghiul de contact φ dintre lichid și pereți, unghi care depinde atît de natura lichidului cît și de natura peretelui pe care se produce vaporizarea. Pe de altă parte numărul centrilor de vaporizare cu bule care pot fi amorși depinde de numărul microadînciturilor existente pe suprafață. Cu cît acest număr este mai mare, cu atît coeficientul de schimb de căldură la vaporizarea cu bule va fi mai mare.

În aceste condiții este clar de ce nu s-au putut încă scrie ecuații criteriale general valabile pentru toate lichidele și toate condițiile posibile de lucru.

Pe baza cercetărilor experimentale și teoretice proprii, prezentate în capitolul.3, se poate afirma că pentru prima dată s-au putut explica unitar, calitativ, toate fenomenele care se manifestă la vaporizarea cu bule.

În ceea ce privește valorile coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, acestea pot fi calculate exact pe baza unor ecuații criteriale numai în domeniul vaporizării convective. În domeniul vaporizării cu bule, după cum s-a văzut, lucrurile sînt mult mai complicate deoarece sînt necesare mult mai multe informații legate în special de microgeometria suprafeței fierbătoare. Trebuie menționat faptul că în tratarea teoretică a supraîncălzirii necesare pentru amorsarea vaporizării cu bule, s-a luat în considerare o cavitate ideală de formă conică, cu un unghi de deschidere β variabil. Este într-adevăr forma cea mai probabilă de cavitate, dar pe o suprafață reală vor apărea de fapt o mare varietate de forme de cavități, forme care vor condiționa pe baza unor relații asemănătoare cu cele deduse, supraîncălzirea necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule, temperatura de involuție, frecvența de degajare a bulelor, etc.

Fiecare centru de degajare a bulelor este un unicat care se comportă într-un mod particular, dar din moment ce toate concluziile teoretice obținute pe baza unei cavități conice sînt în perfectă concordanță cu rezultatele experimentale, obținute pentru o suprafață cu microgeometria necunoscută, se poate afirma că modelul prezentat este corect, indiferent de microgeometria suprafeței.

C a p i t o l u l 4

CERCETARI PRIVIND VAPORIZAREA FREONULUI 11
PE TUBURI ORIZONTALE MONTATE IN RETEA [90]

Vaporizatoarele reale cu țevi orizontale la care vaporizarea lichidului se face pe suprafața exterioară a unor țevi sînt prevăzute cu zeci sau sute de tuburi orizontale care formează un fascicul cu o anumită dispoziție geometrică a tuburilor. Pentru proiectarea vaporizatoarelor este necesară cunoașterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare - α_v -. În capitolul 3 s-au prezentat cercetările efectuate pentru determinarea coeficientului - α_v - la Freon 11 pentru tubul singular, atît în domeniul convectiv cît și în domeniul vaporizării cu bule:

Se pune problema în ce măsură relațiile determinate pot fi folosite și pentru calculul vaporizatoarelor reale pentru freon 11. Instalația experimentală prezentată în capitolul 2 permite cercetarea vaporizării pe fascicole de pînă la 12 tuburi cu diverse aranjări ale țevilor în fascicol, deci în condiții foarte apropiate de vaporizatoarele reale. Au fost studiate următoarele dispoziții:

4.1. VAPORIZAREA PE UN TUB SINGULAR MONTAT
INTR-O RETEA DE TUBURI INACTIVE.

Pentru elucidarea fenomenelor care apar în cazul vaporizării într-o rețea de tuburi s-a încercat, ca un prim pas, să se pună în evidență influența prezenței unei rețele de tuburi neîncălzite asupra coeficientului de schimb de căldură la vaporizare la un tub singular montat în rețeaua respectivă. S-a folosit o rețea din 12 tuburi cu dispunere patratică pe patru rînduri cu același pas relativ pe orizontală și verticală $s/d = 1,33$. Măsurătorile s-au efectuat pe tubul 5 din fig.4.1.01, tub cu care s-a lucrat și în cercetările prezentate în cap.3. Celălalte tuburi nu au fost încălzite. În fig. 4.1.01 se prezintă variația coeficientului de schimb de căldură la vaporizarea cu bule pentru tubul 5 - α_{v5} - în funcție de temperatura de vaporizare - t_g - la diverse intensități ale fluxului de căldură. În fig.4.1.02 se prezintă în coordonate dublu logaritmice $\alpha_{v5} = f(\dot{q}_{v5})$ pentru temperaturi de va-

horizantă la $18 \div 42^\circ\text{C}$. Pe aceeași diagramă sînt reprezentate

cu linii întrerupte rezulta-
tele obținute la vaporizarea
cu bule pe tubul singular in-
dependent pentru 18, 30 și
 42°C .

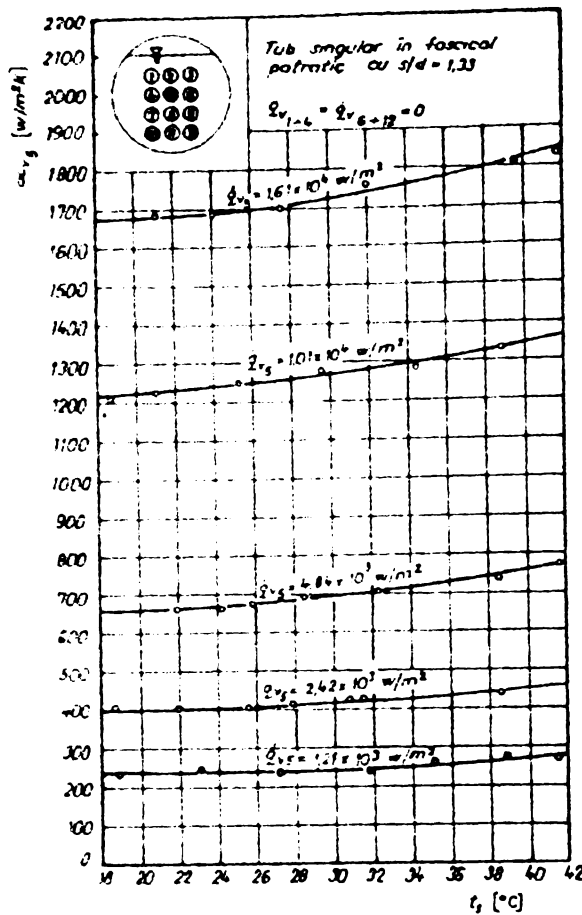


Fig. 4.1.07 $\alpha_{v5} = f(t_s)$

zistențelor hidraulice. Pe măsura creșterii densității fluxului
de căldură participarea convecției la realizarea schimbului de

Se constată o înrăutățire
evidentă a schimbului de căl-
dură în domeniul densități-
lor mici de flux caloric. In
domeniul densităților mici,
la $\dot{q}_{v5} \leq 2 \cdot 10^3 \text{ (W/m}^2\text{)}$ convec-
ția liberă asigură 100÷50%
din schimbul total de căldu-
ră. Prezența rețelei de tu-
buri inactive în jurul tubu-
lui încălzit duce la micșora-
rea schimbului convectiv de
căldură ca urmare a micșoră-
rii vitezei de circulație a
lichidului în jurul tubului
activ din cauza creșterii re-

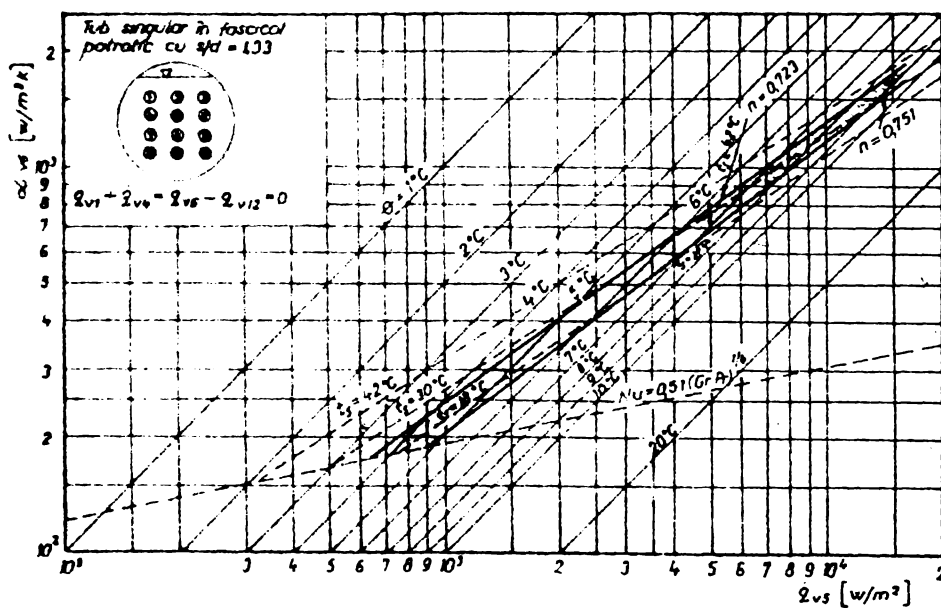


Fig. 4.1.08 $\alpha_{v5} = f(\dot{q}_{v5})$

căldură total,
scade tot mai mult,
fenomenul preponde-
rent în realizarea
schimbului de căl-
dură fiind vaporizi-
zarea cu bule. In
această situație pe
măsura creșterii
densității fluxului
de căldură transmis
rezultatele se apro-
pie de cele obținu-
te la tubul singular
independent și chiar
le depășesc, în spe-

cial pentru temperaturi mici de vaporizare. Această comportare poate fi explicată pe baza concluziilor din capitolul 3 după cum urmează: La vaporizatorul real ruperea bulelor de vaporii nu se produce numai cînd forța de plutire egalează forța dată de tensiunea superficială ci și sub influența forțelor de natură hidrodinamică. Din cauza turbulenței induse de prezența celorlalte tuburi este posibil ca desprinderea bulelor să se facă înainte de atingerea diametrului de rupere, calculat din considerente termodinamice. Prin aceasta scade timpul de creștere al bulelor - τ_c - și în consecință crește frecvența de degajare a bulelor. Este de așteptat ca acest fenomen să se manifeste în special în partea de jos a tubului unde forța ascensională nu se poate manifesta din cauza tubului.

La temperaturi ridicate de vaporizare se poate manifesta și un fenomen contrariu care face ca creșterea lui α_v cu temperatura de vaporizare să fie mai redusă decît la tubul singular independent. În acest caz, cînd conform teoriei dezvoltate în cap.3, diametrii de rupere sînt mult mai mari decît la temperaturi mici, prin micșorarea diametrului de rupere din cauza turbulenței induse se micșorează suprafața microstratului de la baza bulei cu consecințe defavorabile în ceea ce privește coeficientul de schimb de căldură la vaporizare.

Rezultatele experimentale obținute pentru temperaturile extreme pe domeniul $10^3 < \dot{q}_v < 2 \cdot 10^4$ permit să se scrie relațiile:

$$\alpha_{v_{42}} = 245 \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,723} \quad (4.1-01)$$

$$\alpha_{v_{18}} = 204 \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{0,755} \quad (4.1-02)$$

La tubul singular independent s-au stabilit relațiile (3.3.4) și (3.3.2). Din compararea relațiilor rezultă că la tubul singular în rețea exponenții sînt mai mari. În zona densităților mici această creștere a exponenților nu reflectă îmbunătățirea schimbului de căldură la vaporizarea cu bule ci doar micșorarea schimbului de căldură convectiv. Menținerea acestor exponenți și în zona densităților mari și de aici tendința de depășire a coeficienților de schimb de căldură de la

tubul 5. Altfel independent manifestată în domeniul cercetat în special la temperaturi mai scăzute dovedește, așa cum s-a arătat mai sus, că însuși mecanismul de vaporizare cu bule este afectat de prezența fascicoulului.

4.2. VAPORIZAREA PE UN TUB SINGULAR MONTAT INTR-O
RETEA DE TUBURI INCALZITE.

Ca un al doilea pas în ceea ce privește studiul vaporizării pe o rețea de tuburi s-a încercat să se pună în evidență, modul în care influențează celelalte tuburi activate, schimbul de căldură la tubul 5. S-au încercat pe rând opt situații prezentate schematic în partea de jos a fig.4.201. Cercurile înegrite repre-

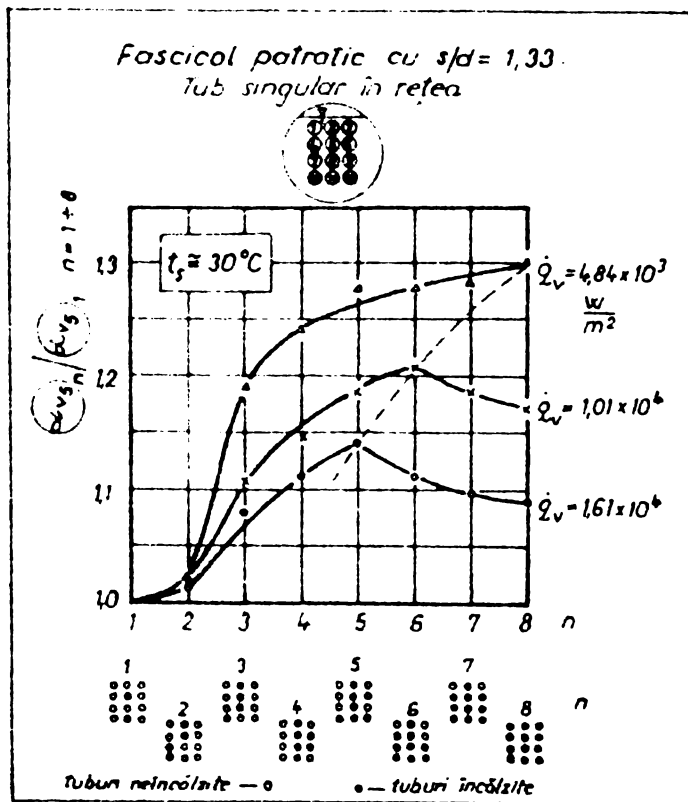


Fig.4.2.01. Influința rețelei de tuburi încălzite asupra tubului singular.

zintă tuburile încărcate la aceeași densitate a fluxului termic ca și tubul 5. Pe abscisa diagramei sînt reprezentate calitativ situații încercate, iar în ordonată rapoartele dintre α_{v5-n} (la situația n) și α_{v5-1} (la situația 1) pentru $\dot{q}_v = 4,84 \times 10^3$; $1,01 \times 10^4$ și $1,61 \times 10^4$ W/m² la temperatura de vaporizare de 30°C. La activarea tubului superior - situația 2 - se constată o creștere de 2,5% a lui α_{v5} la $\dot{q}_v = 4,84 \times 10^3$ W/m² și de 1% la $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4$ W/m². Se poate explica această creștere prin inducerea unei convecții suplimentare care se manifestă cu atît mai mult la tubul 5, cu cît densitatea fluxului termic este mai mică, caz în care convecția participă mai mult la schimbul total de căldură. În situația 3 cînd este activat și tubul 8, inferior tubului 5, se constată creșteri ale lui α_{v5} de 19% la $\dot{q}_v = 4,84 \times 10^3$ W/m² și de 8% la $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4$ W/m². În situația 4 cînd este activat și tubul 11 raportul $\alpha_{v5-n}/\alpha_{v5-1}$ crește în continuare însă cu o pantă mult mai mică. Același lucru se întîmplă și în situația 5 cînd sînt activate și tuburile 10 și 12. În situația 6 cînd sînt

activate și tuburile 7 și 9, la $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ se produce o scădere a raportului $\alpha_{v5-n}/\alpha_{v5-1}$ față de situația anterioară. În situația 7, când se activează tuburile 4 și 6 scăderea se manifestă și la densitatea $\dot{q}_v = 1,01 \times 10^4 \text{ W/m}^2$, scădere care continuă și în situația 8. Se constată că temperatura de vaporizare influențează foarte puțin coeficientul de schimb de căldură la vaporizare α_{v5} , motiv pentru care sînt prezentate numai rezultatele de la $t_s = 30^\circ\text{C}$.

Pe baza celor prezentate se pot trage următoarele concluzii:

- 1 - La activarea unui tub superior, pe aceeași coloană cu tubul la care se fac măsurători, se produce o creștere foarte mică a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, creștere cu atît mai mare, cu cît densitatea fluxului de căldură este mai mică. Întrucît este exclusă o influență directă a mediului bifazic degajat de pe suprafața tubului superior, asupra celui inferior, singura explicație a acestei creșteri o constituie intensificarea circulației lichidului în jurul tubului 5 și de aici creșterea schimbului de căldură convectiv. Un argument în plus îl constituie și faptul că se obține o creștere mult mai mare la densități mici ale fluxului de căldură la care convecția liberă participă în măsură mai mare la schimbul total de căldură decît la densități mari cînd majoritatea fluxului transmis este asigurat de vaporizarea cu bule.
- 2 - La activarea unui tub inferior, pe aceeași coloană cu tubul la care se fac măsurători se produce o creștere importantă a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, cu atît mai mare, cu cît densitatea fluxului de căldură transmis este mai mică. Cea mai mare influență o are activarea tubului 8 plasat imediat sub tubul 5. Activarea tubului 11 are o influență mult mai mică. La dezactivarea tuburilor 8 și 11 coeficientul de schimb de căldură la vaporizare la tubul 5 revine la valoarea inițială. Explicația acestei comportări este următoarea:
 - Curentul bifazic de fluid degajat de pe tubul inferior, curent format din lichid și bule de vapori ajunge în

contact cu tubul superior. Din cauza densității diferite a vaporilor din bule și a lichidului, la frînarea mediului bifazic vor apărea decelerații diferite ale bulelor și lichidului și deci diferențe de viteze între lichid și bule și de aici o puternică turbulență. Turbulența din fluidul ascendent induce turbulență și în stratul limită din zonele convective de pe tubul superior. Din această cauză în loc de convecție liberă în aceste zone va apărea o convecție liberă intensificată ducând la creșteri importante ale coeficientului de convecție.

- Turbulența mediului bifazic ascendent face ca ruperea bulelor de pe tubul superior să fie posibilă la diametrii mai mici decât cei calculați cu relația (3.2-58). Prin aceasta scade timpul de creștere al bulei - τ_c - și crește frecvența de degajare a bulelor cu efecte favorabile în ceea ce privește intensificarea schimbului de căldură.

La temperaturi mari când diametrii de rupere sînt mari această intensificare nu se poate manifesta deoarece prin micșorarea importantă a diametrului de rupere scade și suprafața microstratului de lichid de la baza bulei cu efecte defavorabile în ceea ce privește schimbul de căldură.

Din această cauză influența temperaturii de vaporizare se manifestă foarte puțin.

- Bulele din curentul bifazic, în care vaporii au o temperatură foarte apropiată de cea de vaporizare ajungînd în contact cu stratul limită supraîncălzit de pe tubul superior vor prelua căldură de la tubul superior prin vaporizarea unei cantități de lichid din stratul limită cu efect favorabil în ceea ce privește intensificarea schimbului de căldură la acest tub.

- În special la densități mari de flux termic când numărul de bule degajate de pe tubul inferior și numărul centrilor de degajare a bulelor pe cel superior este mare crește probabilitatea ca o bulă ascendentă să întâlnească o bulă în formare pe tubul superior. În acest caz se produce o coalescență a celor două bule. Pe tub se va forma o bulă cu dimensiuni mari cu un microstrat limită cu suprafață mare, bule care se vor rupe imediat de pe suprafață. Se combină în acest caz, atât efectul favorabil al creșterii frecvenței de degajare, cât și cel al creșterii suprafeței microstratului de lichid.

Din compararea curbei pentru $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ cu cea pentru $\dot{q}_v = 4,84 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ se pare că totuși fenomenul preponderent în intensificarea schimbului de căldură la tubul superior este intensificarea schimbului de căldură convectiv.

Din faptul că la dezactivarea tuburilor inferioare coeficientul de schimb de căldură la tubul superior revine la valoarea inițială, se poate trage concluzia că mediul bifazic ascendent nu induce activarea altor centri de vaporizare cu bule pe tubul superior. Aceasta este o confirmare indirectă a teoriei prezentate în capitolul 3 conform căreia activarea unui centru de vaporizare cu bule este posibilă numai când temperatura peretelui în zona cavității depășește temperatura critică T_{pcr} .

3 - La activarea tuburilor inferioare - 10 - și - 12 - din coloanele laterale se produce în continuare o creștere a coeficientului de schimb de căldură la tubul 5.

La activarea tuburilor - 7 - și - 9 - efectul este pozitiv numai la densități mici ale fluxului de căldură, iar la densități mari efectul este negativ. Efectul negativ se amplifică pe măsura activării tuburilor laterale superioare chiar și la densități mai mici ale fluxului. Se poate explica această comportare în modul următor: Pe măsura creșterii numărului de tuburi laterale activate crește debitul de mediu bifazic care circulă atât ascendent prin fascicolul de țevi precum și debitul de lichid care circulă descendent între carcasa vaporizatorului și fascicolul de țevi. Mediul bifazic, ascendent care provine din coloana centrală a vaporizatorului și se îndreaptă spre carcasă are de străbătut un drum mai lung și în plus este frânat în mișcare de către pînzele ascendente de mediu bifazic care provin de la tuburile laterale. De aici o micșorare a vitezei în jurul tubului 5 urmată de o micșorare a lui α_{v5} față de maximul atins când nu erau activate tuburile laterale.

4.3. VAPORIZAREA PE DOUA TUBURI ASEZATE UNUL DEASUPRA CELUIALT.

Acest caz reprezintă cea mai simplă posibilă rețea de tuburi activate. Este încă un caz depărtat de cazul unui vaporizator real, dar care poate furniza indicații cu privire la fenomenele care se desfășoară într-un vaporizator real. S-au

folosit două tuburi cu diametrul de 12 mm așezate la 10 mm distanță. În încercări preliminare s-a constatat că o creștere a distanței pînă la 3d nu are nici o influență asupra vaporizării pe tubul superior. Cercetările în domeniul convectiv nu au arătat diferențe la tubul superior față de tubul inferior la aceeași încărcare a ambelor tuburi. Aceasta este ușor de explicat deoarece la densitățile fluxului termic \dot{q}_v la care se produce schimbul de căldură convectiv, valorile produsului ($G_r \cdot P_r$) sînt mai mici decît 2×10^7 . În aceste condiții curgerea lichidului în jurul ambelor tuburi este laminară și în consecință coeficienții de convecție au practic aceeași valoare la ambele tuburi.

În domeniul vaporizării cu bule apar diferențe importante între valorile coeficientului α_v la cele două tuburi. În cele ce urmează s-a notat cu $-\alpha_{v2}$ - coeficientul de schimb de căldură la vaporizare pentru tubul superior și cu α_{v1} pentru tubul inferior. Deoarece s-a constatat o dependență slabă a coeficientului $-\alpha_{v2}$ - de temperatură de vaporizare nu s-a mai urmărit influența acesteia. S-a lucrat la temperatura $t_s = 26^\circ\text{C}$.

