

**PROGRAMUL 4 "PARTENERIATE IN DOMENIILE  
PRIORITARE" 2007-2013**

**SECTIUNEA 1**

**RAPORTUL STIINTIFIC SI TEHNIC  
(RST)**

**ETAPA DE EXECUTIE NR. II**

**CU TITLUL**

**Elaborarea modelului de transmitere radiativa a caldurii prin izolatii multistrat, proiectarea sistemului criogenic de racire si a sistemului de control termic necesare investigarii superizolatiilor multistrat si a sistemului de achizitie de date. Diseminare date.**

Activitate 2.1 Studiul metodelor de racire criogenica (He lichid, criocoolere, modele de calcul)

Activitate 2.2 Elaborare modelului experimental de transmitere prin conductie a caldurii prin izolatii multistrat

- RST - Raport stiintific si tehnic in extenso\***
- Proces verbal de avizare interna**
- Procese verbale de receptie a lucrarilor de la parteneri**
- Raport final de activitate (numai pentru etapa finala)**

\* pentru Programul 4 "Parteneriate in domeniile prioritare" se va utiliza modelul din Anexa 1

Cod: PO-04-Ed2-R0-F5

## PRECIZARI PRIVIND STRUCTURA RAPORTULUI STIINTIFIC SI TEHNIC

Cuprinde:

Raportul Stiintific si Tehnic (RST) in extenso

- **Cuprins:**
  1. Studiul metodelor de racire criogenica.
    - 1.1 Studiul transferului de caldura prin termoizolatii multistrat la temperaturi joase si foarte joase
      - 1.1.1 Transferul de caldura prin conductie termica
      - 1.1.2 Ecuatiile de baza ale convecției termice
      - 1.1.3 Transferul de caldura la radiatie
      - 1.1.4 Legile radiatiei
      - 1.1.5 Procesul complex de schimb de caldura. Coeficientul global de schimb de caldura
      - 1.1.6 Transferul de caldura intre doua fluide prin pereti despartitori
    - 1.2. Protectia termica prin superizolatii
      - 1.2.1 Legaturile calde
      - 1.2.2 Izolatia intre cei doi recipienti ai peretelui
      - 1.2.3 Durabilitatea izolatiei
  2. Sistem experimental pentru testarea superizolatiilor si metode de calcul pentru descrierea termica a modelului experimental
    - 2.1 Modelul experimental
    - 2.2. Conductia termica prin corpuri cu forme geometrice simple, fara surse interioare de caldura, in regim permanent
      - 2.2.1 Peretele plan
      - 2.2.2 Peretele cilindric
  3. Bibliografie
- 1.
- **Obiectivele generale;**

Obiectivul general al proiectului este de a contribui la activitatile UE de masuratori si evaluari ale datelor referitoare la materiale si tehnologii speciale, respectiv atingerea masei

critice de expertiza pentru integrarea cercetatorilor romani cu experienta dovedita in fizica teoretica si aplicata, in programul de cercetare existent in cadrul FP7 prin propuneri in domeniul 2, "Energie".

Obiectivele specifice in corelatie cu obiectivul general mentionat mai sus sunt urmatoarele:

1. Realizarea unei instalatii experimentale pentru studiul transferului de caldura prin diverse sisteme de izolare la sediul partenerului P1, care dispune de facilitati de profil, inclusiv He lichid, avand consecintele :

- Crearea posibilitatii de a obtine date fizice in domeniul conductiei termice a materialelor in conditii criogenice;
- Crearea posibilitatii elaborarii de tehnologii inovatoare, performante si reproductibile;

2. Realizarea de componente ale sistemului de izolare pentru masuratori prin tehnici originale pe etapele intermediare ale unui ciclu complet de atingere a echilibrului termic, avand consecintele:

- Posibilitatea studierii comportarii diferite a elementelor izolatiei si identificarii portiunilor si regimurilor cu implicatii pozitive/negative asupra performantelor ansamblului;
- Publicarea de articole cu descrierea solutiilor si datelor originale obtinute in noul context;