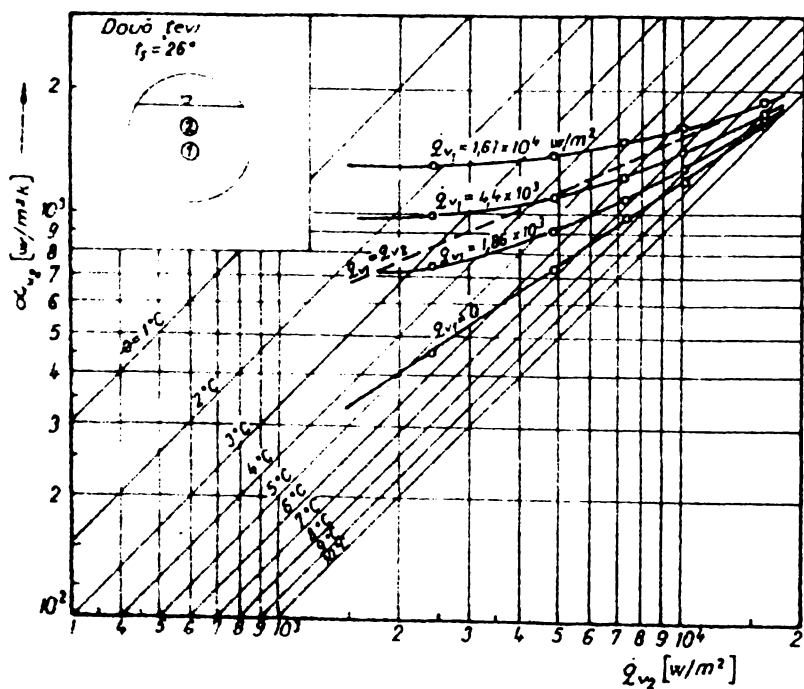


Fig.4.3.01. Vaporizarea pe două tuburi suprapuse.

tubul superior se obțin rezultate practic identice cu cele obținute pentru tubul singular la $t_s = 26^\circ\text{C}$. Pentru $\dot{q}_{v1} > 0$ se constată creșteri importante ale lui α_{v2} , dar cu atît mai mici, cu cît $-\dot{q}_{v2}$ - este mai mare. La creșterea lui \dot{q}_{v2} curbele pentru

- În prima serie
 - \dot{q}_{v1} - a fost menținut constant la diverse valori, iar
 - \dot{q}_{v2} - a fost variat de la $1,61 \times 10^4$ pînă la $1,5 \times 10^3 \text{ W/m}^2$.
 Rezultatele obținute sînt reprezentate în fig.4.3.01 prin curbele trasate cu linii plină, pentru $\dot{q}_{v1} = 0$; $1,86 \times 10^3$; $4,4 \times 10^3$ și $1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$.

Pentru $\dot{q}_{v1} = 0$, deci pentru situația cînd este încălzit numai

diverse valori ale lui \dot{q}_{v1} , tind asimptotic la curba pentru $\dot{q}_{v1} = 0$, deci la curba pentru tubul singular.

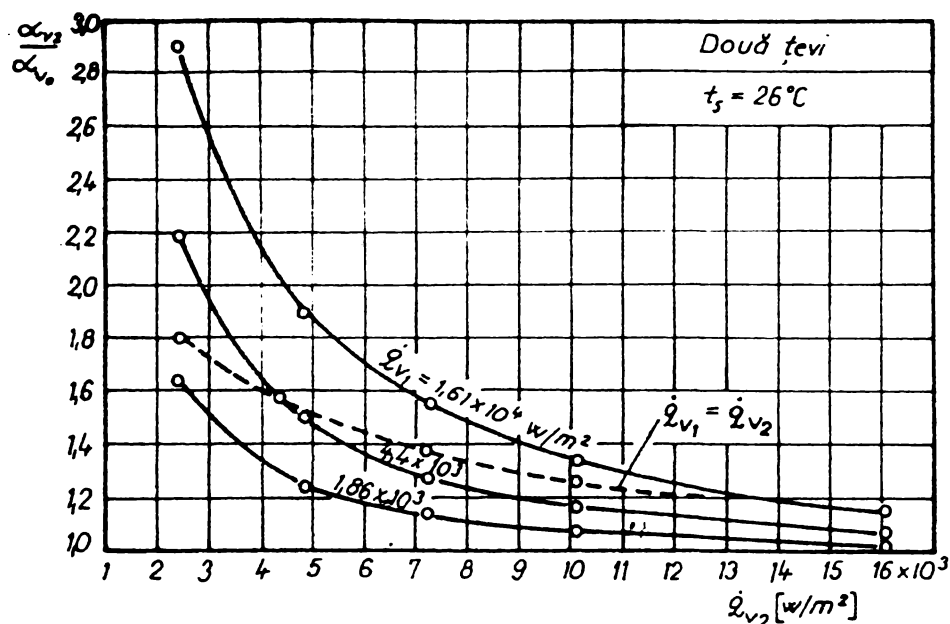


Fig.4.3.02. Amplificarea schimbului de căldură la tubul superior.

În fig.4.3.02 este reprezentat raportul α_{v2}/α_{v0} , unde α_{v0} reprezintă coeficientul de schimb de căldură la vaporizare la tubul singular, în funcție de \dot{q}_{v2} la diverse valori ale lui \dot{q}_{v1} . Se constată creșteri relative foarte mari la densități mici ale fluxului de căldură \dot{q}_{v2} și

creșteri relative mici tinzînd asimptotic la unu la valori mari ale lui \dot{q}_{v2} . Creșterile relative sînt cu atît mai mari, cu cît \dot{q}_{v1} este mai mare.

- În a doua serie de măsurători s-a lucrat cu aceleași densități de flux termic la ambele tuburi $\dot{q}_{v1} = \dot{q}_{v2}$. Rezultatele sînt reprezentate în fig.4.3.02, prin curba cu linie întreruptă. Aceste rezultate verifică perfect rezultatele din prima serie de măsurători în sensul că intersecțiile acestei curbe cu curbele de $\dot{q}_{v1} = \text{const}$ se produc la $\dot{q}_{v2} = \dot{q}_{v1}$.

În fig.4.3.03 se reprezintă raportul α_{v2}/α_{v0} în funcție de $\dot{q}_v = \dot{q}_{v1} = \dot{q}_{v2}$. În coordonate dublu logaritmice se constată o dependență liniară a celor două mărimi. Se poate scrie ecuația curbei sub forma:

$$\left(\frac{\alpha_{v2}}{\alpha_{v0}} \right) = \left(\frac{\alpha_{v2}}{\alpha_{v0}} \right)_{\dot{q}_v=1000} \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{-0,267} = 2,28 \left(\frac{\dot{q}_v}{1000} \right)^{-0,267} \quad (4.3.01)$$

$$\text{sau:} \quad \left(\frac{\alpha_{v2}}{\alpha_{v0}} \right) = 14,43 \cdot \dot{q}_v^{-0,267} \quad (4.3.02)$$

Cresterea importantă a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare la tubul superior are aceleași explicații ca și în cazul tubului singular într-o rețea activată. Se constată

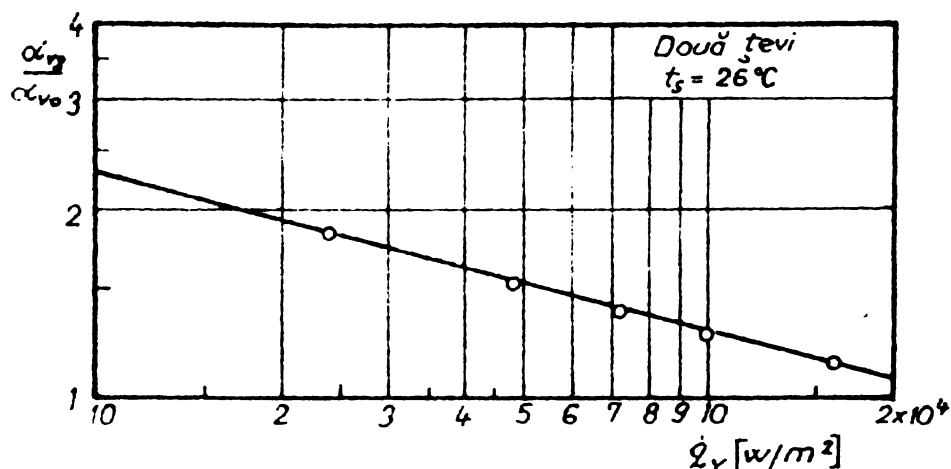


Fig. 4.3.03. Amplificarea schimbului de căldură la tubul superior în coordonate logaritmice.

însă că în cazul a două tuburi creșterile sînt mai mari decît în cazul tubului singular în rețea activată. Astfel la $\dot{q}_v = 4,84 \times 10^3 W/m^2$, la două tuburi raportul α_{v2}/α_{v0}

are valoarea 1,52, iar la tubul în rețea numai 1,3.

La $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 W/m^2$ la două tuburi raportul α_{v2}/α_{v0} are valoarea 1,18, iar la tubul singular în rețea 1,14.

Evident singura explicație a acestei comportări constă în aceea că în cazul a două tuburi singulare rezistența hidraulică este mult mai mică decît în cazul unui fascicol de tuburi.

4.4. VAPORIZAREA PE FASCICOLE DE TEVI CU DIVERSE GEOMETRII.

După ce s-a pus în evidență influența rețelei inactive, a rețelei active și a unui tub inferior asupra vaporizării pe un tub singular se pune problema de a vedea cum se comportă un fascicol de țevi în care toate țevile sînt încărcate. Interesează atît comportarea în ansamblu a fascicolului, cît și comportările particulare ale țevilor și rîndurilor din fascicol în diverse condiții de funcționare.

La vaporizatoarele reale cu țevi în manta pentru a rezulta un gabarit cît mai mic al vaporizatorului, cu avantaje esențiale în ceea ce privește cantitatea de agent frigorific din vaporizator se folosesc pași relativ foarte mici ai țevilor $s/d = (1,25 - 1,5)$ - s - fiind distanța între axele țevilor, iar d - diametrul acestora. Vaporizatoarele reale sînt prevăzute cu zeci chiar sute de țevi așezate pe mai multe rînduri.

În instalația experimentală prezentată în cap.2 se pot încerca fascicole de țevi cu cel mult 12 țevi.

În aceste condiții trebuie menționat că scopul acestor cercetări nu este stabilirea unor relații cantitative ci mai mult stabilirea influenței diverșilor parametri constructivi sau termodinamici asupra vaporizării în fascicol de țevi.

4.4.1. Vaporizarea pe un fascicol patratic cu $s/d= 1,33$.

4.4.1.1. Analiza comportării diverselor rînduri de tuburi.

În cele ce urmează se urmărește comportarea globală a fascicolului în ceea ce privește coeficienții de schimb de căldură la diferite densități ale fluxului de căldură și diferite temperaturi de vaporizare. În fig.4.4.01 se reprezintă variația coeficientului mediu de schimb de căldură la vaporizare pe un rînd al vaporizatorului α_{vn} - pentru $n = 1 - 4$ în funcție de temperatura de vaporizare t_s la diverse densități ale fluxului de căldură \dot{q}_v . Se constată că la rîndul superior, deci pentru $n=4$, $\alpha_{v4} = (\alpha_{v1} + \alpha_{v2} + \alpha_{v3})/3$, practic nu depinde de temperatura de vaporizare ci numai de densitatea fluxului de căldură \dot{q}_v . La rîndurile inferioare dependența de temperatură se manifestă din ce în ce mai mult fiind maximă la primul rînd și cu atît mai mare, cu cît densitatea fluxului de căldură este mai mare.

Mai concludente în ceea ce privește comportarea diverselor rînduri de tuburi în fascicol sînt diagramele din fig. 4.4.02 - 4.4.05 în care în ordonată sînt prezentate valorile relative ale coeficientului de schimb de căldură la vaporizare α_{vn}/α_{v0} , α_{v0} fiind coeficientul de schimb de căldură la vaporizare pe tubul singular, iar în abscisă temperatura de vaporizare. Cu linie continuă sînt reprezentate curbele în domeniul de temperaturi în care s-au făcut măsurători, iar cu linie întreruptă extrapolarăa curbelor în domeniul temperaturilor scăzute de vaporizare. În toate cele patru diagrame se constată scăderea liniară a coeficientului relativ de schimb de căldură la vaporizare cu creșterea temperaturii de vaporizare. Panta acestor drepte este cu atît mai mare, cu cît numărul de ordine al tubului este mai mare.

Valorile coeficientului relativ de transfer sînt cu atît mai mici, cu cît densitatea fluxului de căldură este mai mare. Avînd în vedere liniaritatea curbelor, acestea s-au extrapolat în domeniul temperaturilor mici. Pe baza acestor curbe sînt de

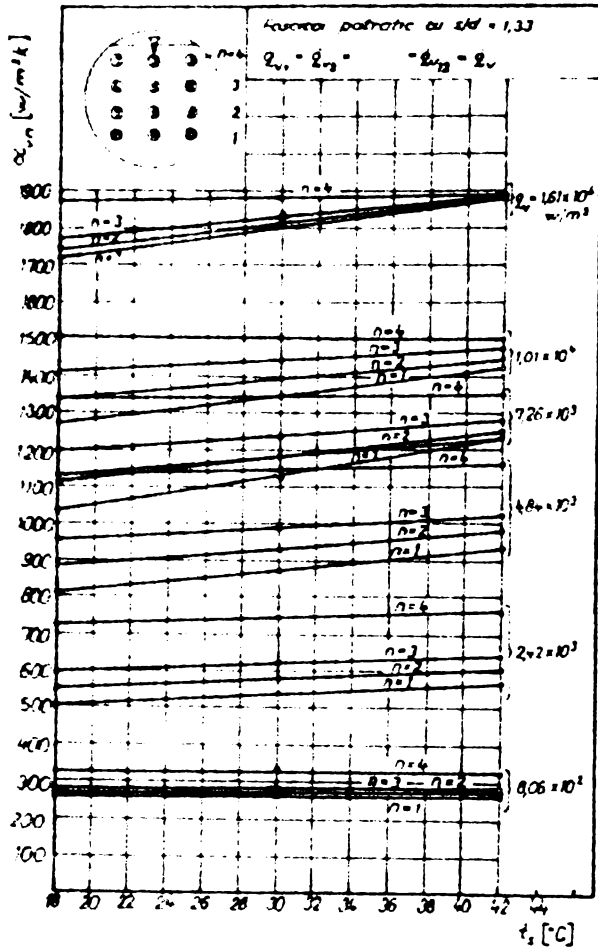


Fig.4.4.01. $\alpha_{v_n} = f(t_s)$.

așteptat o creștere importantă a coeficientului relativ la temperaturi scăzute în special la densități mici ale fluxului de căldură.

Valorile coeficientului α_{v_0} în domeniul temperaturilor mici au fost calculate cu relația (3.3.18) extrapolată pe acest domeniu. Cu aceeași evoluție liniară este de așteptat ca în domeniul temperaturilor ridicate de vaporizare comportarea tuburilor în fascicol să fie mai slabă decît a tubului singular.

Chiar la $t_s = 42^\circ\text{C}$, la densitatea $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$, valorile coeficientului relativ de transfer sînt subunitare la toate rîndurile de țevi.

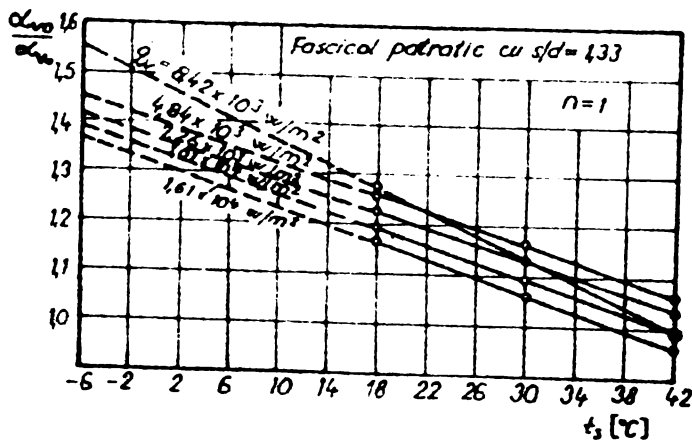


Fig.4.4.02: $\alpha_{v_n} / \alpha_{v_0} = f(t_s), n=1$.

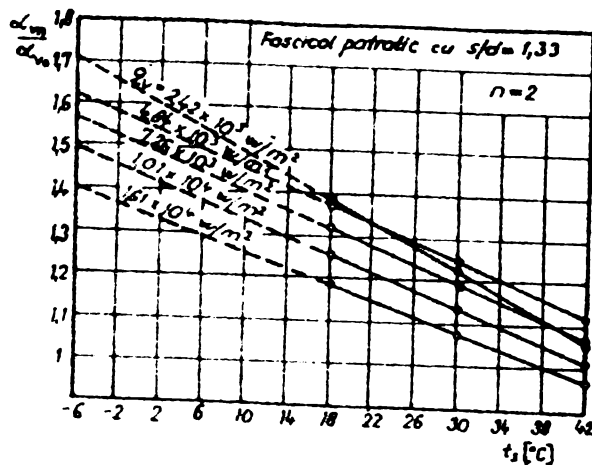


Fig.4.4.03: $\alpha_{v_n} / \alpha_{v_0} = f(t_s), n=2$.

Pentru a pune în evidență influența rîndului de țevi asupra coeficientului de schimb de căldură la vaporizare s-a reprezentat în fig.4.4.06 $\alpha_{v_n} = f(n)$ pentru diverse temperaturi de vaporizare și diverse densități ale fluxului de căldură. La toate densitățile încercate se constată creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare cu creșterea numărului de ordine al rîndului de țevi, creștere cu atît mai pronunțată, cu cît temperatura de vaporizare este mai scăzută. În diagramele din fig.4.4.07 -

4.4.09 se reprezintă coefi-

coeficienți lativi transfer de căldură $\alpha_{v_n}/\alpha_{v_0}$ în funcție de numărul de ordine al

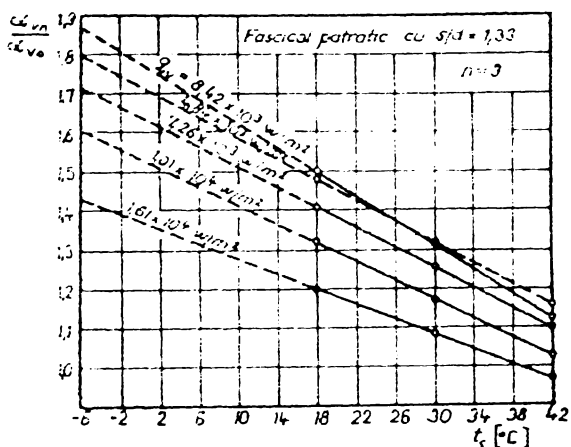


Fig. 4.4.04: $\alpha_{v_n}/\alpha_{v_0} = f(t_s)$ $n=3$.

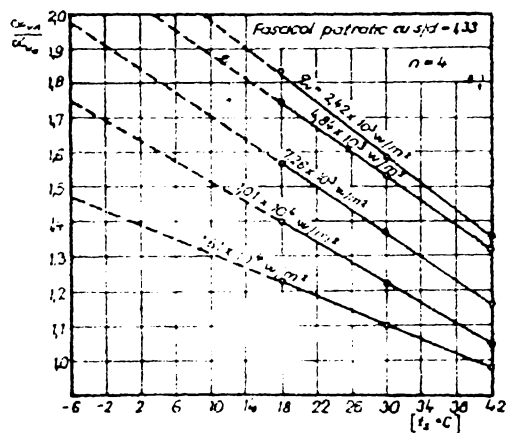
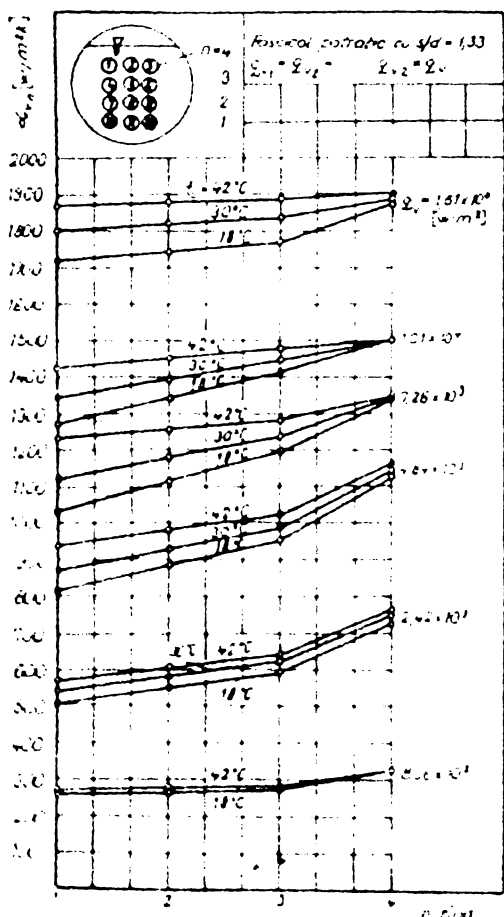


Fig. 4.4.05: $\alpha_{v_n}/\alpha_{v_0} = f(t_s)$ $n=4$.



de aer: primul și ultimul al rîndului se răcesc, la diverse temperaturi de vaporizare și diverse densități ale fluxului.

Se constată că, excepție, la toate temperaturile și toate densitățile creșterea coeficientului relativ cu creșterea numărului de țevi. De la rîndul 1 pînă la rîndul 3 creșterea este liniară în toate cazurile. De la rîndul 3 la rîndul 4 constată o creștere cu o pantă mai mare, cu atât mai mare cu cât densitatea fluxului de căldură este, tot mică.

Se constată creșterea foarte pronunțată la ultimul rînd și este în legătură turbulența și curburii curvilui bilineare constatată în timpul experimentelor.

Se poate prezice că la aer fasciculul cu 4 țevi creșterea coeficientului relativ este liniară pînă la rîndul $(n-1)$ și constată o creștere cu o pantă mai mare la rîndul $(n-1)$ în funcție de densitatea fluxului.

În fig. 4.4.06 este reprezentată variația coeficientului relativ în funcție de densitatea fluxului de căldură.

Fig. 4.4.06: $\alpha_{v_n}/\alpha_{v_0} = f(q)$ $n=4$.

Fig. 4.4.11

α_{vn} la rîndurile 1, 3 și 4 în funcție de densitatea fluxului de căldură pe intervalul de temperaturi cercetat. Pentru nu se încălzească prea mult figura nu s-a reprezentat α_{vn} la rîndul 2.

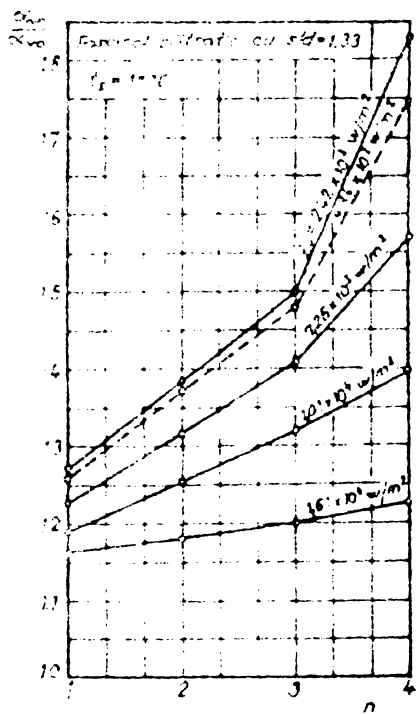


Fig. 4.4.11 $\alpha_{vn}/\alpha_{v0} = f(n)$.

Pentru comparație, în diagramă sînt reprezentate cu linie întreruptă rezultatele obținute la tubul singular independent pentru cele trei temperaturi de lucru. La rîndul 4 se constată faptul că la orice densitate schimbul de căldură este independent de temperatura de vaporizare. La rîndul 3 se manifestă o foarte slabă dependență de temperatură. La rîndul 1 influența temperaturii este mult mai pronunțată, apropiată de cea care se constată la tubul singular. La densități mari există tendința ca valorile lui α_{vn} să scadă sub cele ale tubului singular în special la temperaturi mari.

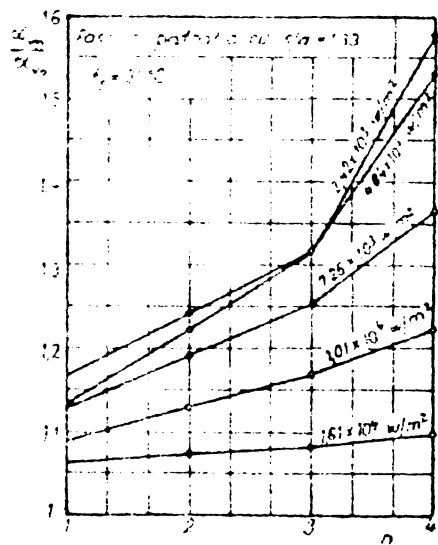


Fig. 4.4.12 $\alpha_{vn}/\alpha_{v0} = f(n)$.

În diagramele din fig. 4.4.11 și 4.4.12 se reprezintă coeficientul relativ de transfer de căldură în funcție de densitatea fluxului de căldură la diverse temperaturi pentru cele patru rînduri.

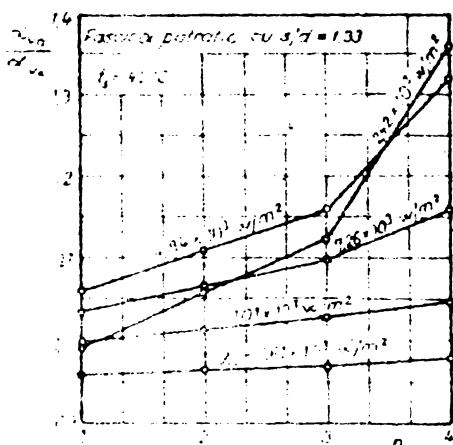


Fig. 4.4.13 $\alpha_{vn}/\alpha_{v0} = f(n)$.

La toate rîndurile și pentru toate temperaturile de vaporizare se constată scăderi rapide ale coeficientului relativ de transfer cu creșterea densității fluxului de căldură în special la temperaturi ridicate de vaporizare.

4.4.1.2. Analiza comportării globale a fascicolului.

În diagrama din fig. 4.4.14 este reprezentat coeficientul de transfer de căldură între tubul vaporizator

$$\alpha_{V_n} = \sum_{i=1}^{12} \alpha_{V_i} / 12$$

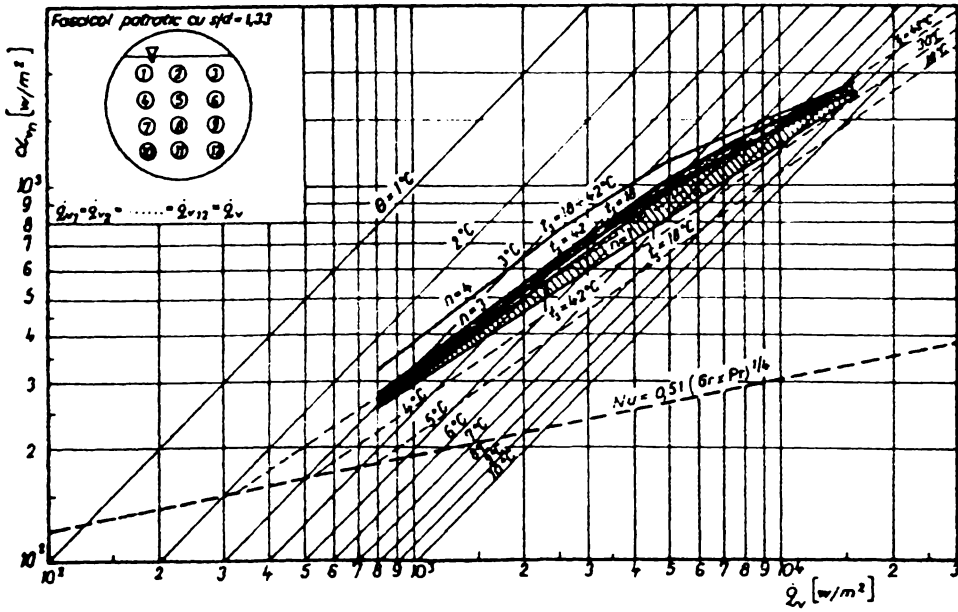


Fig. 4.4.10: $\alpha_{V_n} = f(\dot{q}_V)$.

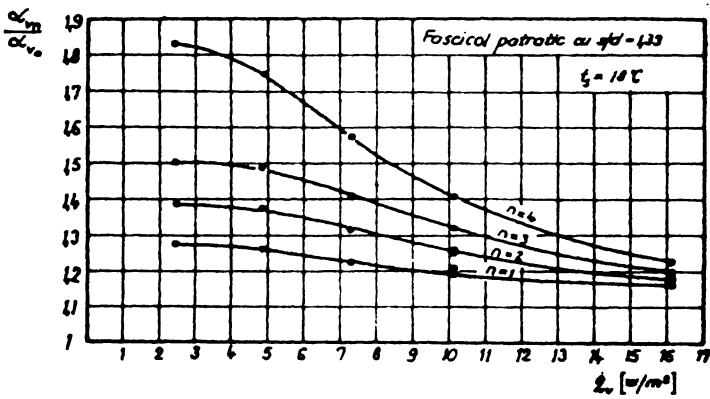


Fig. 4.4.11: $\alpha_{V_n} / \alpha_{V_0} = f(\dot{q}_V)$ $t_s = 18^\circ\text{C}$.

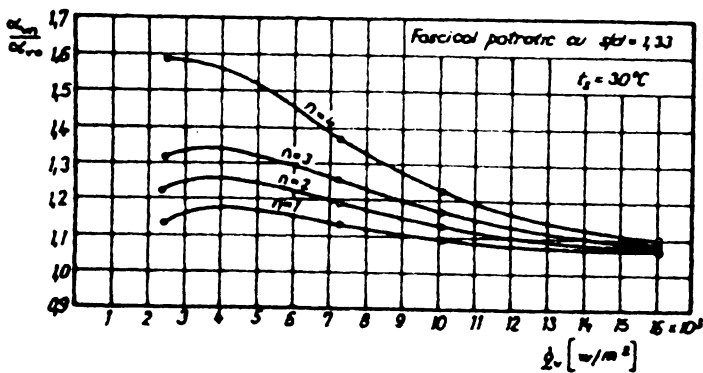


Fig. 4.4.12: $\alpha_{V_n} / \alpha_{V_0} = f(\dot{q}_V)$ $t_s = 30^\circ\text{C}$.

În funcție de densitatea fluxului de căldură pentru temperatura de vaporizare de 18°C și 42°C . Așa cum era de așteptat influența temperaturii este foarte redusă. Pe diagramă se reprezintă cu linie întreruptă și coeficientul

de schimb de căldură la vaporizare pentru tubul singular independent. Coeficientul mediu pentru întregul fascicol este mai mare decât coeficientul pentru tubul singular independent. Pe diagramă sînt trecute și valorile exponenților n ai celor două curbe de vaporizare.

Pînă la densități $\dot{q}_V = 2,42 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ exponenții au valori foarte apropiate de cele ale tubului singular. La densități mai mari însă, exponenții sînt sensibili mai mici decît la tubul singular. În fig. 4.4.15 este reprezentat coeficientul relativ de transfer de căldură me-

diu pe întregul fascicol α_{vm}/α_{vo} în funcție de temperatura de vaporizare la diverse densități ale fluxului termic.

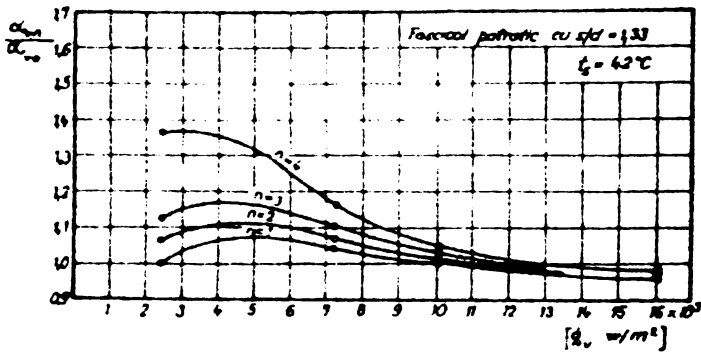


Fig.4.4.13: $\alpha_{v_n}/\alpha_{v_o} = f(\dot{q}_v)$ $t_s = 42^\circ\text{C}$.

Curbele sînt asemănătoare cu cele trasate pentru diverse rînduri de țevi. Se constată o influență apreciabilă a temperaturii de vaporizare în special la densități mici ale fluxului

de căldură. Trebuie menționat faptul că această creștere a coeficientului relativ cu scăderea temperaturii nu se datorește creșterii coeficientului mediu de schimb de căldură la vaporizare a

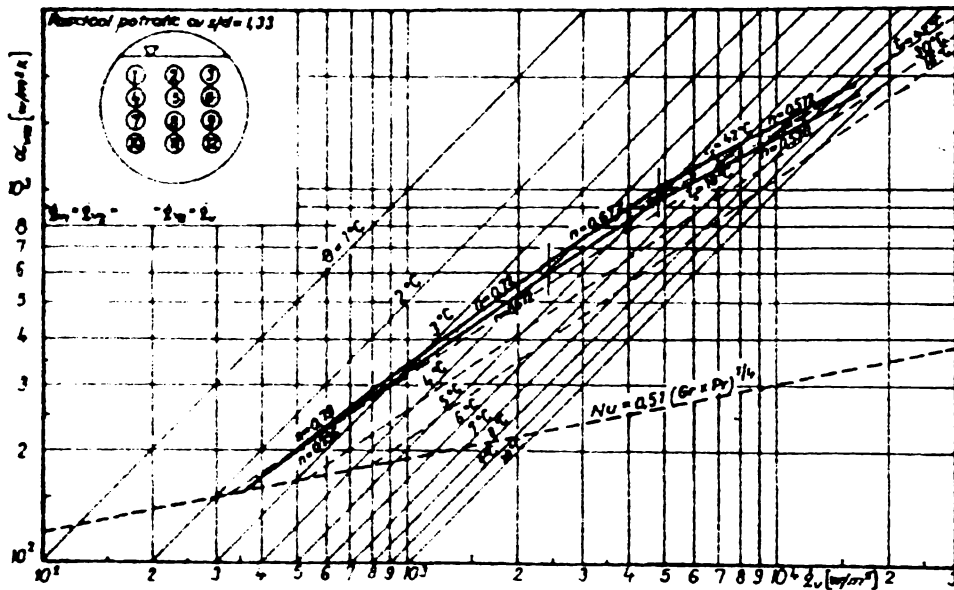


Fig.4.4.14: $\alpha_{v_m} = f(\dot{q}_v)$.

fascicolului cu scăderea temperaturii, ci scăderii cu temperatura a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare pe tubul singular.

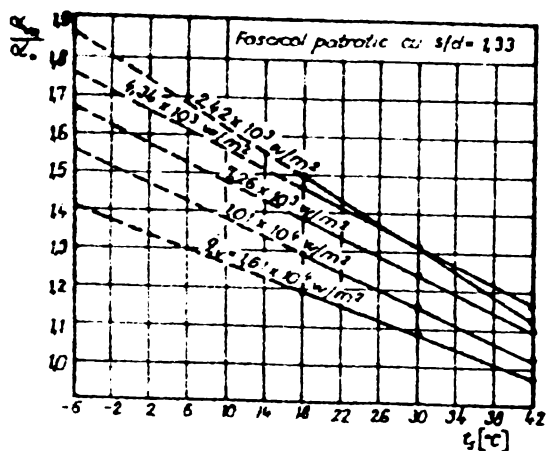


Fig.4.4.15: $\alpha_{v_m}/\alpha_{v_o} = f(t_s)$.

În fig.4.4.16 se reprezintă de asemenea coeficientul relativ de transfer de căldură mediu pe întregul fascicol α_{vm}/α_{vo} , dar de data aceasta în funcție de densitatea fluxului de căldură la diverse temperaturi de vaporizare. Se observă că influența densității flu-

xului de căldură este destul de mică în special la densități

mari. Pentru $\dot{q}_v > 1,1 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ și $t_s = 42^\circ\text{C}$ fascicolul se comportă mai slab decît tubul singular. Influența temperaturii de vaporizare este însă apreciabilă mai ales la densități mici.

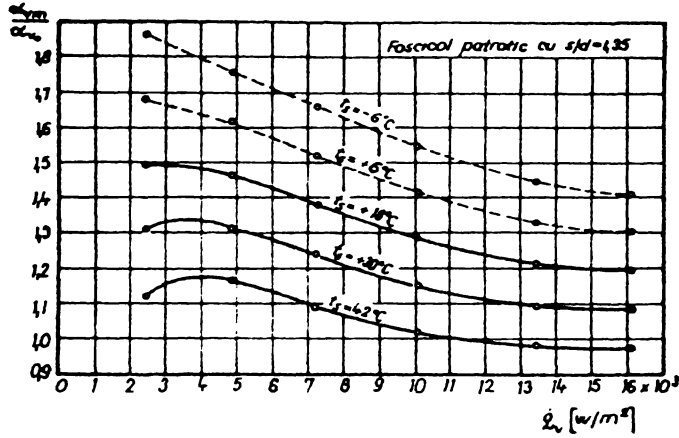


Fig.4.4.16: $\alpha_{v_m} / \alpha_{v_0} = f(\dot{q}_v)$.

pentru fascicolul de țevi nu pot fi generalizate pentru fascicole cu oricîte țevi, este important de a pătrunde în intimitatea fenomenului, deci de a analiza comportarea fiecărei țevi în parte. Pentru aceasta în fig.4.4.17 - 4.4.22 se reprezintă variația coeficientului relativ de transfer de căldură pe țevile care formează rîndurile horizontale și coloanele verticale la diferite densități ale fluxului de căldură pentru diferite temperaturi de vaporizare. Pe figură este reprezentat

4.4.1.3: Analiza comportării tuburilor din fascicol. Intrucît rezultatele globale obținute

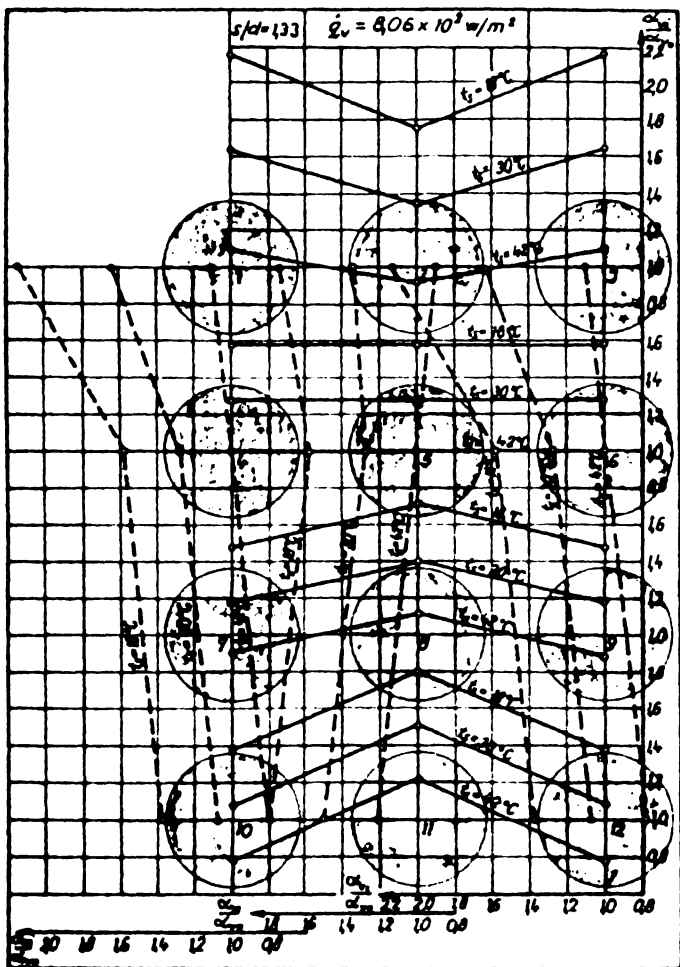


Fig.4.4.17: $\alpha_{v_i} / \alpha_{v_0} = f(i)$
 $\dot{q}_v = 8,06 \times 10^3 \text{ W/m}^2$.

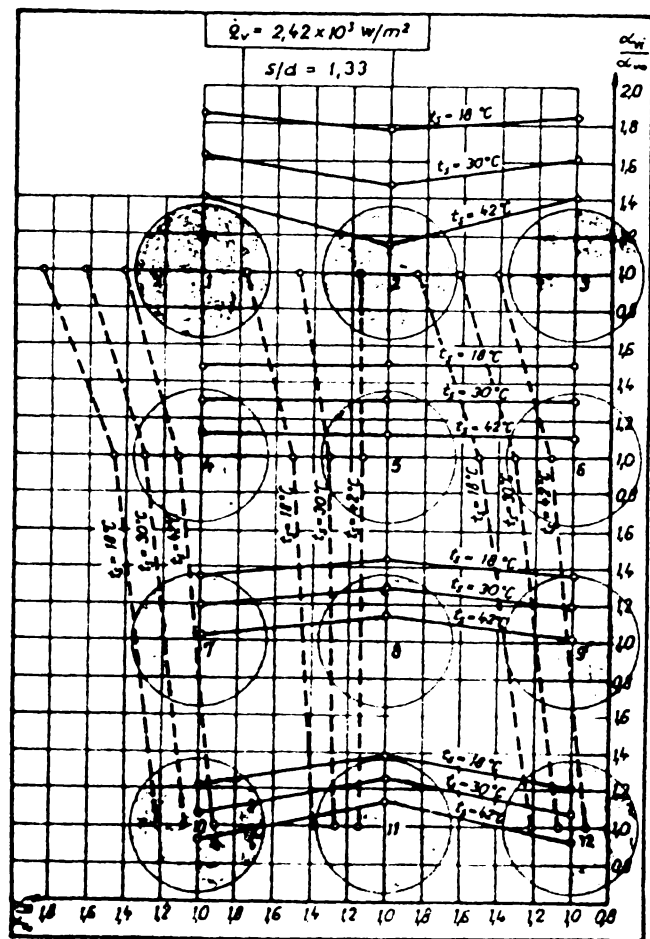


Fig.4.4.18: $\alpha_{v_i} / \alpha_{v_0} = f(i)$
 $\dot{q}_v = 2,42 \times 10^3 \text{ W/m}^2$.

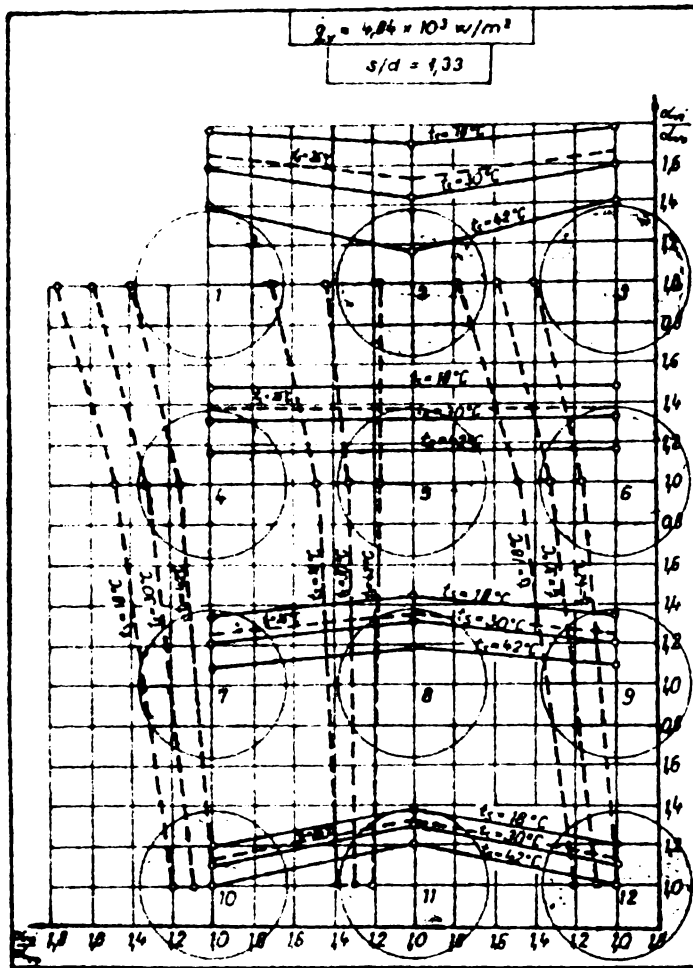


Fig.4.4.19: $\alpha_{vi} / \alpha_{v0} = f(i)$;
 $\dot{q}_v = 4,84 \times 10^3 \text{ W/m}^2$.