3. Elaborarea de modele fizice si matematice originale pentru procesele care implicate in bilantul termic in conditii criogenice, confruntarea acestora cu datele experimentale obtinute si rafinarea modelelor pana la consistenta si clarificarea aspectelor de interes, avand consecintele:

- Posibilitatea restrangerii ariei de conditii experimentale prin anticiparea solutiilor optime;
- Publicarea de articole si prezentarea de comunicari la conferinte nationale si internationale, cu descrierea modelelor originale elaborate si verificate;

4. Elaborarea unei tehnologii optimizate de izolare in conditii criogenice, avand consecintele:

- Avantaje economice ale potentialilor beneficiari din industrie;
- Realizarea unor componente ale izolatiilor criogenice folosind cele mai adecvate materiale

○ **Obiectivele etapei de executie;**

Elaborarea modelului de transmitere radiativa a caldurii prin izolatii multistrat, proiectarea sistemului criogenic de racire si a sistemului de control termic necesare investigarii superizolatiilor multistrat si a sistemului de achizitie de date. Diseminare date

○ **Rezumatul etapei**

In prima parte este studiat mecanismul de pierdere de frig prin cele trei moduri distincte: conductie, convecție și radiație, care în aplicațiile tehnice se combină în procese complexe de schimb de căldură. Sunt prezentate relațiile care descriu cantitativ aceste mecanisme, cu luarea în considerare a diversilor factori geometrici și de material atât în regim dinamic cât și în regim staționar.

O atenție deosebită este acordată conductiei, care are loc prin elementele de susținere și centrare a echipamentelor. Pierderea de frig prin convecție se poate aduce la un minim prin instalarea echipamentelor în încălziți vidate. Pierderea de frig prin radiație reprezintă cea mai

mare parte si este proportionala cu puterea a-4-a a temperaturii, care in cazul nostru este cea a mediului ambiant .

Solutia adoptata pentru reducerea pierderilor de frig este cea a ecranelor de radiatie . S-a studiat eficienta utilizarii ecranelor de radiatie in functie de numarul de ecrane. S-a concluzionat ca Eficienta acestor ecrane ,cunoscute si sub denumirea de superizolatii ,este optima la o densitate de 25 straturi /cm.Compactarea exagerata poate duce la cresterea conductivitatii stratului de 10-40 de ori.

In afara pierderilor de frig ,la analiza ciclurilor criogenice s-a acordat atentie si pierderilor de energie datorita transferului de caldura la o diferenta finita de temperatura si caderii de presiune in lungul schimbatorului de caldura.

Recipientii de capacitate mica, medie si mare folositi la scara industriala pentru transportul sau depozitarea fluidelor criogenice sunt construiti cu pereti dubli, intre recipientul interior si cel exterior creandu-se un spatiu care se foloseste ca izolator termic. Astfel, solutia constructiva pentru fixarea recipientului interior in cel exterior, dictata de rezistenta mecanica a ansamblului, creeaza inevitabil contact direct intre cele doua mantale, una calda, alta rece.

In scopul micșorării pe cât se poate a importanței acestui factor pentru protecția termică, se preconizează:

- constructia suportilor de asamblare intre cei doi recipienti(interior si exterior) ca piese tronconice, cu sectiune minima la rezervorul interior. In cazul recipientilor mai mici,sferici, aceasta asamblare se face prin suspendarea recipientului interior la cel exterior prin “gatul” necesar crearii orificiului de umplere al recipientului.
- In cazul pieselor din constructia suportilor, supuse la intindere, piesele construite din oteluri rezistente la frig, se alege otelurile ale caror rapoarte  $\lambda/\sigma_c$  sunt cat mai reduse. Pentru exemplificare se arata ca, in cazul otelurilor austenitice Cr-Ni, acest raport variaza intre  $1.17 \times 10^{-3}$  si  $1.87 \times 10^{-3}$  la temperatura de  $20^{\circ}\text{C}$  si intre  $0.26 \times 10^{-3}$  si  $0.68 \times 10^{-3}$  la temperatura de  $-196^{\circ}\text{C}$ .
- conductele dintre recipientul interior si cel exterior trebuie instalate in asa fel incat in stare de repaus, lichidul care se afla in zona calda a izolatiei, si nu ajunge in zona acelor conducte; in stare de repaus conductele trebuie sa se afle in zona corespunzatoare spatiului ocupat de vapori.