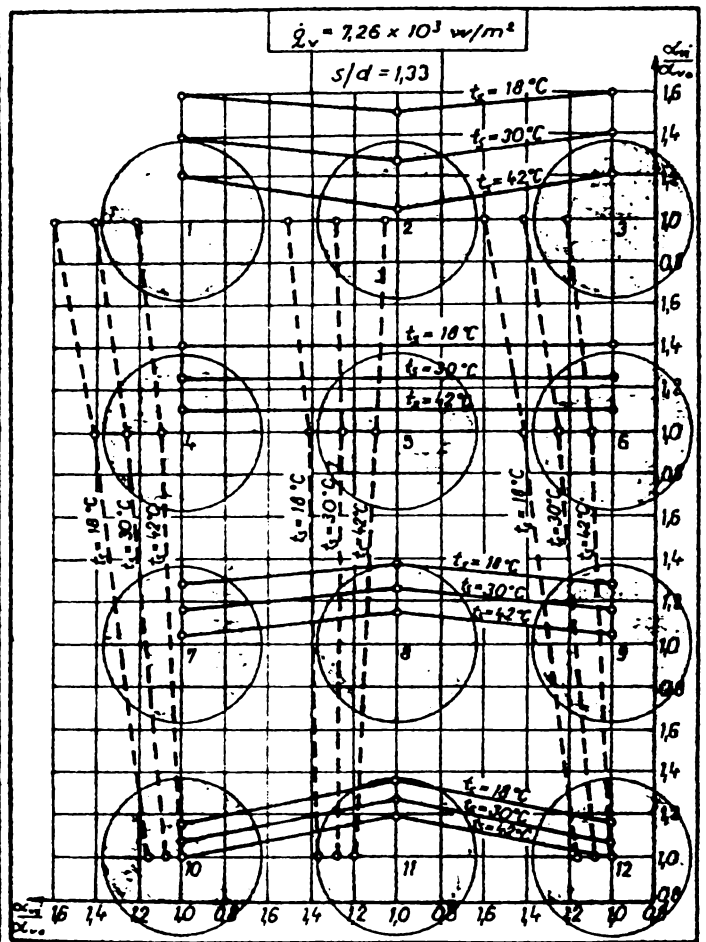


Fig.4.4.20: $\alpha_{vi} / \alpha_{v0} = f(i)$;
 $\dot{q}_v = 7,26 \times 10^3 \text{ W/m}^2$.

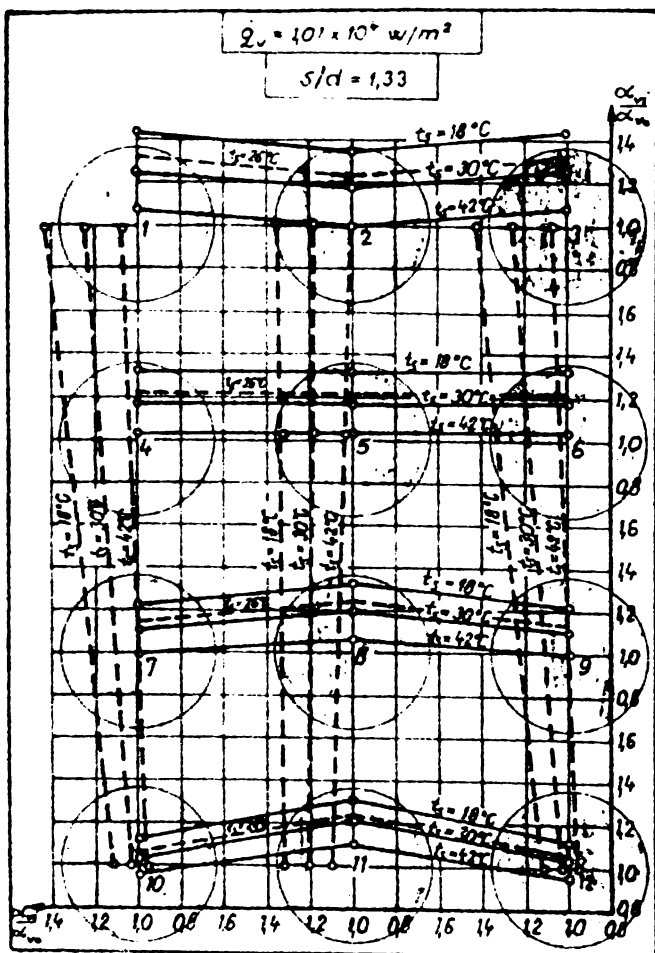


Fig.4.4.21: $\alpha_{vi} / \alpha_{v0} = f(i)$;
 $\dot{q}_v = 1,01 \times 10^4 \text{ W/m}^2$.

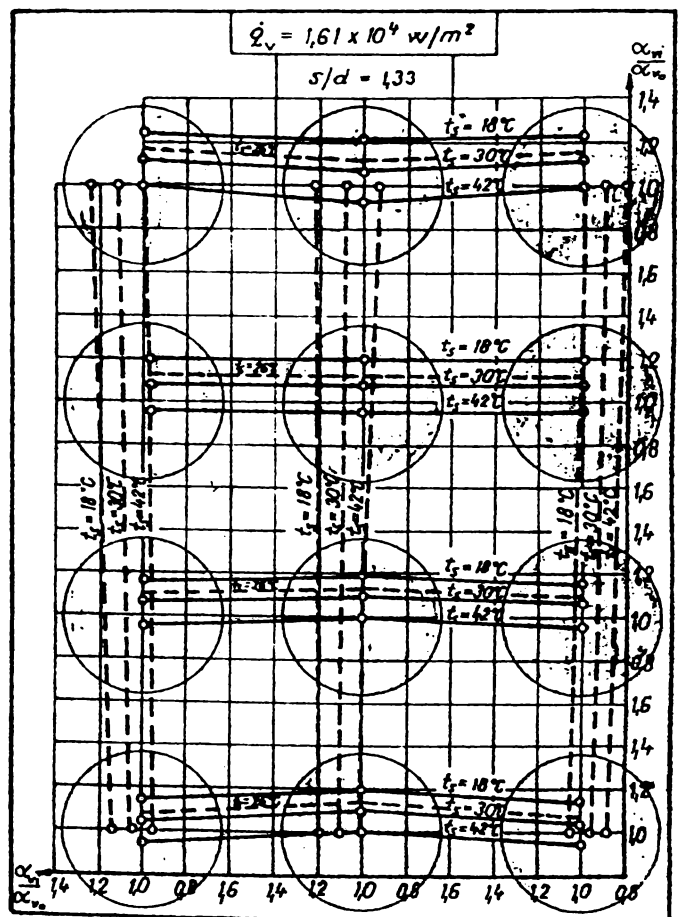


Fig.4.4.22: $\alpha_{vi} / \alpha_{v0} = f(i)$;
 $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$.

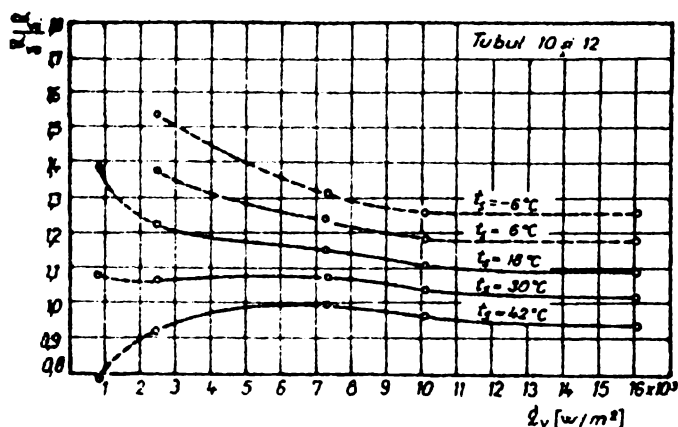
la scară fascicolul de țevi. Din analiza comparativă a celor 6 diagrame se constată următoarele:

1. Cu privire la comportarea tuburilor din rîndurile orizontale:
 - Rezultatele de la tubul 2 sînt mai slabe decît cele de la tuburile 1 și 3.
 - Rezultatele de la tuburile 4, 5 și 6 sînt identice.
 - Rezultatele de la tuburile 7 și 9 sînt mai slabe decît cele de la tubul 8.
 - Rezultatele de la tuburile 10 și 12 sînt mai slabe decît cele de la tubul 11.
 - La creșterea temperaturii de vaporizare scad coeficienții relativi de schimb de căldură.
 - La creșterea densității fluxului de căldură scad coeficienții relativi de schimb de căldură la toate tuburile.
2. Cu privire la comportarea tuburilor din coloanele verticale:
 - Cele două coloane laterale se comportă identic, deci fascicolul în ansamblu se comportă simetric.
 - La densități de pînă la $7,26 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ variațiile coeficienților relativi de transfer de căldură sînt perfect liniare pe toate cele trei coloane verticale de la rîndul 1 de tuburi pînă la rîndul 3. De la rîndul 3 la rîndul 4 variațiile sînt mai pronunțate.
 - La densități mai mari variațiile sînt perfect liniare de la tuburile din rîndul 1 la tuburile din rîndul 4.
 - La cele două coloane laterale se observă creșteri ale coeficientului relativ de transfer de căldură de la tuburile inferioare la cele superioare la toate densitățile de flux și toate temperaturile.
 - La coloana centrală se produc creșteri ale coeficientului relativ la temperaturi mici, iar la temperaturi mari se produc în general scăderi.

Aceste constatări sînt în deplină concordanță cu explicațiile date la vaporizarea pe tubul singular în rețea activată și la vaporizarea pe două tuburi. Nu se poate explica pe

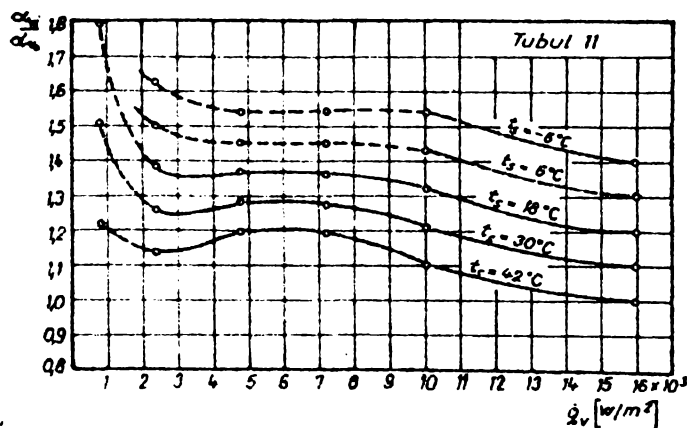
eași bază comportarea tuburilor 7 și 9 și în special a tuburilor 10 și 12, tuburi la care se obțin coeficienți relativi mici decât la tuburile 8 și 11 din coloana centrală.

Pentru a se vedea mai clar această comportare se reprezintă în fig.4.4.23 coeficientul relativ pentru tuburile 10 și iar în fig.4.4.24 pentru tubul 11 în funcție de densitatea xului de căldură la diverse temperaturi. Pentru a putea explica această compor-



4.4.23: $\alpha_{v_i} / \alpha_{v_0} = f(\dot{q}_v)$ $i=10$
și 12.

zona tuburilor menționate și în special a tuburilor 10 și 12 se două fluxuri de fluid se întîlnesc, fluxul descendent produ-



4.4.24: $\alpha_{v_i} / \alpha_{v_0} = f(\dot{q}_v)$ $i=11$.

șic degajate de coloanele laterale frînează mișcarea descendentă a lichidului nevaporizat provenit din coloana centrală.

4.4.2. Vaporizarea pe un fascicol patratic cu $s/d = 1,5$.

Pentru a testa, mai mult calitativ, influența pasului relativ al tuburilor asupra coeficienților relativi de transfer de

plica această comportare trebuie avut în vedere că pe lîngă mișcarea convectivă ascendentă a mediului bifazic din zona fascicolului de țevi se produce între carcasa vaporizatorului și fascicol mișcarea descendentă de întoarcere a lichidului nevaporizat din mediul bifazic.

cînd frînarea fluxului ascendent cu diminuarea corespunzătoare a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, respectiv a coeficientului relativ.

La tubul 2 se obțin coeficienți relativi mai reduși decât la tuburile 1 și 3 datorită faptului că fluxurile ascendente de fluid bi-

căldură la vaporizare s-au făcut cercetări la pasul relativ $s/d=1,5$ cu aceleași tuburi cu care s-a lucrat anterior, la temperatura de vaporizare $t_s = 26^\circ\text{C}$. Rezultatele cercetărilor sînt centralizate în diagrama din fig.4.4.25. De data aceasta ca parametru pe curbele trasate s-a luat densitatea fluxului termic. Pentru aceeași densitate alurile curbelor de variație a coeficientului relativ de transfer de căldură sînt asemănătoare cu cele de la pasul relativ $s/d = 1,33$, atît pe orizontală, cît și pe verticală.

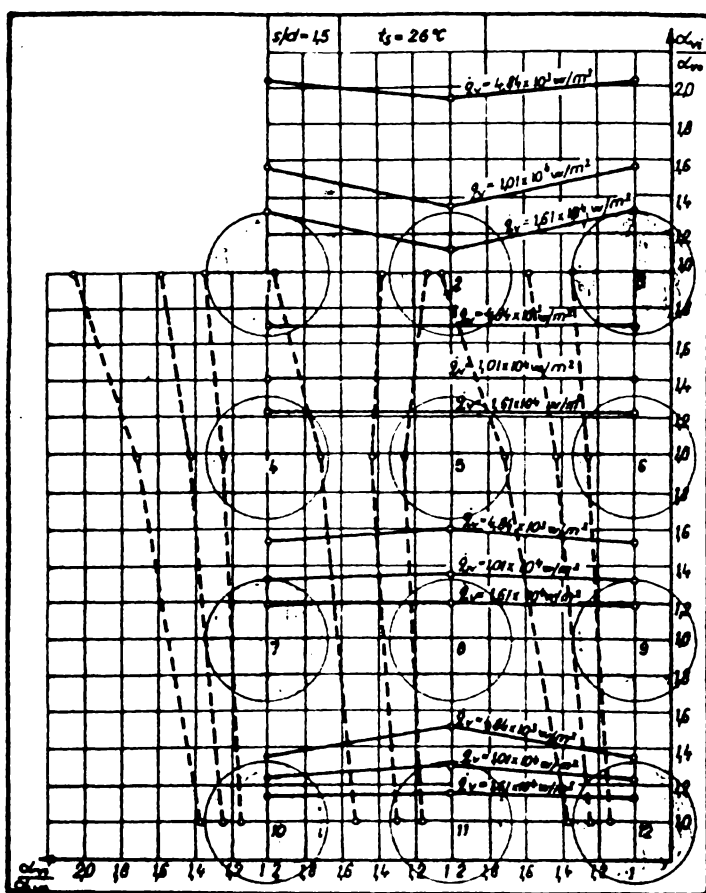


Fig.4.4.25: $\frac{\alpha_{vi}}{\alpha_{vo}} = f(i)$;
 $t_s = 26^\circ\text{C}$.

În fig.4.4.26 sînt prezentați coeficienții relativi de transfer de căldură medii pe rîndurile fascicolului la diverse densități ale fluxului de căldură. Si aceste curbe sînt întru-totul asemănătoare cu cele de la $s/d = 1,33$.

Cele două figuri prezentate permit să se tragă concluzia că fenomenul de schimb de căldură la vaporizare în cele două situații sînt identice calitativ.

Diverși parametri care caracterizează fenomenul acționează în același sens asupra coeficienților relativi de transfer în ambele cazuri. Se pune problema

care este influența cantitativă a modificării pasului relativ. În fig.4.4.27 este reprezentat coeficientul relativ mediu al fascicolului în funcție de densitatea fluxului de căldură transmis pentru cei doi pași relativi. În coordonate logaritmice se obține o dependență perfect liniară între cele două mărimi. La pasul relativ $s/d=1,5$ se obțin rezultate mai bune decît la $s/d=1,33$. Această comportare era de așteptat. Cu

creșterea pasului relativ, în special al celui pe orizontală scade rezistența hidraulică a fascicolului și prin aceasta crește viteza de circulație a mediului bifazic în fascicol cu efecte favorabile în special în ceea ce privește intensificarea schimbului de căldură convectiv. Pe măsura creșterii densității fluxului termic participarea fenomenelor legate de pre-

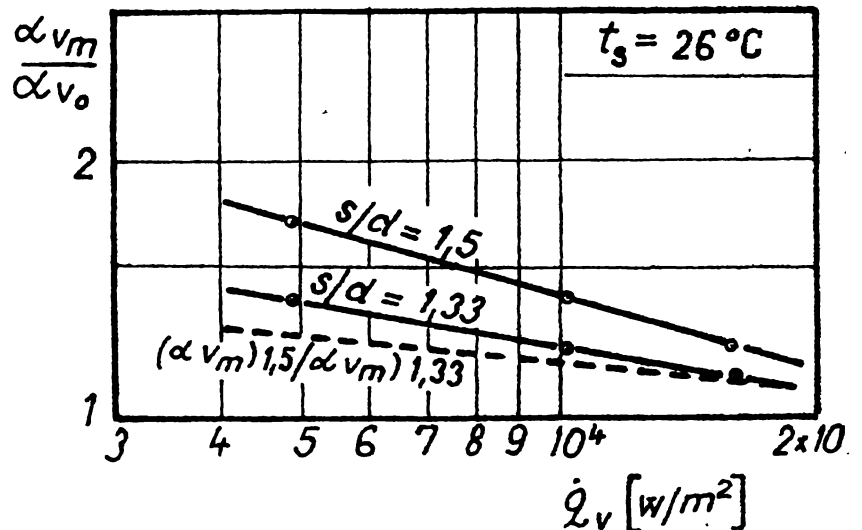
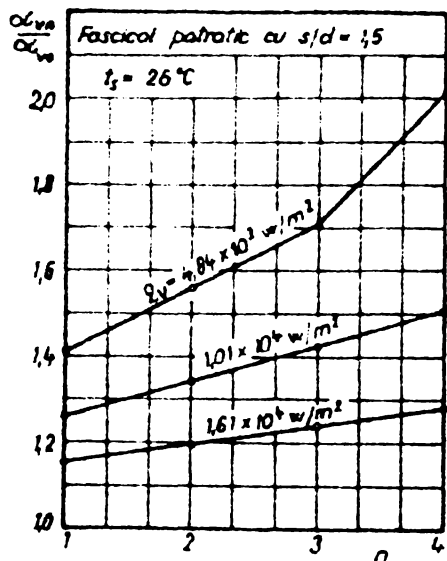


Fig. 4.4.25: $\alpha_{v_n} / \alpha_{v_o} = f(n)$.

Fig. 4.4.27: $\alpha_{v_m} / \alpha_{v_o} = f(\dot{q}_v)$.

zența bulilor crește. În aceste condiții este explicabilă scăderea coeficientului relativ cu creșterea densității.

De aceeași diagramă este reprezentată cu linie întreruptă variația cu densitatea fluxului termic a raportului dintre coeficientul de schimb de căldură la vaporizare la pasul $s/d = 1,5$, $(\alpha_{vm})_{1,5}$ și cel de la pasul $s/d=1,33$, $(\alpha_{vm})_{1,33}$. Raportul este supraunitar pe tot domeniul cercetat, dar scade tinzând evident spre 1 la creșterea densității fluxului termic.

4.4.3. Vaporizarea pe un fascicol triunghiular.

S-au făcut cercetări și pe fascicole de 12 țevi cu așezarea țevilor după triunghiuri echilaterale cu pasul relativ $s/d=1,33$ și $s/d=1,50$. În fig. 4.4.28 se reprezintă coeficienții relativi de schimb de căldură la vaporizare la temperatura de vaporizare $t_g = 26^\circ\text{C}$ în funcție de densitatea fluxului de căldură. În coordonate logaritmice coeficientul relativ scade liniar cu creșterea densității fluxului. De data aceasta se obțin rezultate ceva mai bune în cazul pasului relativ $s/d=1,33$, rezultate com-

parabile cu cele obținute pentru fascicolul cu dispunere pătratică a tuburilor cu $s/d = 1,5$. Se pare că în acest caz circulația mai intensă a mediului bifazic din canalele oblice formate de tuburi la pas relativ mai mic contribuie la îmbunătățirea schimbului de căldură convectiv.

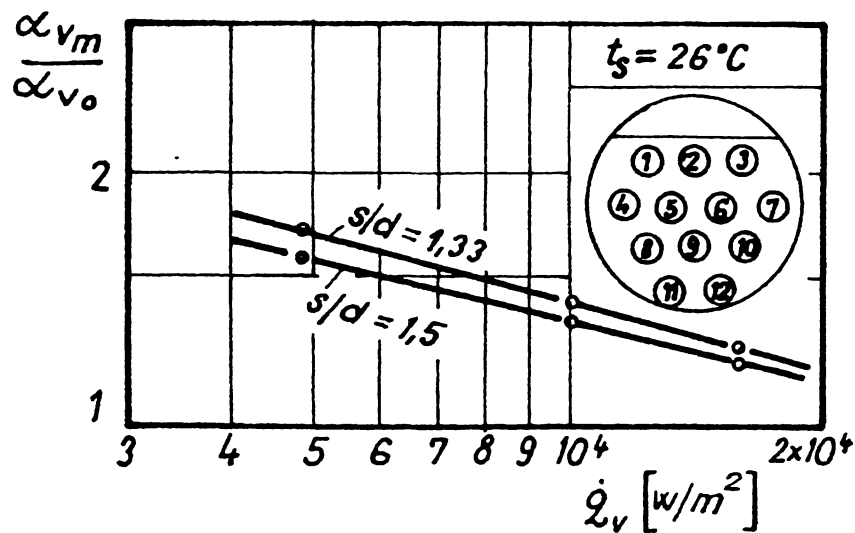


Fig.4.4.28: Vaporizarea pe un fascicol triunghiular.

C a p i t o l u l 5

CERCETARI PRIVIND VAPORIZAREA FREONULUI 11 PE TUBURI ORIZONTALE ÎN PREZENTA ULEIULUI DE UNGERE.

În cazul instalațiilor frigorifice sau a pompelor de căldură la care comprimarea vaporilor de agent frigorific se face cu ajutorul compresoarelor cu piston, vaporii de agent frigorific refuțați din compresor în condensator conțin picături de ulei de ungere care în final ajung în vaporizatorul instalației, unde se acumulează. Freonii dizolvă uleiul de ungere în orice proporție, așa încât în timp, în vaporizator crește concentrația uleiului de ungere în agentul frigorific. Se pune problema de a determina influența prezenței uleiului de ungere în agentul frigorific asupra coeficientului de schimb de căldură la vaporizare. Pentru elucidarea acestei probleme s-au făcut cercetări la diverse concentrații ale uleiului de ungere, atât pe tubul singular, cât și pe fascicole de tuburi cu diverse geometrii.

5.1. VAPORIZAREA PE UN TUB SINGULAR.

După cum s-a precizat în capitolul 2 instalația a fost prevăzută cu posibilitatea de modificare a concentrației uleiului de ungere în vaporizator și cu posibilitatea de măsurare

operativă a acestei concentrații cu ajutorul unui refractometru. S-au făcut cercetări, atât cu ulei KMH 33, cât și cu ulei SHELL-CLAVUS 933, uleiuri frecvent folosite la instalații frigorifice.

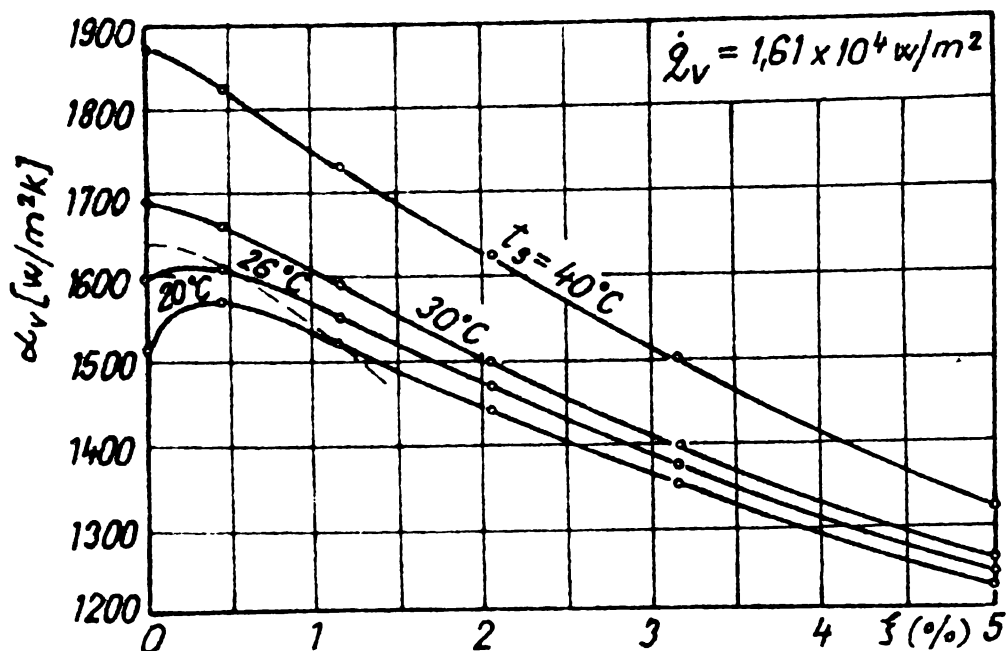


Fig.5.1.01: $\alpha_{vo} = f(\xi)$ pentru ulei KMH 33
 $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$.

și 40°C. Se constată scăderi foarte importante ale lui α_v la creșterea concentrației uleiului de ungere. La temperaturi mici în zona

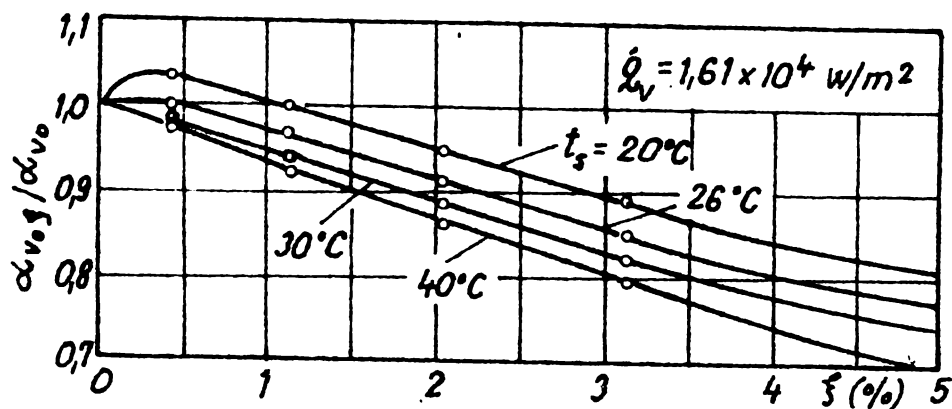


Fig.5.1.02: $\alpha_{vo\xi}/\alpha_{vo} = f(\xi)$ pentru ulei KMH 33.
 $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$.

concentrațiilor mici se constată o ușoară creștere a lui α_v la creșterea concentrației. Mai bine se observă comportarea tubului singular, în fig. 5.1.02 în care în ordonată se reprezintă coeficientul relativ de schimb de căldură la vapori- zare ($\alpha_{vo\xi}/\alpha_{vo}$), α_{vo} fiind coeficientul de schimb de căldură la vaporizare pe tubul singular în cazul freonului pur, iar $\alpha_{vo\xi}$ în cazul amestecului de freon 11 cu ulei în concentrația ξ .

In fig.5.1.01. este prezentat coeficientul de schimb de căldură la vaporizare în cazul unui tub singular în funcție de concentrația uleiului de ungere KMH 33, la densitatea fluxului termic $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ la diverse temperaturi de vaporizare cuprinse între 20

și 40°C. Se constată scăderi foarte importante ale lui α_v la creșterea concentrației uleiului de ungere. La temperaturi mici în zona concentrațiilor mici se constată o ușoară creștere a lui α_v la creșterea concentrației. Mai bine se observă comportarea tubului singular, în fig. 5.1.02 în care în ordonată se reprezintă coeficientul relativ de schimb de căldură la vapori-

Scăderile coeficientului relativ la creșterea concentrației sînt mai importante la temperaturi mari decît la temperaturi mici.

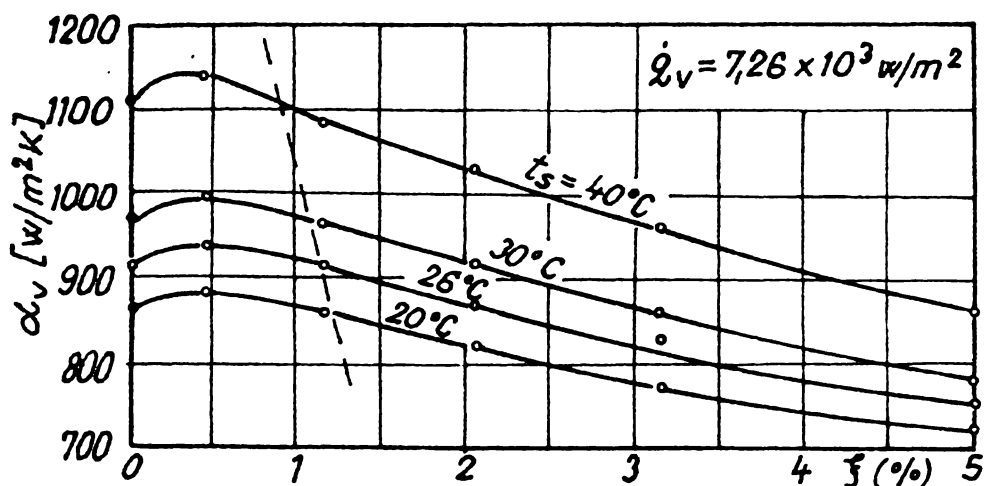


Fig.5.1.03: $\alpha_v = f(\xi)$ pentru ulei KMH 33
 $\dot{q}_v = 7,26 \times 10^3 \text{ w/m}^2$.

Pe diagrama din fig.5.1.01 se reprezintă cu linie întreruptă demarcația dintre zona în care efectul prezenței uleiului în vaporizator este pozitiv și cea în care efectul este negativ. Se constată că zona cu efect pozitiv crește pe măsură scăderii temperaturii de vaporizare. Dacă la $t_s = 40^\circ\text{C}$ efectul negativ al prezenței uleiului se manifestă la orice concentrație, la $t_s = 20^\circ\text{C}$ efectul negativ începe de la $\xi = 1,15\%$.

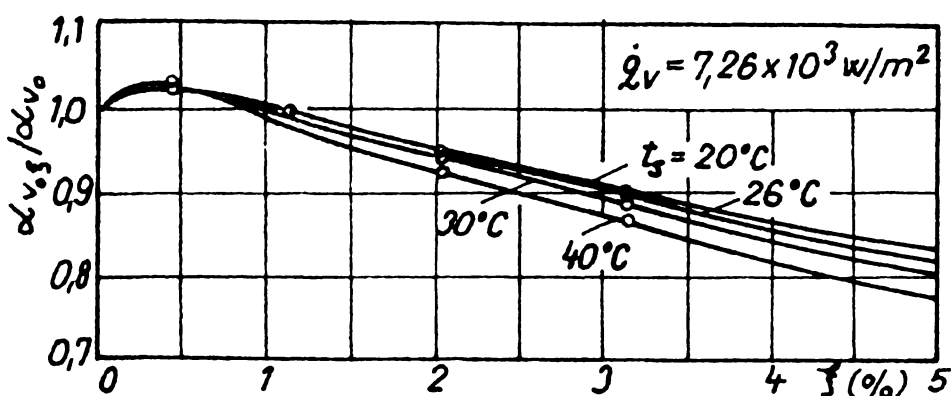


Fig.5.1.04: $\alpha_{v_s} / \alpha_{v_0} = f(\xi)$ pentru ulei KMH 33
 $\dot{q}_v = 7,26 \times 10^3 \text{ w/m}^2$

In fig.5.1.03 și 5.1.04 se reprezintă comportarea tubului singular în prezența uleiului la densitatea fluxului termic $\dot{q}_v = 7,26 \times 10^3 \text{ w/m}^2$. Coeficientul relativ de schimb de căldură la vaporizare scade mai puțin la creșterea concentrației decît în cazul anterior, iar influența temperaturii de vaporizare este mult mai redusă. Efectul pozitiv al prezenței uleiului se manifestă de data aceasta și la temperaturi mari de vaporizare dar pe un domeniu mai restrîns decît la temperaturi mici.

In fig.5.1.05 pînă la 5.1.10 sînt prezentate rezultatele încercărilor cu ulei SHELL CLAVUS 933 la $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ w/m}^2$.

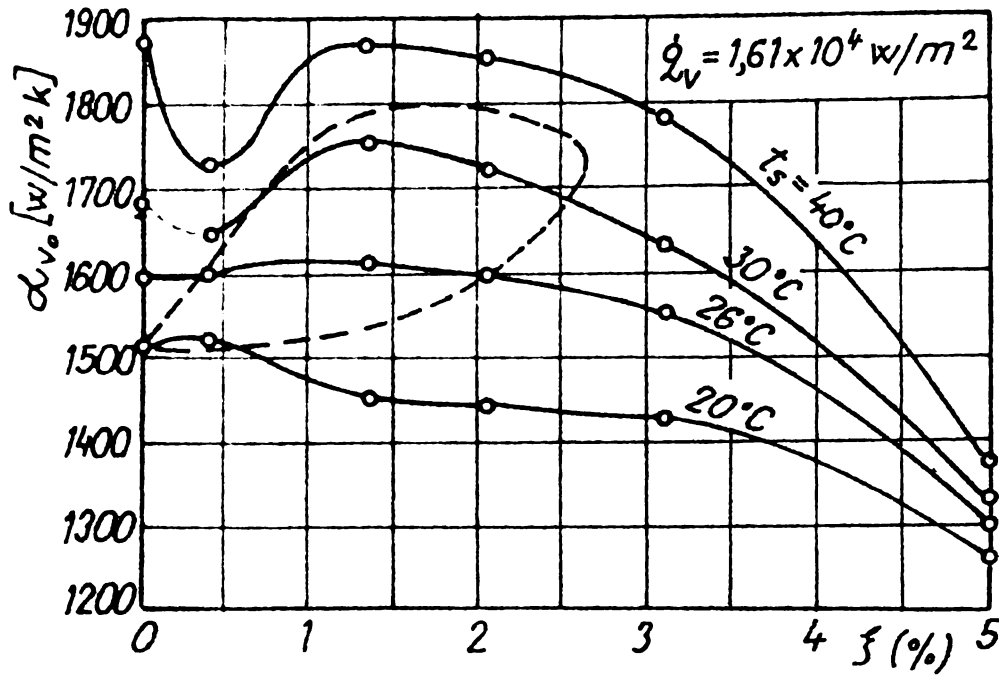


Fig.5.1.05: $\alpha_{v_0} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 933.
 $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ w/m}^2$.

mici, după care urmează o zonă pozitivă mai extinsă decât la uleiul KMH 33, în special la densități mai mici ale fluxului termic.

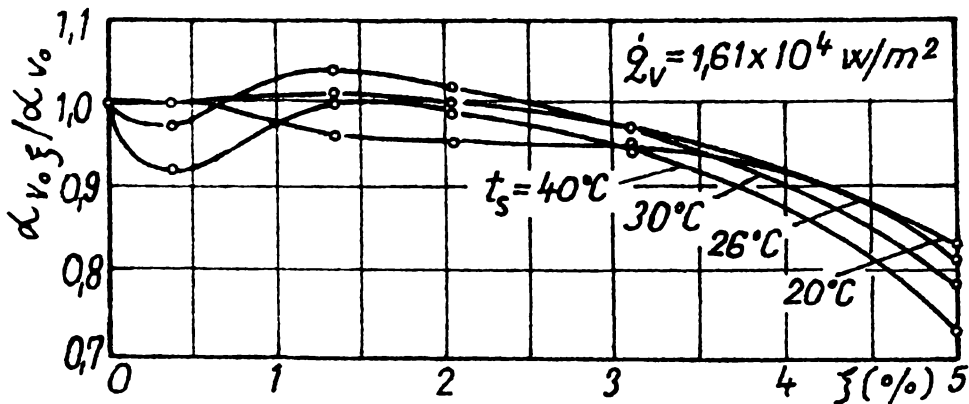


Fig.5.1.06: $\alpha_{v_0} \xi / \alpha_{v_0} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 933,
 $\dot{q}_v = 1,61 \times 10^4 \text{ w/m}^2$.

sura scăderii temperaturii de vaporizare cresc coeficienții relativi în special la concentrații mai mari ale uleiului de ungere.

Din analiza rezultatelor prezentate, obținute cu ulei KMH 33 și cu ulei Shell-Clavus 933 se constată o comportare asemănătoare a tubului singular. În cazul uleiului Shell zonele cu efect pozitiv se extind pînă la concentrații de aproximativ 3% față de uleiul KMH la care se extind pînă la aproximativ 1%. Peste aceste concentrații coeficientul relativ de schimb de căl-

În fig.5.1.05; 5.1.06, la $\dot{q}_v = 1,01 \times 10^4 \text{ w/m}^2$ în fig.5.1.07; 5.1.08 și la $\dot{q}_v = 7,26 \times 10^3 \text{ w/m}^2$ în fig. 5.1.09 și 5.1.10.

Spre deosebire de uleiul KMH 33 în cazul uleiului Shell Clavus 933 apare o zonă negativă la concentrații

Variația coeficienților relativi cu temperatura este foarte redusă și depinde foarte puțin și de densitatea fluxului termic. Se constată totuși că pe mă-

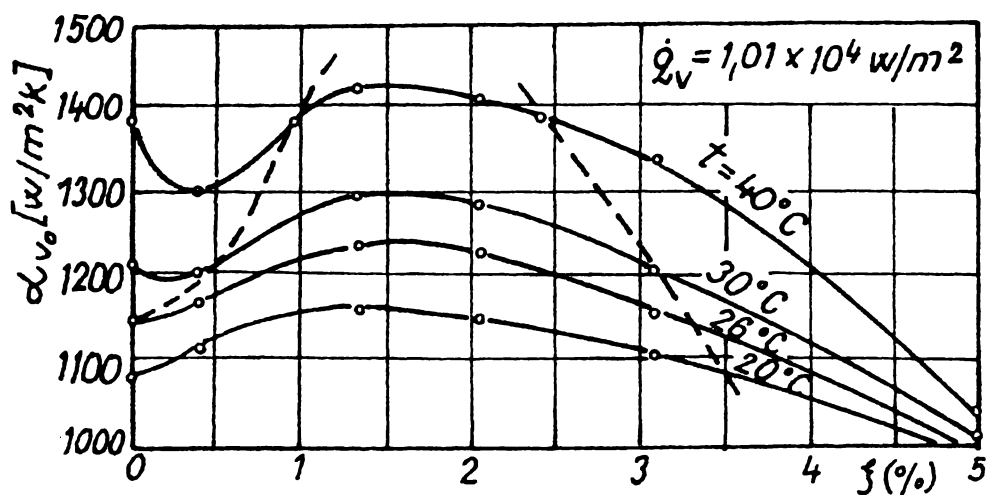


Fig.5.1.07: $\alpha_{v_o} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 933
 $\dot{q}_v = 1,01 \times 10^4 \text{ w/m}^2$.

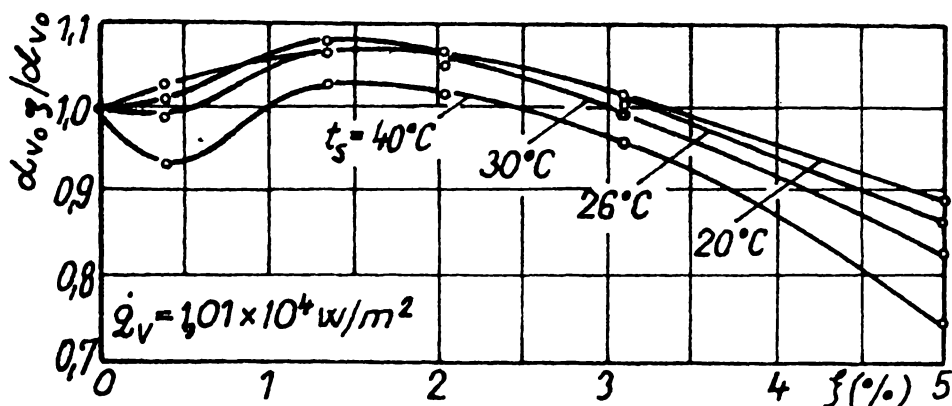


Fig.5.1.08: $\alpha_{v_o} \xi / \alpha_{v_o} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 933.
 $\dot{q}_v = 1,01 \times 10^4 \text{ w/m}^2$.

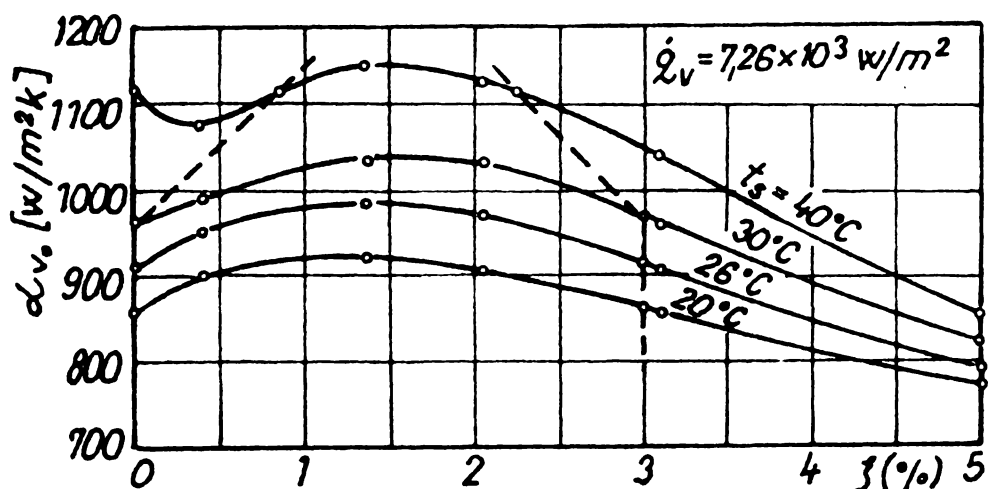


Fig.5.1.09: $\alpha_{v_o} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 933
 $\dot{q}_v = 7,26 \times 10^3 \text{ w/m}^2$.

nu pot fi explicate decît prin modificarea condițiilor de amorsare a vaporizării, cu bule și a diametrului de rupere al bulei

dură scade continuu la creșterea concentrației, așa încît la concentrații de 5% este cuprins între 0,7 și 0,9 cu atît mai mic, cu cît temperatura de vaporizare este mai mare.

5.1.1. Concluzii.

În urma cercetărilor făcute pe tuburi singulare cu Freon 11 amestecat în diferite concentrații cu ulei KMH 33 sau Shell-Clavus 933 se pot trage următoarele concluzii:

- La concentrații mici ale uleiului în freon se produc variații bruște ale coeficientului de schimb de căldură la vaporizare, pozitive în cazul uleiului KMH și negative la uleiul Shell. Aceste variații bruște

în special datorită modificării bruște a tensiunii superficiale

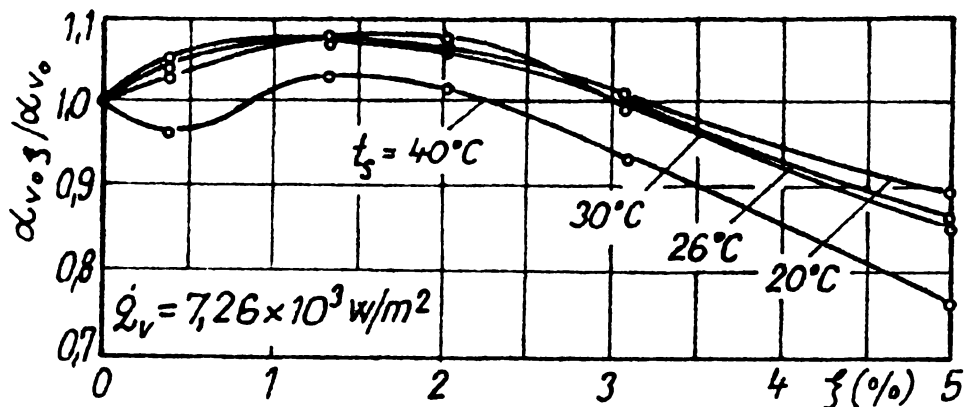


Fig.5.1.10: $\alpha_{v_{0.3}} / \alpha_{v_0} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 933;
 $\dot{q}_v = 7,26 \times 10^3 \text{ w/m}^2$.

a freonului datorită prezenței uleiului;

- La concentrații mari ale uleiului în freon se produce o scădere continuă a coeficientului de schimb de căldură. Aceasta se datorește modificării

continue importante a proprietăților fizice ale lichidului, în special, în sensul creșterii vîscozității și a tensiunii superficiale și a scăderii coeficientului de conducție, modificări care afectează conform modelului teoretic prezentat, atât mecanismul formării bulelor, cât și mecanismul convecției libere.

- Influența temperaturii de vaporizare este mult mai redusă decît în cazul freonului pur; aceasta datorită faptului că proprietățile fizice ale lichidului se schimbă mai puțin cu temperatura decît cu modificarea concentrației uleiului.