Dintre procedeele de izolare termica s-au studiat:

- utilizarea “in vid” a unor pulberi de substante prezentand valori  $\lambda$  reduse. Pulberea refractara introdusa intre cei doi pereti, pe de o parte, imparte acel spatiu in portiuni foarte reduse, iar vidul foarte avansat din acelasi spatiu, pe de alta parte, are ca urmare marirea parcursului liber mijlociu al moleculelor restului de gaz ramas neevacuat.
- procedeul de izolare prin utilizarea in vid de pulberi a unor anumite substante nu satisface cazul unor fluide criogenice caracterizate prin valori reduse ale caldurii latente de vaporizare. Pentru aceste cazuri se folosesc procedee de izolare termica care reduc si mai mult patrunderea caldurii in masa fluidului criogenic, si anume procedeul denumit prin “straturi refractare” sau procedeul prin “ecrane racite”.

Izolatiile termice in instalatiile criogenice are un rol major si ca atare trebuie sa i se acorde o atentie corespunzatoare. O privire generala asupra tipurilor de realizare a izolatiilor in criogenie, este urmarita in functie dispunerea materialului izolant in vid.

Sunt studiate de asemenea procesele de transmitere prin conductie a caldurii pentru geometrii concrete ale materialelor de tipul utilizat in cadrul proiectului: peretele plan si peretele cilindric.

In cadrul studiului s-au centralizat in mai multe tabele principalele caracteristici termice ale unor materiale de interes pentru sistemul de izolatie multistrat. Sunt centralizate astfel de date la diverse temperaturi pentru a putea fi folosite in calculele de proiectare in conditii cat mai apropiate de cele reale.

Tinand cont de toate considerentele si concluziile prezentate in prima parte a raportului stiintific si tehnic, in cadrul activitatii a 2-a s-a realizat un prim proiect pentru modelul experimental de transmitere prin conductie a caldurii prin izolatii multistrat.

○ **Descrierea stiintifica si tehnica, cu punerea in evidenta a rezultatelor etapei si gradul de realizare a obiectivelor;**

1. Studiul metodelor de racire criogenica.

Dezvoltarea domeniilor de varf ale tehnicii a creat un interes deosebit pentru instalatiile si procesele care permit obtinerea temperaturilor joase la care devine posibila lichefierea aerului ,hidrogenului ,heliului etc. O atentie deosebita se acorda domeniului de temperaturi al hidrogenului si heliului lichid ,deoarece la aceste temperaturi sunt create conditiile necesare functionarii aparaturii utilizate in radioelectronica , (amplificatoare cuantice ),tehnica de calcul (criotronul),energetica atomica si in constructia rachetelor.

Obtinerea industriala a temperaturilor joase are la baza destinderea adiabata a gazelor care poate fi efectuata prin doua metode :

-fara efectuare de lucru mecanic ,metoda care utilizeaza scaderea temperaturii gazului prin laminare adiabata in domeniului efectului Joule-Thomson pozitiv;

-cu efectuare de lucru mecanic prin destinderea gazului intr-un detentor cu piston sau turbodetentor.

Din punct de vedere termodinamic ,cea de-a doua metoda permite obtinerea frigului intr-un mod mai eficient ,pierderile cauzate de ireversibilitatea proceselor de lucru ale instalatiilor de lichefiere a gazelor echipate cu detentoare fiind mai reduse decat cele care caracterizeaza instalatiile bazate numai pe laminare .

Cele doua metode sus mentionate sunt caracterizate de:

1.-destinderea la entalpie constanta

$$d_i=0$$

2.-destinderea la entropie constanta

$$d_s=0$$

Destinderea la entalpie constanta este caracterizata de coeficientul Joule – Thomson:

$$\mu = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_i \quad (1.1)$$

Pentru ca unui gaz când se destinde ,la entalpie constanta,sa-I scada temperatura, coeficientul  $\mu$  trebuie sa fie pozitiv.Coefficientul  $\mu$  poate avea orice valoare ,el fiind o consecinta a abaterii de la comportarea ideala a gazelor,descrisa de relatia : $pV=RT$ .