5.2. VAPORIZAREA PE FASCICOLE DE TUBURI.

Pentru a se determina influența prezenței uleiului de ungere în freon asupra coeficientului de schimb de căldură la vaporizare la vaporizatoarele reale s-au făcut cercetări experimentale pe fascicole de tuburi cu diverse geometrii. Deoarece s-a constatat că influența temperaturii de vaporizare este mică, cercetările s-au făcut la temperatura de vaporizare de 26°C.

În fig.5.2.01 se prezintă rezultatele cercetărilor făcute cu ulei Shell pe un fascicol triunghiular cu pasul relativ $s/d = 1,33$. Se reprezintă coeficientul mediu de schimb de căldură la vaporizare pe fascicol α_{vm} în funcție de concentrația uleiului. Cercetările s-au făcut la densități ale fluxului termic de la $2,42 \times 10^3 \text{ w/m}^2$ pînă la $1,01 \times 10^4 \text{ w/m}^2$ la concentrații ale uleiului de pînă la 5%. Se constată că, spre deosebire de tubul singular, cu toate că alura curbelor este asemănătoare, nu mai apare o zonă de efect pozitiv la nici o concentrație. În figura 5.2.02 se reprezintă variația coeficientului relativ mediu $\alpha_{vm} / \alpha_{vm}$ în funcție de concentrație la diverse densități.

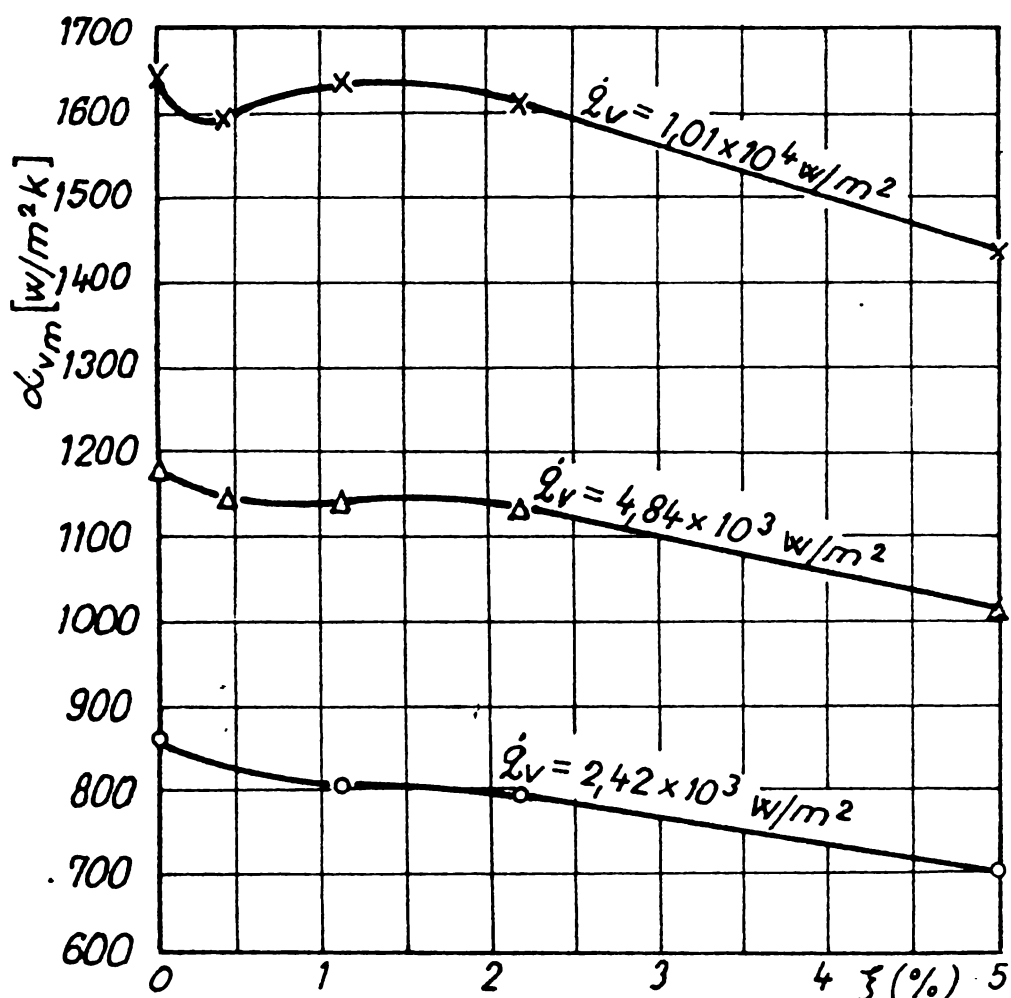


Fig.5.2.01: $\alpha_{v_m} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 33; dispoziție triunghiulară cu $s/d = 1,33$.

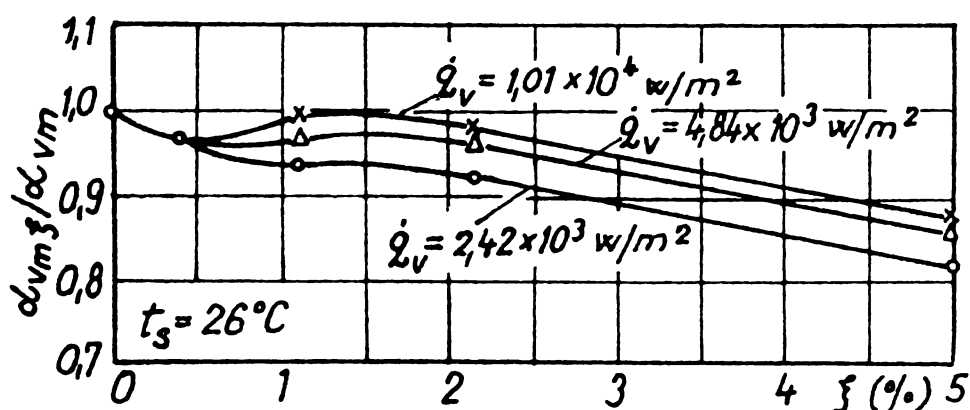


Fig.5.2.02: $\alpha_{v_m} \xi / \alpha_{v_m} = f(\xi)$ pentru ulei Shell-Clavus 33; dispoziție triunghiulară cu $s/d=1,33$.

Curbele pentru diverse densități ale fluxului evoluează practic paralel, scăderile fiind mai mici la densități mai mari ale fluxului termic. La concentrația de 5% coeficientul relativ este cuprins între 0,82 și 0,87, deci practic între aceleași limite ca și la tubul singular la $26^\circ C$.

, ceea ce ne permite să afirmăm că la concentrații mari comportarea fascicolului este practic identică cu cea a tubului singular.

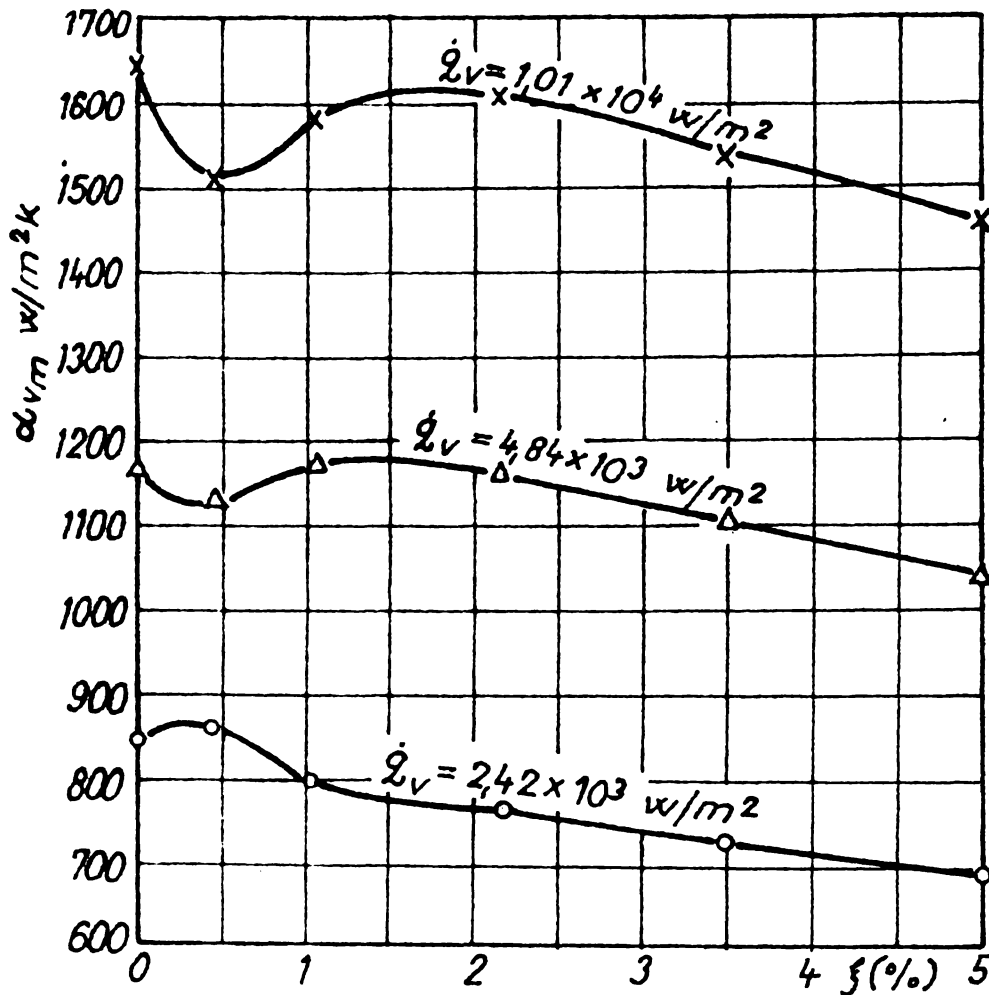


Fig.5.2.03: $\alpha_{v m} = f(\zeta)$ pentru ulei Shell-Clavus 33 dispoziție pătrată cu $s/d=1,50$.

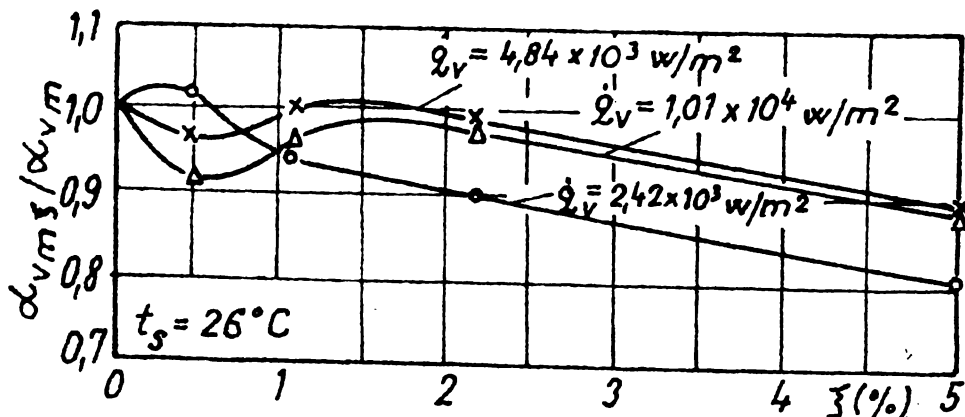


Fig.5.2.04: $\alpha_{v m \zeta} / \alpha_{v m} = f(\zeta)$ pentru ulei Shell-Clavus 33; dispoziție patrată cu $s/d=1,50$.

In fig. 5.2.03 și 5.2.04 se prezintă rezultatele cercetărilor făcute cu ulei Shell pe un fascicol patrat cu pasul relativ $s/d=1,5$. Curbele sînt asemănătoare cu cele obținute la fascicolul triunghiular. Zonele de efect pozitiv sînt minime. Practic la concentrații ale uleiului de peste 2% începe micșorarea sensibilă a coeficientului relativ.

5.2.1. Concluzii.

Se impune deci la vaporizatoarele reale un control periodic al concen-

trației uleiului de ungere în freon pentru că în caz contrar, la creșterea prea mare a concentrației uleiului în vaporizator, coeficienții de schimb de căldură la vaporizare scad sensibil. Drept urmare pentru menținerea aceluiași flux de căldură preluat în vaporizator va trebui să scadă temperatura de vaporizare, aceasta avînd drept consecință imediată, scăderea importantă a eficienței instalației frigorifice sau a pompei de căldură. La depășirea unei anumite concentrații se impune purjarea agentului frigorific din vaporizator, distilarea lui, vaporizare și introducerea în circuit. De menționat că în acest mod se poate recupera și uleiul de ungere. La instalațiile frigorifice mari se poate prevedea un sistem de purjare continuă a vaporizatorului, cu posibilitatea recuperării, atît a agentului frigorific, cît și a uleiului de ungere, sistem care să mențină concentrația uleiului în vaporizator la valoarea dorită.

C a p i t o l u l 6

CONCLUZII FINALE și CONTRIBUTII ORIGINALE

6.1. CONCLUZIILE CERCETĂRILOR EXPERIMENTALE.

Pentru a se putea efectua un studiu complet al schimbului de căldură la vaporizarea freonului ll s-a conceput și realizat un stand cu posibilități mari de lucru, stand care permite realizarea următoarelor obiective:

- studiul schimbului de căldură la vaporizarea freonului ll pe un tub singular independent;
- studiul schimbului de căldură la vaporizarea freonului ll pe fascicole de tuburi orizontale cu diverse așezări;
- influența prezenței uleiului de ungere în freon asupra coeficientului de schimb de căldură la vaporizare.

S-a acordat o atenție deosebită măsurării temperaturii superficiale a tubului folosindu-se un strat rezistiv de nichel depus pe tubul de porțelan, prin procedeul Nibadur.

6.1.1. Concluziile cercetărilor experimentale pe tubul singular. Pe baza cercetărilor experimentale efectuate la vapo-

rizarea freonului 11 pe un tub singular independent, s-au realizat următoarele obiective:

- S-a stabilit ecuația criterială a schimbului de căldură în domeniul vaporizării convective (3.1.1), ecuație general valabilă pentru toate lichidele în fierbere convectivă, dacă $(Gr.Pr) > 2 \times 10^7$.

- S-a stabilit dependența între supraîncălzirea necesară amorsării vaporizării cu bule și temperatura de vaporizare (fig. 3.2.10) constatându-se creșterea cu o pantă foarte mare a supraîncălzirii la scăderea temperaturii de vaporizare.

- S-a stabilit ecuația pentru calculul coeficientului de schimb de căldură la vaporizare în domeniul vaporizării cu bule (3.3.17), ecuație care pune în evidență, atât influența densității fluxului de căldură, cât și influența presiunii de vaporizare. Relația poate fi folosită practic pe întreg domeniul de utilizare al freonului 11 ca agent frigorific.

6.1.2: Concluziile cercetărilor experimentale pe fascicule de tuburi. Pe baza cercetărilor experimentale privind vaporizarea freonului 11 pe fascicule de tuburi s-au realizat următoarele obiective:

- S-a stabilit influența unei rețele neactivate de tuburi asupra vaporizării pe tubul singular. S-a constatat înrăutățirea schimbului de căldură față de tubul singular independent în domeniul densităților termice mici, ca urmare a micșorării vitezei de circulație a lichidului din cauza creșterii rezistențelor hidraulice. S-a constatat micșorarea influenței temperaturii de vaporizare.

- S-a stabilit influența unei rețele de tuburi încălzite asupra vaporizării pe tubul singular în rețea constatându-se influențe pozitive mari în special la activarea tuburilor inferioare de pe aceeași coloană și influențe pozitive mici sau chiar negative la activarea tuburilor din coloanele laterale.

- S-a stabilit influența unui tub inferior asupra vaporizării pe un tub superior constatându-se amplificarea importantă a schimbului de căldură la tubul superior, mult mai mare decât în cazul tubului în rețea. S-a stabilit ecuația (4.4.01) care permite calculul coeficientului de schimb de căldură la vapori-

zare pe tubul superior în funcție de valorile de la tubul singular.

- S-au făcut cercetări pe fascicule de 12 tuburi cu așezări în triunghi și în patrat cu pașii relativi $s/d=1,33$ și $1,5$. S-a constatat în principal creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare la rîndurile superioare față de tubul singular independent, creștere cu atît mai importantă, cu cît temperatura de vaporizare este mai redusă și cu cît densitatea fluxului termic este mai mică. Aceleași tendințe se manifestă și în ceea ce privește coeficientul mediu al întregului fascicol.

6.1.3: Concluziile cercetărilor experimentale referitoare la influența prezenței uleiului de ungere în freon.

În urma cercetării vaporizării pe tubul singular și pe fascicule de tuburi în prezența uleiului de ungere, s-au constatat în principal următoarele:

- La concentrații mici ale uleiului de pînă la 1% se produc variații bruște ale coeficientului de schimb de căldură la vaporizare; pozitive la uleiul K.M.H.-33 și negative la uleiul Shell-Clavus-933. La uleiul Shell-Clavus apar efecte pozitive la concentrații cuprinse între $1 \div 3\%$.

- La concentrații mari ale uleiului se produce o scădere continuă a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare.

- Influența temperaturii de vaporizare este mai redusă decît în cazul freonului pur, chiar și la tubul singular.

6.2: CONTRIBUTII TEORETICE.

Avînd în vedere multitudinea de observații experimentale referitoare atît la vaporizarea pe tubul singular, cît și la vaporizarea pe fascicule de tuburi, în special în domeniul vaporizării cu bule, se punea problema explicării teoretice unitare a tuturor acestor fenomene.

6.2.1. Amorsarea vaporizării cu bule.

Pornind de la ideea că centrele de vaporizare cu bule sînt microcavitățile existente în perete s-a dezvoltat un model matematic care a permis stabilirea relației (3.2.48) cu

care se poate calcula suprapresiunea critică necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule în funcție de proprietățile fizice ale lichidului, de istoria anterioară a bulei, de conținutul de aer în lichid, de timpul care a trecut de la dezactivarea anterioară a centrului de vaporizare pînă la noua amorsare a acestuia, de unghiul de deschidere al cavității și de unghiul de contact. Din analiza acestei relații se pot trage următoarele concluzii:

- Raza cavității - r_c - nu este o mărime determinantă pentru suprapresiunea critică necesară amorsării vaporizării cu bule. Mărimea determinantă este raza bulei - r_b - în momentul în care a început involuția ei anterioară.
- Este imposibil a calcula suprapresiunea critică necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule dacă nu se cunoaște istoria anterioară a centrului de vaporizare.

Se poate înțelege acum de ce mulți cercetători care au atacat aceeași problemă pornind de la raza cavității și neluînd în considerare istoria anterioară a centrului de vaporizare au ajuns la rezultate care diferă mult de cele experimentale.

Din suprapresiunea critică s-a calculat printr-un procedeu numeric supraîncălzirea necesară amorsării vaporizării cu bule. S-a obținut relația (3.2.74) care reprezentată grafic pentru diferite condiții a permis să se formuleze următoarea concluzie:

- Există o concordanță perfectă ca alură a curbelor teoretice și experimentale referitoare la supraîncălzirea necesară pentru amorsare în funcție de temperatura de vaporizare.

Această concordanță perfectă demonstrează veridicitatea modelului teoretic propus pentru amorsarea vaporizării cu bule. De menționat că relațiile teoretice deduse au un caracter general, putînd fi folosite pentru orice lichid și orice mediu gazos dizolvat în lichid. Funcție de proprietăți fizice ale lichidului și gazului dizolvat se vor obține aluri diferite ale curbelor de amorsare a vaporizării cu bule.

6.2.2. Dezactivarea centrilor de vaporizare cu bule.

Pornind de la faptul că un centru de vaporizare cu bule amorsat în urma unei supraîncălziri mari a peretelui se menține

activ și la supraîncălziri mult mai mici decât cele necesare pentru amorsare, s-a încercat explicarea teoretică a acestei comportări. Pornind de la ipoteza că în urma ruperii unei bule de vapori în jurul cavității se formează o așa-numită bulă remanentă cu o rază nedeterminată - r_b'' - cuprinsă între raza de rupere - r_{br} - și raza minimă - r_b' - s-a reușit să se deducă relația (3.2.116) care permite calculul supraîncălzirii minime a peretelui la care centrul de vaporizare se menține activ. Supraîncălzirea minimă depinde de proprietățile fizice ale lichidului, de temperatura de vaporizare, de unghiul de contact dar în special de raportul (r_{br}/r_b'').

Prin calculul numeric s-a constatat că supraîncălzirea necesară pentru menținerea în activitate a centrului de vaporizare scade mult cu creșterea unghiului de contact și cu creșterea temperaturii de vaporizare, dar în special cu creșterea raportului (r_{br}/r_b'').

Raza bulei remanente - r_b'' - nu poate fi calculată teoretic. Mărimea ei poate fi mult influențată de microgeometria suprafeței din jurul cavității, de forma cavității, precum și de mișcările convective libere sau forțate ale lichidului. Se poate afirma că pe suprafețele tehnice obișnuite, fiecare centru de vaporizare este un unicat cu o anumită rază a bulei remanente și deci cu o anumită supraîncălzire minimă, la care se produce dezactivarea lui. Este tocmai ceea ce se observă pe o suprafață de vaporizare la micșorarea supraîncălzirii peretelui; centrul de vaporizare se dezactivează pe rînd pe măsura scăderii supraîncălzirii. Ordinea de dezactivare nu are nici o legătură cu ordinea de activare a centrilor după întreruperea funcționării vaporizatorului, ceea ce confirmă odată în plus că nu raza cavității - r_c - este determinantă la activarea, respectiv la dezactivarea unui centru de vaporizare cu bule.

După desprinderea unei bule, bula remanentă va începe să crească numai cînd supraîncălzirea peretelui va depăși supraîncălzirea minimă necesară pentru menținerea activă a centrului.

Din analiza teoretică a procesului de activare și dezactivare a centrilor de vaporizare s-a reușit deci să se explice teoretic motivele apariției histerezisului curbei de vaporizare.