Functia

$$\mu(T, P) = 0 \tag{1.2}$$

descrie curba de inversiune ,care desparte cele doua domenii in care ( $\mu$ )este pozitiv si respectiv negativ (fig.1)

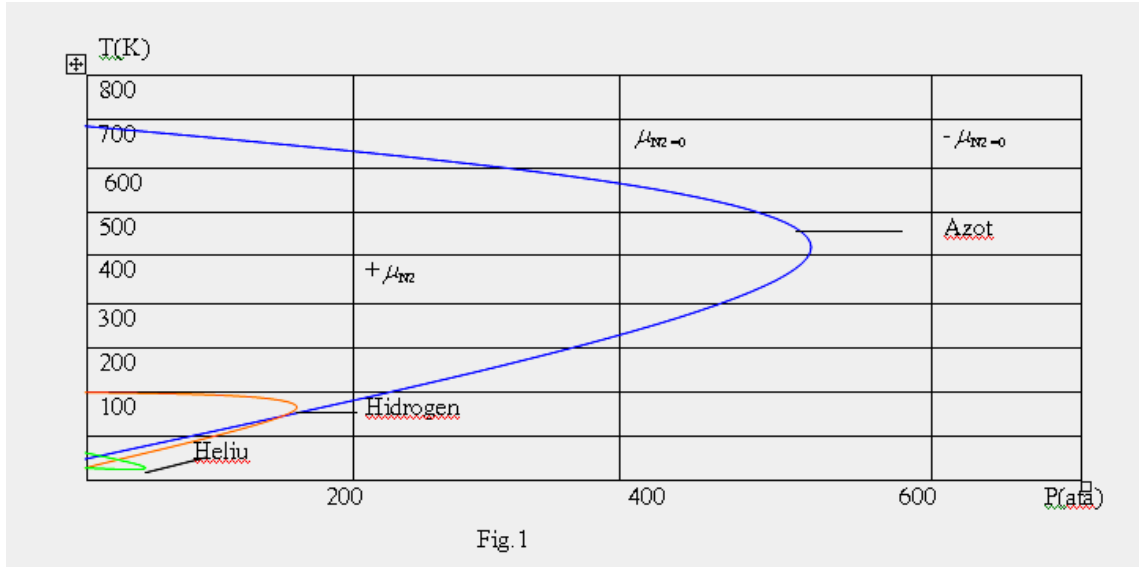


Fig.1

Pe diagrama din fig.1 putem observa ca gazul se raceste in interiorul curbelor de inversiune, ceea ce inseamna ca pentru anumite gaze este necesara preracirea lor(cum este cazul hidrogenului si heliului).

Destinderea la entropie constanta ,caracterizata de relatia:

$$\left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = \frac{v}{c_p} > 0 \tag{1.3}$$

reprezinta o curba monotona in sistemul de coordonate (T,P),raportul v/p fiind totdeauna pozitiv(fig.2).