6.2.3. Schimbul de căldură la vaporizarea cu bule.

Pentru elucidarea condițiilor în care se produce schimbul de căldură la vaporizarea cu bule prezintă o deosebită importanță cunoașterea variației temperaturii peretelui sub bulă pe tot ciclul de evoluție al acesteia. Temperatura peretelui în dreptul cavității în momentul începerii creșterii bulei va fi mai mare decât temperatura de vaporizare, cu supraîncălzirea minimă necesară menținerii centrului în activitate. Odată cu creșterea bulei, la baza ei se formează un microstrat limită de lichid aderent la perete. Creșterea bulei se realizează prin vaporizarea lichidului din acest microstrat, vaporizare însoțită de scăderea temperaturii lui, scădere care nu poate să depășească scăderea care ar duce la dezactivarea centrului de vaporizare corespunzătoare razei momentane pe care o are bula. Apare aici o problemă de transfer de căldură în regim nestaționar. Pentru aceasta s-a dezvoltat o metodă de calcul numeric pe bază de diferențe finite care permite calculul temperaturii peretelui pe întreaga grosime a acestuia și pe un diametru în jurul cavității de pînă la 4 mm, ceea ce în mod obișnuit depășește diametrul bulei la rupere. S-a luat în considerare și apariția în jurul cavității a unei pete uscate la creșterea dimensiunilor bulei precum și intensificarea schimbului de căldură convectiv în jurul bulei în creștere și convecția liberă din zonele influențate de prezența bulei.

Pentru un caz concret s-a întocmit un program în limbaj FORTRAN, program ce a fost rulat pe calculatorul FELIX-256. S-a urmărit în principal obținerea ciclurilor de variație a temperaturii peretelui pentru diverse temperaturi de dezactivare a centrului de vaporizare și pentru două materiale diferite: perete din cupru și perete din oțel inoxidabil.

Principalele concluzii care rezultă din examinarea diagramelor ciclurilor de variație a temperaturii peretelui în dreptul cavității sînt:

- Timpul de așteptare - τ_a - este cu atît mai mare, cu cît temperatura de dezactivare este mai mare și deci frecvența de degajare a bulelor scade cu creșterea temperaturii de dezactivare, deci cu scăderea razei bulei remanente.

Cum la fiecare centru de vaporizare raza bulei remanente este diferită, este de așteptat ca frecvența de degajare a bulelor să fie diferită pentru fiecare centru de vaporizare.

- Comparînd comportarea peretelui din oțel inoxidabil cu a peretelui de cupru se constată că în aceleași condiții timpul de așteptare este mult mai mare la peretele din oțel inoxidabil decît la cel din cupru, deci și frecvențele de degajare ale bulelor vor fi mai mici.

Avînd în vedere că mărimea determinantă în conducția termică în regim nestaționar este difuzivitatea termică se poate generaliza afirmația de mai sus sub forma:

Cu cît coeficientul de difuzivitate termică al materialului peretelui este mai mic, cu atît frecvența de degajare a bulelor de vapori va fi mai mică.

- Cu cît pata uscată se instalează mai repede în jurul cavității, cu atît temperatura peretelui în dreptul cavității va fi mai mare la sfîrșitul timpului de creștere, ceea ce va duce la micșorarea timpului de așteptare și deci la mărirea frecvenței de degajare a bulelor.

- În jurul fiecărei cavități active se formează o „groapă de temperatură” cu profil variabil ciclic, în timp și cu „adîncime” cu atît mai mare, cu cît coeficientul de difuzivitate termică a materialului este mai mic.

- „Gropile de temperatură” se propagă mult amortizate și pe cealaltă față a peretelui ducînd la creșterea densității fluxului de căldură transmis de la fluidul cald, la perete, ceea ce explică intensificarea schimbului de căldură la instalarea vaporizării cu bule și creșterea importantă a pantei curbei de vaporizare față de domeniul vaporizării convective.

- Din cercetările experimentale s-a constatat creșterea însemnată a coeficientului de schimb de căldură la vaporizare pe tubul singular la creșterea temperaturii de vaporizare. Pe baza modelului teoretic referitor la amorsarea vaporizării cu bule precum și pe baza cercetărilor experimentale s-a constatat că supraîncălzirea necesară pentru amorsarea vaporizării cu bule scade cu o pantă foarte mare la creșterea temperaturii de vaporizare T_g . În aceste condiții, la creșterea temperaturii de vaporizare T_g , la aceeași densitate a fluxului de căldură transmis, va crește numărul centrilor de vaporizare cu bule ducînd la creșterea importantă a coeficientului de schimb de căldură. Pe de altă parte la creșterea temperaturii de vaporizare crește raza bulei la rupere crescînd prin aceasta su-

prafața microstratului, cu efecte favorabile în ceea ce privește creșterea coeficientului de schimb de căldură la vaporizare.

Se poate afirma în final că pentru prima dată s-a reușit să se explice teoretic unitar toate fenomenele care se produc la vaporizarea cu bule, atât în ceea ce privește amorsarea și dezactivarea, cât și în ceea ce privește schimbul de căldură.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] Kuzijume S. - The maximum and minimum values of heat transmission from metal surfaces to boiling water, under atmospheric pressure. Engng. Exp. 37 (1954).
- [2] Dandl M., Länke W. - Der Wärmeübergang von einer wärmeisolierten Platte an siedendes Wasser. Forsch. Ing. Wes. (1955).
- [3] Fritz, W. - Berechnung des Maximalvolumens von Dampfblasen. Phys. Z. 36 (1935).
- [4] Бондариович, П. - Technische Thermodynamik. Band I, Seite 7. Steinhof, Dresden (1955).
- [5] Schmidt, I., Bechmann W. - Das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld von einer Wärme abgebenden wärmeisolierten Platte bei natürlicher Konvektion. Forsch.-Ing.-Thermodyn. 1951, 242, 18 und 19, 1951.
- [6] Flank, R. - Handbuch der Wärmelehre, vol. 1, 1951.
- [7] King, W.J. III - Free convection, Mechanics, vol. 1, 1951.
- [8] Schönbauer, I. - Forsch. Gebiete Ingenieurw. 4, 177-178 (1953).
- [9] Herman, R. - Forschung 7 (1953) 1-34 (1953).
- [10] Eberle, G. - D. Ver. deutischer Ing. 82 (1908).
- [11] Wambler, F. - Mitt. Forsch. 95, 96, 1 (1911).
- [12] Koch, W. - Gesundh. Ing. 25 (1911) 1-27 (1911).
- [13] Scherzmann, G. - Forsch. Gebiete Ingenieurw. 3, 41-50 (1951).
- [14] Kise, G.V. - Technik 44, 183 (1955).
- [15] Sandtleder, G. - Die Wärmeabgabe von einem wärmeisolierten Kern in Flüssigkeiten und Gasen bei freier Strömung. Ingew. Physik 1951 (1951).
- [16] Kise G.V. - Grundlagen der Wärmeübertragung (1955) im Verlag Technik, Berlin.
- [17] Gorenflo, L. - Die Zusammenhangigkeit der Wärmeübertragung an siedende Medien mit der freien Konvektion. St.-Ing.-Techn. 1956, Heft 15, 757-761.

- [18] Schroth, H.H. - Ein Beitrag zur Verdampfung an überfluteten Glatt- und Rippenrohren. Luft und Kältetechnik 1968/5.
- [19] Hirschberg, H.G. Zur Berechnung von Röhrenverdampfern. Kältetechnik-Klimatisierung 1966/4.
- [20] Güttinger, M. - Die Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Verdampfung in überfluteten Rohrbündelverdampfern. 4th Internal Heat Transfer Conference Versailles, 1970.
- [21] Stephan, K. - Mechanismus und Modellgesetz des Wärmeübergangs bei der Blasenverdampfung Gh. Ing. Techn. 1963/11.
- [22] Nickelson, R.L. - Diss. Abstr. U.S.A. 18, 4, 1370/1372 (1958).
- [23] Clark, H.B., Strenge P.S., Westwater I.W. Chem. Engng. Progr. Sympos. Ser. 55, 103/110 (1959).
- [24] Gaertner, R.F. u. I.W. Westwater. Chem. Engng. Progrs. Ser. 55, 58 (1959).
- [25] Thomson, W. - citat din: Eggert, I.: Lehrbuch der Physikalischen Chemie. 5. Aufl. (1941), Hirzel Verlag, Leipzig.
- [26] Frederking, T.H.K. and O.J. Daniels: J. Heat Transfer, 88, 87 (1966).
- [27] Cutateladze, S.S. Transmisia căldurii în procesele de condensare și fierbere. Mașghiz. Moscova 1952
- [28] Teletov, S.G. - citat în [27].
- [29] Cole, R. - AIChE J., 6, 533 (1960).
- [30] Staniszewski, B.E. - Tech. Rept. 16, Div. Sponsored Res., Massachusetts Inst. Technol., Cambridge (Aug. 1959).
- [31] Cole, Robert and H.L. Schulman - Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. No. 64, 62, 6 (1966).
- [32] Ruckenstein E. - Bul. Inst. Politehnic București, 33, 79 (1961).
- [33] Cole, R. - Bubble Frequencies and Departure Volumes at Subatmospheric Pressures. AIChE J 4, 780 (1967).
- [34] Zuber, N. - Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer, A.E.C.U. Report No. 4439 (1959).

- [35] Mc Fadden P.W. and Grassmann P. - Int. J. Heat Transfer 5, 169 (1962).
- [36] Davies, R.M. and Taylor, G.I. - The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes. Proc.R.Soc.L 200, 375 (1950).
- [37] Ivey, H.J. - Relationships between Bubble Frequency, Departure Diameter and Rise Velocity in nucleate Boiling, Int. J. Heat Mass Transfer 10:23-1040 (1967).
- [38] Perkins, A.S. and Westwater, J.W., - Measurements of bubbles formed in boiling methanol, A.I.Ch.E. 11 2(4), 471 (1956).
- [39] Bobrovich, G.I. and Mamontova N.N., - A study of the mechanism of nucleate boiling at high heat fluxes, int.J.Heat Mass Transfer, 8, 1421 (1965).
- [40] Zizina-Molozhen and Kutateladze S.S., The influence of pressure on the mechanism of steam formation in a boiling liquid, Z.Tekh.Fiz. 20(1), 110 (1950).
- [41] Hatton A.P. and Hall I.S. - Photographic study of boiling on prepared surfaces, Paper No 115, Third International Heat Transfer Conference, Chicago (1966).
- [42] Hsu, Yih-Yun, and Graham R.W. - An analytical and experimental study of the thermal boundary layer and ebullition cycle in nucleate boiling. NASA TN-D-594, Lewis Research Centre, Cleveland, Ohio (1961).
- [43] Kast, W. - Citat în [55].
- [44] Engelberg-Forster K. and Greif R. - Heat Transfer to a boiling liquid - mechanism and correlations. J. Heat Transfer 2 (1959).
- [45] Avaliani, A.I. - Vlianie efekta prisoedinennoi massi na teploperenos pri kipenii freonov. Holodilnaya tekhnika 46 (1969).

- [46] Bankoff, S.G. - A note on Latent Heat Transport in Nucleate Boiling AICh J. vol.8, No 1, 1962, 63-65.
- [47] Hendricks, R.C. and Sharp, R.R.- citat în [55].
- [48] Moore, Franklin D. and Mesler Russell B.- The Measurement of Rapid Surface Temperature Fluctuations During Nucleate Boiling of Water. AIChE vol. 7, No 4, 1961, pp. 620-624.
- [49] Marcus, Bruce, D.- Experiments on the Mechanism of Saturated Nucleate Pool Boiling Heat Transfer Ph.D. Thesis, Cornell Univ. 1963.
- [50] Bonnet C., Macke E. and Moris R.- Citat în [55].
- [51] Cooper, M.G. and Lloyd A.B. - Citat în [55].
- [52] Bankoff S.G. and Mason J.P, - Heat Transfer from the Surface of a Steam Bubble in Turbulent Subcooled Liquid Stream AIChE I. vol.8 No 1, Mar. 1962, pp. 30-33.
- [53] Hesperti N.B. and Mesler R.B. - Citat în [55].
- [54] Sharp Robert R - Citat în [55].
- [55] Graham R.W. and Hendricks R.S. - Assessment of convection, conduction, and evaporation in nucleate boiling NASA Technical Note D 3943-May 1967
- [56] Mixon F.O., Chon Wang Yong and Beatty K.O.- Citat în [56].
- [57] Forster H.K. and Zuber N. - Citat în [61].
- [58] Labunzov D.A. - Teploenergetika 7,5, 76/81, 1960.
- [59] Ivaškeviči A.A.- Teploenergetika 8,10,74/78, 1961.
- [60] Nishikawa, K. and Yamagata K.- J.Heat Mass Transfer 1, 219 (1960).
- [61] Brauer, H. - Berechnung des Wärmeübergangs bei ausgebildeter Blasenverdampfung. Ch.I.Techn. 11, 764/774, 1963.
- [62] Hirschberg, H.G. - Zur Berechnung von Röhrenkesselverdampfern Kältetechnik-Klimatisierung. 18 Heft 4/1966 155/160.

- [63] Robinson, D.B. and Katz D.L. - Effect of vapor agitation on boiling coefficients Chem. Engng. Progress 47 (1951), 317.
- [64] Myers, J.E. and Katz L.D. - Boiling coefficients outside horizontal plan and finned tubes. Refrig. Engng. 60/1952, 56.
- [65] Povoloțkaia N.M. - Holodilinaia tehnika nr.7 - 1968.
- [66] Povoloțkaia N.M. - Holodilinaia tehnika nr.6 - 1969.
- [67] Beliskii V.K. Holodilinaia tehnika 2 (1970).
- [68] Fastovschi, Artim și Rovinschi - Teploenergetica 5 (1958), p. 77.
- [69] Wistrick, - Citat în [62].
- [70] Cernobîlschi I. și Ratiani G. - Holodilinaia tehnika 32 (1955), Nr.3, p.48.
- [71] Lavrova, - Holodilinaia tehnika 34 (1957) Nr.3, p. 55.
- [72] Foley și Murray - The I. of Refrigeration 2 (1959) Nr.2, p.32.
- [73] Langeheinecke, Dissertation T.H. Karlsruhe 1961, citat în [63].
- [74] Ratiani G.V. și Avaliani B.I. - Holodilinaia tehnicka 1 (1963), p.40.
- [75] Danilova G.N. Holodilinaia tehnika 2 (1965), p.36.
- [76] Insinger, T.H. și Bliss - Trans. A.I. Ch.E 36 (1940), pp. 491-516.
- [77] Bonilla, Ch.F. și Perry Ch.W. - Trans. A.I. Ch.E 37 (1941) pp. 685-705.
- [78] Mesler și Banchemo - Citat în [62].
- [79] Grisval, J.P. - Contribution à l'étude thermique et thermodynamique des pompes à chaleur à haute température. Électricité de France. Bulletin de la Direction des Études et Recherches. Serie A. Supplément en N°3 - 1980.
- [80] Güttinger, M. et Wallner R. Transmission de chaleur dans les tubes des évaporateurs noyés. Influence mutuelle des tubes. Supl. au Bulletin de l'Institut Intern. du Froid. Commis. II. VI, Liège, 1969.

- [81] Eckert, E., Soehngen, E.-Distribution of Heat Transfer Coefficients Around Circular Cylinders in Crossflow, Trans.ASMR 74 (1952).
- [82] Jeffrey, I.O. - A Precision Method for the Measurement of Condenser Tube Surface Temperatures for the Determination of Film Coefficients of Heat Transmission; Cornell University, Eng.Expt.Sta.Bull. 21 (1936).
- [83] Baker, H.E., Tsao, V.- Heat Transfer Coefficient for Condensation of Vapors of Water and Non-miscible Organic Liquids on Horizontal Tubes: Trans.AIChE 36 (1940).
- [84] Winding, C.C., Topper, L., Bans, B.V.-Metal-Film Resistance Thermometers for Measuring Surface Temperatures; Ind. Engng.Chem.47 (1955).
- [85] Henrich, H., Löffler, H.I.- Die Messung von Oberflächentemperaturen mit aufgedampften Widerstandsthermometern: Chemie-Ing.Technik 30 (1958) H.11.
- [86] Lang, K. - Die stromlose Vernickelung nach dem Nibodur-R-Verfahren: Galvanotechnik 56 (1965) H.6.
- [87] Reinhardt, G: Die Anwendung dünner, elektrisch leitender Schichten bei der Messung des Wärmeübergangs am querangeströmten Rohr; Studienarbeit am Institut für Wärmetechnik, Universität Stuttgart (1968) (nepublicat).
- [88] Güttinger, M. und Wallner R.- Die Messung mittlerer Oberflächentemperaturen mit Hilfe dünner Schichten. Kältetechnik-Klimatisierung 22, Jahrgang-Heft 3 1970.
- [89] Negru L.D.- Contribuții la studiul vaporizării freonului 11 (Partea I.) Caiet selectiv, vol.Termotehnică și mașini termice, mai 1977. I.P.T.V.Timișoara.
- [90] Negru L.D.- Contribuții la studiul vaporizării freonului 11 (Partea a II-a). Caiet selectiv, vol.Termotehnică și mașini termice, mai 1977. IPTV Timișoara.

- [91] Torikai, Shimamune, Fujishiro- The effect of the dissolved Gaz content upon incipient Boiling Superheats. Preprint of papers presented at the Fourth International Heat Transfer Conference, Paris, Versailles, 1970, Volume V.
- [92] Holz, R.E. - The Effect of the Pressure-Temperature History upon incipient-Boiling Superheats in Liquid Metals. A.N.L.-7184 (1966).
- [93] Negru L.D.- Ipoteze privind histerezisul curbei de vaporizare: Buletinul științific și tehnic al Institutului Politehnic „Traian Vuia” Timișoara. Seria Mecanică Tom 24 (38) Fascicola 2-1979.
- [94] Negru L.D.- Contribuții la studiul histerezisului curbei de vaporizare a freonului 11. Buletinul științific și tehnic al Institutului Politehnic „Traian Vuia” Timișoara. Seria Mecanică Tom 24 (38) Fascicola 2-1979.
- [95] Bankoff, S.G. and Mason, J.P.L.- Heat Transfer from the Surface of a Steam Bubble in Turbulent subcooled Liquid Stream AIChE I. vol.8 No 1, mar. 1962.
- [96] Negru L.D.- Transmiterea căldurii (curs litografiat). Institutul Politehnic „Traian Vuia” Timișoara, Facultatea de Mecanică (1981).
- [97] Golovcenco I., Grosu D: Fizica moleculară și căldura Editura didactică și pedagogică, București 1966
- [98] Frigen Information (1968) Farbwerke Hoechst A.G. Frankfurt (M). Hoechst Chemikalien - Abteilung.

A N E X A

Program pentru calculul ciclului de variație
a temperaturii peretelui sub bulă

AM 00.00

```

15 UC TO 14 =FORM2(C(1),C(2),C(3),C(4),C(5),C(6),C(7),C(8),C(9),C(10),C(11),C(12),C(13),C(14),C(15),C(16),C(17),C(18),C(19),C(20),C(21),C(22),C(23),C(24),C(25),C(26),C(27),C(28),C(29),C(30),C(31),C(32),C(33),C(34),C(35),C(36),C(37),C(38),C(39),C(40),C(41),C(42),C(43),C(44),C(45),C(46),C(47),C(48),C(49),C(50),C(51),C(52),C(53),C(54),C(55),C(56),C(57),C(58),C(59),C(60),C(61),C(62),C(63),C(64),C(65),C(66),C(67),C(68),C(69),C(70),C(71),C(72),C(73),C(74),C(75),C(76),C(77),C(78),C(79),C(80),C(81),C(82),C(83),C(84),C(85),C(86),C(87),C(88),C(89),C(90),C(91),C(92),C(93),C(94),C(95),C(96),C(97),C(98),C(99),C(100),C(101),C(102),C(103),C(104),C(105),C(106),C(107),C(108),C(109),C(110),C(111),C(112),C(113),C(114),C(115),C(116),C(117),C(118),C(119),C(120),C(121),C(122),C(123),C(124),C(125),C(126),C(127),C(128),C(129),C(130),C(131)

```

AM 00.00

```

15 UC TO 14 =FORM2(C(1),C(2),C(3),C(4),C(5),C(6),C(7),C(8),C(9),C(10),C(11),C(12),C(13),C(14),C(15),C(16),C(17),C(18),C(19),C(20),C(21),C(22),C(23),C(24),C(25),C(26),C(27),C(28),C(29),C(30),C(31),C(32),C(33),C(34),C(35),C(36),C(37),C(38),C(39),C(40),C(41),C(42),C(43),C(44),C(45),C(46),C(47),C(48),C(49),C(50),C(51),C(52),C(53),C(54),C(55),C(56),C(57),C(58),C(59),C(60),C(61),C(62),C(63),C(64),C(65),C(66),C(67),C(68),C(69),C(70),C(71),C(72),C(73),C(74),C(75),C(76),C(77),C(78),C(79),C(80),C(81),C(82),C(83),C(84),C(85),C(86),C(87),C(88),C(89),C(90),C(91),C(92),C(93),C(94),C(95),C(96),C(97),C(98),C(99),C(100),C(101),C(102),C(103),C(104),C(105),C(106),C(107),C(108),C(109),C(110),C(111),C(112),C(113),C(114),C(115),C(116),C(117),C(118),C(119),C(120),C(121),C(122),C(123),C(124),C(125),C(126),C(127),C(128),C(129),C(130),C(131)

```

***** FIN DE COMPILEATION PLUS HAUT NIVEAU DEPREKUR REUNIONRE H 0) 15.69.15

GENIKUL DE VALCUL AU J.P.I. SISTEM FELIN G-655 AM = P407 PH = 0007 DATE = 00/02/82-075

10	10.00	20.00	40.00
11	10.00	20.00	40.00
12	10.00	20.00	40.00
13	10.00	20.00	40.00
14	10.00	20.00	40.00
15	10.00	20.00	40.00
16	10.00	20.00	40.00
17	10.00	20.00	40.00
18	10.00	20.00	40.00
19	10.00	20.00	40.00
20	10.00	20.00	40.00
21	10.00	20.00	40.00
22	10.00	20.00	40.00
23	10.00	20.00	40.00
24	10.00	20.00	40.00
25	10.00	20.00	40.00
26	10.00	20.00	40.00
27	10.00	20.00	40.00
28	10.00	20.00	40.00
29	10.00	20.00	40.00
30	10.00	20.00	40.00
31	10.00	20.00	40.00
32	10.00	20.00	40.00
33	10.00	20.00	40.00
34	10.00	20.00	40.00
35	10.00	20.00	40.00
36	10.00	20.00	40.00
37	10.00	20.00	40.00
38	10.00	20.00	40.00
39	10.00	20.00	40.00
40	10.00	20.00	40.00
41	10.00	20.00	40.00
42	10.00	20.00	40.00
43	10.00	20.00	40.00
44	10.00	20.00	40.00
45	10.00	20.00	40.00
46	10.00	20.00	40.00
47	10.00	20.00	40.00
48	10.00	20.00	40.00
49	10.00	20.00	40.00
50	10.00	20.00	40.00
51	10.00	20.00	40.00
52	10.00	20.00	40.00
53	10.00	20.00	40.00
54	10.00	20.00	40.00
55	10.00	20.00	40.00
56	10.00	20.00	40.00
57	10.00	20.00	40.00
58	10.00	20.00	40.00
59	10.00	20.00	40.00
60	10.00	20.00	40.00
61	10.00	20.00	40.00
62	10.00	20.00	40.00
63	10.00	20.00	40.00
64	10.00	20.00	40.00
65	10.00	20.00	40.00
66	10.00	20.00	40.00
67	10.00	20.00	40.00
68	10.00	20.00	40.00
69	10.00	20.00	40.00
70	10.00	20.00	40.00
71	10.00	20.00	40.00
72	10.00	20.00	40.00
73	10.00	20.00	40.00
74	10.00	20.00	40.00
75	10.00	20.00	40.00
76	10.00	20.00	40.00
77	10.00	20.00	40.00
78	10.00	20.00	40.00
79	10.00	20.00	40.00
80	10.00	20.00	40.00
81	10.00	20.00	40.00
82	10.00	20.00	40.00
83	10.00	20.00	40.00
84	10.00	20.00	40.00
85	10.00	20.00	40.00
86	10.00	20.00	40.00
87	10.00	20.00	40.00
88	10.00	20.00	40.00
89	10.00	20.00	40.00
90	10.00	20.00	40.00
91	10.00	20.00	40.00
92	10.00	20.00	40.00
93	10.00	20.00	40.00
94	10.00	20.00	40.00
95	10.00	20.00	40.00
96	10.00	20.00	40.00
97	10.00	20.00	40.00
98	10.00	20.00	40.00
99	10.00	20.00	40.00
100	10.00	20.00	40.00

50 10.00 11.00 12.00 13.00 14.00 15.00 16.00 17.00 18.00 19.00 20.00 21.00 22.00 23.00 24.00 25.00 26.00 27.00 28.00 29.00 30.00 31.00 32.00 33.00 34.00 35.00 36.00 37.00 38.00 39.00 40.00 41.00 42.00 43.00 44.00 45.00 46.00 47.00 48.00 49.00 50.00 51.00 52.00 53.00 54.00 55.00 56.00 57.00 58.00 59.00 60.00 61.00 62.00 63.00 64.00 65.00 66.00 67.00 68.00 69.00 70.00 71.00 72.00 73.00 74.00 75.00 76.00 77.00 78.00 79.00 80.00 81.00 82.00 83.00 84.00 85.00 86.00 87.00 88.00 89.00 90.00 91.00 92.00 93.00 94.00 95.00 96.00 97.00 98.00 99.00 100.00

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50 51 52 53 54 55 56 57 58 59 60 61 62 63 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 78 79 80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93 94 95 96 97 98 99 100

12.30	12.31	12.32	12.33	12.34	12.35	12.36	12.37	12.38	12.39	12.40	12.41	12.42	12.43	12.44	12.45	12.46	12.47	12.48	12.49	12.50	12.51	12.52	12.53	12.54	12.55	12.56	12.57	12.58	12.59	13.00	13.01	13.02	13.03	13.04	13.05	13.06	13.07	13.08	13.09	13.10	13.11	13.12	13.13	13.14	13.15	13.16	13.17	13.18	13.19	13.20	13.21	13.22	13.23	13.24	13.25	13.26	13.27	13.28	13.29	13.30	13.31	13.32	13.33	13.34	13.35	13.36	13.37	13.38	13.39	13.40	13.41	13.42	13.43	13.44	13.45	13.46	13.47	13.48	13.49	13.50	13.51	13.52	13.53	13.54	13.55	13.56	13.57	13.58	13.59	14.00	14.01	14.02	14.03	14.04	14.05	14.06	14.07	14.08	14.09	14.10	14.11	14.12	14.13	14.14	14.15	14.16	14.17	14.18	14.19	14.20	14.21	14.22	14.23	14.24	14.25	14.26	14.27	14.28	14.29	14.30	14.31	14.32	14.33	14.34	14.35	14.36	14.37	14.38	14.39	14.40	14.41	14.42	14.43	14.44	14.45	14.46	14.47	14.48	14.49	14.50	14.51	14.52	14.53	14.54	14.55	14.56	14.57	14.58	14.59	15.00
-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

13.54	13.55	13.56	13.57	13.58	13.59	14.00	14.01	14.02	14.03	14.04	14.05	14.06	14.07	14.08	14.09	14.10	14.11	14.12	14.13	14.14	14.15	14.16	14.17	14.18	14.19	14.20	14.21	14.22	14.23	14.24	14.25	14.26	14.27	14.28	14.29	14.30	14.31	14.32	14.33	14.34	14.35	14.36	14.37	14.38	14.39	14.40	14.41	14.42	14.43	14.44	14.45	14.46	14.47	14.48	14.49	14.50	14.51	14.52	14.53	14.54	14.55	14.56	14.57	14.58	14.59	15.00	15.01	15.02	15.03	15.04	15.05	15.06	15.07	15.08	15.09	15.10	15.11	15.12	15.13	15.14	15.15	15.16	15.17	15.18	15.19	15.20	15.21	15.22	15.23	15.24	15.25	15.26	15.27	15.28	15.29	15.30	15.31	15.32	15.33	15.34	15.35	15.36	15.37	15.38	15.39	15.40	15.41	15.42	15.43	15.44	15.45	15.46	15.47	15.48	15.49	15.50	15.51	15.52	15.53	15.54	15.55	15.56	15.57	15.58	15.59	16.00
-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

150 1715570
151 1715570
152 1715570
153 1715570
154 1715570
155 1715570
156 1715570
157 1715570
158 1715570
159 1715570
160 1715570
161 1715570
162 1715570
163 1715570
164 1715570
165 1715570
166 1715570
167 1715570
168 1715570
169 1715570
170 1715570
171 1715570
172 1715570
173 1715570
174 1715570
175 1715570
176 1715570
177 1715570
178 1715570
179 1715570
180 1715570
181 1715570
182 1715570
183 1715570
184 1715570
185 1715570
186 1715570
187 1715570
188 1715570
189 1715570
190 1715570
191 1715570
192 1715570
193 1715570
194 1715570
195 1715570
196 1715570
197 1715570
198 1715570
199 1715570
200 1715570

1 1715570
2 1715570
3 1715570
4 1715570
5 1715570
6 1715570
7 1715570
8 1715570
9 1715570
10 1715570
11 1715570
12 1715570
13 1715570
14 1715570
15 1715570
16 1715570
17 1715570
18 1715570
19 1715570
20 1715570
21 1715570
22 1715570
23 1715570
24 1715570
25 1715570
26 1715570
27 1715570
28 1715570
29 1715570
30 1715570
31 1715570
32 1715570
33 1715570
34 1715570
35 1715570
36 1715570
37 1715570
38 1715570
39 1715570
40 1715570
41 1715570
42 1715570
43 1715570
44 1715570
45 1715570
46 1715570
47 1715570
48 1715570
49 1715570
50 1715570
51 1715570
52 1715570
53 1715570
54 1715570
55 1715570
56 1715570
57 1715570
58 1715570
59 1715570
60 1715570
61 1715570
62 1715570
63 1715570
64 1715570
65 1715570
66 1715570
67 1715570
68 1715570
69 1715570
70 1715570
71 1715570
72 1715570
73 1715570
74 1715570
75 1715570
76 1715570
77 1715570
78 1715570
79 1715570
80 1715570
81 1715570
82 1715570
83 1715570
84 1715570
85 1715570
86 1715570
87 1715570
88 1715570
89 1715570
90 1715570
91 1715570
92 1715570
93 1715570
94 1715570
95 1715570
96 1715570
97 1715570
98 1715570
99 1715570
100 1715570

1777
 1778
 1779
 1780
 1781
 1782
 1783
 1784
 1785
 1786
 1787
 1788
 1789
 1790
 1791
 1792
 1793
 1794
 1795
 1796
 1797
 1798
 1799
 1800
 1801
 1802
 1803
 1804
 1805
 1806
 1807
 1808
 1809
 1810
 1811
 1812
 1813
 1814
 1815
 1816
 1817
 1818
 1819
 1820
 1821
 1822
 1823
 1824
 1825
 1826
 1827
 1828
 1829
 1830
 1831
 1832
 1833
 1834
 1835
 1836
 1837
 1838
 1839
 1840
 1841
 1842
 1843
 1844
 1845
 1846
 1847
 1848
 1849
 1850
 1851
 1852
 1853
 1854
 1855
 1856
 1857
 1858
 1859
 1860
 1861
 1862
 1863
 1864
 1865
 1866
 1867
 1868
 1869
 1870
 1871
 1872
 1873
 1874
 1875
 1876
 1877
 1878
 1879
 1880
 1881
 1882
 1883
 1884
 1885
 1886
 1887
 1888
 1889
 1890
 1891
 1892
 1893
 1894
 1895
 1896
 1897
 1898
 1899
 1900
 1901
 1902
 1903
 1904
 1905
 1906
 1907
 1908
 1909
 1910
 1911
 1912
 1913
 1914
 1915
 1916
 1917
 1918
 1919
 1920
 1921
 1922
 1923
 1924
 1925
 1926
 1927
 1928
 1929
 1930
 1931
 1932
 1933
 1934
 1935
 1936
 1937
 1938
 1939
 1940
 1941
 1942
 1943
 1944
 1945
 1946
 1947
 1948
 1949
 1950
 1951
 1952
 1953
 1954
 1955
 1956
 1957
 1958
 1959
 1960
 1961
 1962
 1963
 1964
 1965
 1966
 1967
 1968
 1969
 1970
 1971
 1972
 1973
 1974
 1975
 1976
 1977
 1978
 1979
 1980
 1981
 1982
 1983
 1984
 1985
 1986
 1987
 1988
 1989
 1990
 1991
 1992
 1993
 1994
 1995
 1996
 1997
 1998
 1999
 2000
 2001
 2002
 2003
 2004
 2005
 2006
 2007
 2008
 2009
 2010
 2011
 2012
 2013
 2014
 2015
 2016
 2017
 2018
 2019
 2020
 2021
 2022
 2023
 2024
 2025
 2026
 2027
 2028
 2029
 2030
 2031
 2032
 2033
 2034
 2035
 2036
 2037
 2038
 2039
 2040
 2041
 2042
 2043
 2044
 2045
 2046
 2047
 2048
 2049
 2050
 2051
 2052
 2053
 2054
 2055
 2056
 2057
 2058
 2059
 2060
 2061
 2062
 2063
 2064
 2065
 2066
 2067
 2068
 2069
 2070
 2071
 2072
 2073
 2074
 2075
 2076
 2077
 2078
 2079
 2080
 2081
 2082
 2083
 2084
 2085
 2086
 2087
 2088
 2089
 2090
 2091
 2092
 2093
 2094
 2095
 2096
 2097
 2098
 2099
 2100
 2101
 2102
 2103
 2104
 2105
 2106
 2107
 2108
 2109
 2110
 2111
 2112
 2113
 2114
 2115
 2116
 2117
 2118
 2119
 2120
 2121
 2122
 2123
 2124
 2125
 2126
 2127
 2128
 2129
 2130
 2131
 2132
 2133
 2134
 2135
 2136
 2137
 2138
 2139
 2140
 2141
 2142
 2143
 2144
 2145
 2146
 2147
 2148
 2149
 2150
 2151
 2152
 2153
 2154
 2155
 2156
 2157
 2158
 2159
 2160
 2161
 2162
 2163
 2164
 2165
 2166
 2167
 2168
 2169
 2170
 2171
 2172
 2173
 2174
 2175
 2176
 2177
 2178
 2179
 2180
 2181
 2182
 2183
 2184
 2185
 2186
 2187
 2188
 2189
 2190
 2191
 2192
 2193
 2194
 2195
 2196
 2197
 2198
 2199
 2200
 2201
 2202
 2203
 2204
 2205
 2206
 2207
 2208
 2209
 2210
 2211
 2212
 2213
 2214
 2215
 2216
 2217
 2218
 2219
 2220
 2221
 2222
 2223
 2224
 2225
 2226
 2227
 2228
 2229
 2230
 2231
 2232
 2233
 2234
 2235
 2236
 2237
 2238
 2239
 2240
 2241
 2242
 2243
 2244
 2245
 2246
 2247
 2248
 2249
 2250
 2251
 2252
 2253
 2254
 2255
 2256
 2257
 2258
 2259
 2260
 2261
 2262
 2263
 2264
 2265
 2266
 2267
 2268
 2269
 2270
 2271
 2272
 2273
 2274
 2275
 2276
 2277
 2278
 2279
 2280
 2281
 2282
 2283
 2284
 2285
 2286
 2287
 2288
 2289
 2290
 2291
 2292
 2293
 2294
 2295
 2296
 2297
 2298
 2299
 2300
 2301
 2302
 2303
 2304
 2305
 2306
 2307
 2308
 2309
 2310
 2311
 2312
 2313
 2314
 2315
 2316
 2317
 2318
 2319
 2320
 2321
 2322
 2323
 2324
 2325
 2326
 2327
 2328
 2329
 2330
 2331
 2332
 2333
 2334
 2335
 2336
 2337
 2338
 2339
 2340
 2341
 2342
 2343
 2344
 2345
 2346
 2347
 2348
 2349
 2350
 2351
 2352
 2353
 2354
 2355
 2356
 2357
 2358
 2359
 2360
 2361
 2362
 2363
 2364
 2365
 2366
 2367
 2368
 2369
 2370
 2371
 2372
 2373
 2374
 2375
 2376
 2377
 2378
 2379
 2380
 2381
 2382
 2383
 2384
 2385
 2386
 2387
 2388
 2389
 2390
 2391
 2392
 2393
 2394
 2395
 2396
 2397
 2398
 2399
 2400
 2401
 2402
 2403
 2404
 2405
 2406
 2407
 2408
 2409
 2410
 2411
 2412
 2413
 2414
 2415
 2416
 2417
 2418
 2419
 2420
 2421
 2422
 2423
 2424
 2425
 2426
 2427
 2428
 2429
 2430
 2431
 2432
 2433
 2434
 2435
 2436
 2437
 2438
 2439
 2440
 2441
 2442
 2443
 2444
 2445
 2446
 2447
 2448
 2449
 2450
 2451
 2452
 2453
 2454
 2455
 2456
 2457
 2458
 2459
 2460
 2461
 2462
 2463
 2464
 2465
 2466
 2467
 2468
 2469
 2470
 2471
 2472
 2473
 2474
 2475
 2476
 2477
 2478
 2479
 2480
 2481
 2482
 2483
 2484
 2485
 2486
 2487
 2488
 2489
 2490
 2491
 2492
 2493
 2494
 2495
 2496
 2497
 2498
 2499
 2500
 2501
 2502
 2503
 2504
 2505
 2506
 2507
 2508
 2509
 2510
 2511
 2512
 2513
 2514
 2515
 2516
 2517
 2518
 2519
 2520
 2521
 2522
 2523
 2524
 2525
 2526
 2527
 2528
 2529
 2530
 2531
 2532
 2533
 2534
 2535
 2536
 2537
 2538
 2539
 2540
 2541
 2542
 2543
 2544
 2545
 2546
 2547
 2548
 2549
 2550
 2551
 2552
 2553
 2554
 2555
 2556
 2557
 2558
 2559
 2560
 2561
 2562
 2563
 2564
 2565
 2566
 2567
 2568
 2569
 2570
 2571
 2572
 2573
 2574
 2575
 2576
 2577
 2578
 2579
 2580
 2581
 2582
 2583
 2584
 2585
 2586
 2587
 2588
 2589
 2590
 2591
 2592
 2593
 2594
 2595
 2596
 2597
 2598
 2599
 2600
 2601
 2602
 2603
 2604
 2605
 2606
 2607
 2608
 2609
 2610
 2611
 2612
 2613
 2614
 2615
 2616
 2617
 2618
 2619
 2620
 2621
 2622
 2623
 2624
 2625
 2626
 2627
 2628
 2629
 2630
 2631
 2632
 2633
 2634
 2635
 2636
 2637
 2638
 2639
 2640
 2641
 2642
 2643
 2644
 2645
 2646
 2647
 2648
 2649
 2650
 2651
 2652
 2653
 2654
 2655
 2656
 2657
 2658
 2659
 2660
 2661
 2662
 2663
 2664
 2665
 2666
 2667
 2668
 2669
 2670
 2671
 2672
 2673
 2674
 2675
 2676
 2677
 2678
 2679
 2680
 2681
 2682
 2683
 2684
 2685
 2686
 2687
 2688
 2689
 2690
 2691
 2692
 2693
 2694
 2695
 2696
 2697
 2698
 2699
 2700
 2701
 2702
 2703
 2704
 2705
 2706
 2707
 2708
 2709
 2710
 2711
 2712
 2713
 2714
 2715
 2716
 2717
 2718
 2719
 2720
 2721
 2722
 2723
 2724
 2725
 2726
 2727
 2728
 2729
 2730
 2731
 2732
 2733
 2734
 2735
 2736
 2737
 2738
 2739
 2740
 2741
 2742
 2743
 2744
 2745
 2746
 2747
 2748
 2749
 2750
 2751
 2752
 2753
 2754
 2755
 2756
 2757
 2758
 2759
 2760
 2761
 2762
 2763
 2764
 2765
 2766
 2767
 2768
 2769
 2770
 2771
 2772
 2773
 2774
 2775
 2776
 2777
 2778
 2779
 2780
 2781
 2782
 2783
 2784
 2785
 2786
 2787
 2788
 2789
 2790
 2791
 2792
 2793
 2794
 2795
 2796
 2797
 2798
 2799
 2800
 2801
 2802
 2803
 2804
 2805
 2806
 2807
 2808
 2809
 2810
 2811
 2812
 2813
 2814
 2815
 2816
 2817
 2818
 2819
 2820
 2821
 2822
 2823
 2824
 2825
 2826
 2827
 2828
 2829
 2830
 2831
 2832
 2833
 2834
 2835
 2836
 2837
 2838
 2839
 2840
 2841
 2842
 2843
 2844
 2845
 2846
 2847
 2848
 2849
 2850
 2851
 2852
 2853
 2854
 2855
 2856
 2857
 2858
 2859
 2860
 2861
 2862
 2863
 2864
 2865
 2866
 2867
 2868
 2869
 2870
 2871
 2872
 2873
 2874
 2875
 2876
 2877
 2878
 2879
 2880
 2881
 2882
 2883
 2884
 2885
 2886
 2887
 2888
 2889
 2890
 2891
 2892
 2893
 2894
 2895
 2896
 2897
 2898
 2899
 2900
 2901
 2902
 2903
 2904
 2905
 2906
 2907
 2908
 2909
 2910
 2911
 2912
 2913
 2914
 2915
 2916
 2917
 2918
 2919
 2920
 2921
 2922
 2923
 2924
 2925
 2926
 2927
 2928
 2929
 2930
 2931
 2932
 2933
 2934
 2935
 2936
 2937
 2938
 2939
 2940
 2941
 2942
 2943
 2944
 2945
 2946
 2947
 2948
 2949
 2950
 2951
 2952
 2953
 2954
 2955
 2956
 2957
 2958
 2959
 2960
 2961
 2962
 2963
 2964
 2965
 2966
 2967
 2968
 2969
 2970
 2971
 2972
 2973
 2974
 2975
 2976
 2977
 2978
 2979
 2980
 2981
 2982
 2983
 2984
 2985
 2986
 2987
 2988
 2989
 2990
 2991
 2992
 2993
 2994
 2995
 2996
 2997
 2998
 2999
 3000
 3001
 3002
 3003
 3004
 3005
 3006
 3007
 3008
 3009
 3010
 3011
 3012
 3013
 3014
 3015
 3016
 3017
 3018
 3019
 3020
 3021
 3022
 3023
 3024
 3025
 3026
 3027
 3028
 3029
 3030
 3031
 3032
 3033
 3034
 3035
 3036
 3037
 3038
 3039
 3040
 3041
 3042
 3043
 3044
 3045
 3046
 3047
 3048
 3049
 3050
 3051
 3052
 3053
 3054
 3055
 3056
 3057
 3058
 3059
 3060
 3061
 3062
 3063
 3064
 3065
 3066
 3067
 3068
 3069
 3070
 3071
 3072
 3073
 3074
 3075
 3076
 3077
 3078
 3079
 3080
 3081
 3082
 3083
 3084
 3085
 3086
 3087
 3088
 3089
 3090
 3091
 3092
 3093
 3094
 3095
 3096
 3097
 3098
 3099
 3100
 3101
 3102
 3103
 3104
 3105
 3106
 3107
 3108
 3109
 3110
 3111
 3112
 3113
 3114
 3115
 3116
 3117
 3118
 3119
 3120
 3121
 3122
 3123
 3124
 3125
 3126
 3127
 3128
 3129
 3130
 3131
 3132
 3133
 3134
 3135
 3136
 3137
 3138
 3139
 3140
 3141
 3142
 3143
 3144
 3145
 3146
 3147
 3148
 3

201	14.05	14.91	15.25	15.52	20.00	19.77	19.75	19.97	20.02	20.04
201	14.07	14.97	15.27	15.55	20.00	19.77	19.75	19.97	20.02	20.04
202	14.09	15.01	15.29	15.55	20.00	19.77	19.75	19.97	20.02	20.04
203	14.10	15.02	15.30	15.55	20.00	19.77	19.75	19.97	20.02	20.04
204	14.11	15.03	15.31	15.54	20.00	19.77	19.75	19.97	20.02	20.04
205	14.12	15.03	15.32	15.54	20.00	19.77	19.75	19.97	20.02	20.04
206	14.13	15.04	15.34	15.54	20.00	19.77	19.75	19.97	20.02	20.04
207	14.14	15.04	15.35	15.55	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
208	14.15	15.05	15.37	15.55	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
209	14.16	15.05	15.38	15.55	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
210	14.17	15.06	15.39	15.55	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
211	14.18	15.06	15.40	15.55	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
212	14.19	15.07	15.42	15.56	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
213	14.20	15.07	15.43	15.56	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
214	14.21	15.08	15.45	15.56	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
215	14.22	15.08	15.46	15.56	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
216	14.23	15.09	15.47	15.56	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
217	14.24	15.09	15.49	15.56	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
218	14.25	15.10	15.50	15.57	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
219	14.26	15.10	15.52	15.57	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
220	14.27	15.11	15.53	15.57	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
221	14.28	15.11	15.54	15.4	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
222	14.29	15.12	15.55	15.4	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
223	14.30	15.12	15.55	15.4	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04
224	14.31	15.13	15.56	15.4	20.00	19.77	19.74	19.97	20.02	20.04

-STOP-

0012V147

EP CENTRE DE CALCULS I.P.T. SYSTEME 101, U-200
 01/07/1974 AN = 7407 DATE = 00/07/74
 10.00 M.F.P. = 10.00 TIME = 10.00
 10.00 10.00 10.00 10.00

- END
- END DATE