$$\frac{T}{p^{\frac{1}{\kappa}}} = \text{const.}$$

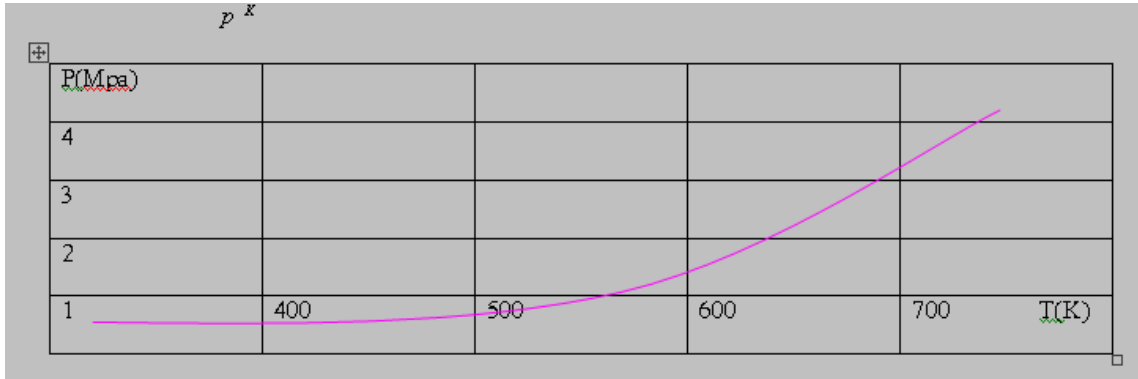


Fig.2

Destinderea la entropie constanta nu are limitari si a primit astfel un grad inalt de generalizare, prin utilizarea la inceput a detentoarelor cu piston si in ultima vreme, practic numai a turbodetentoarelor, care pentru instalatiile de lichefiere a heliului au atins performanta de 500000 de rot/min. si continua sa fie o preocupare principala a constructorilor de echipamente criogenice .

Caracteristic pentru criogenie este si caldura latentă de vaporizare ,care este cu atat mai mica cu cat temperatura de lichefiere este mai scazuta ,dupa cum se poate vedea si in fig.3.

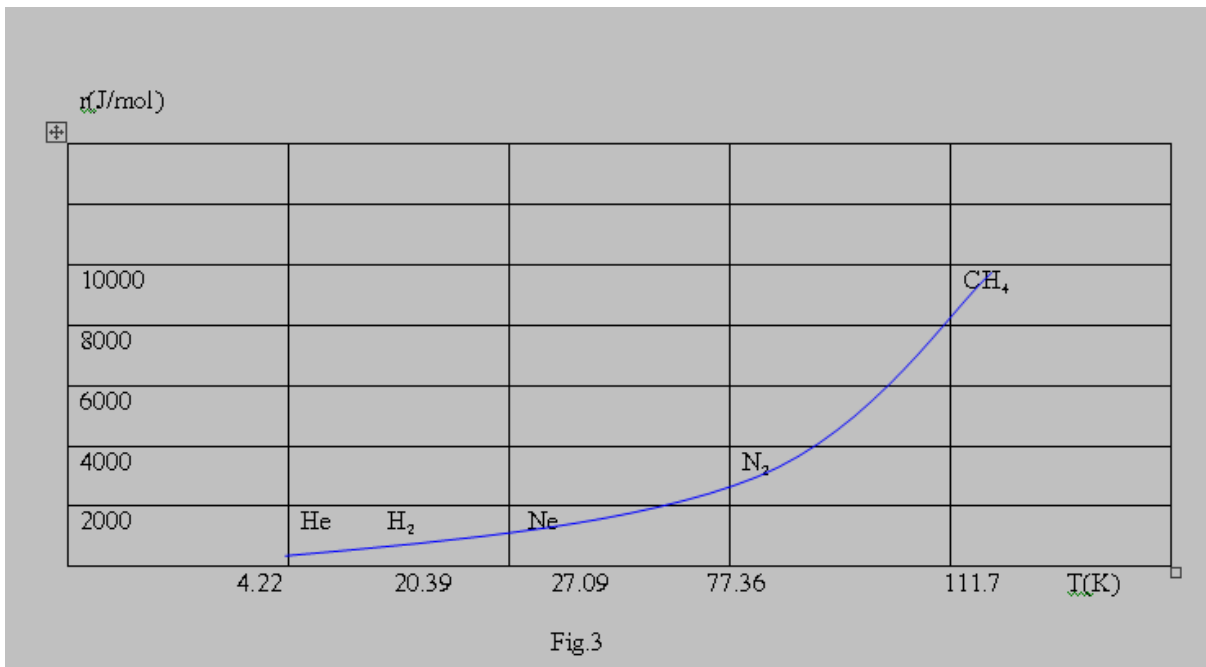


Fig.3

Un alt punct de vedere important este cel legat de pierderile de frig prin izolatii. Pierderile de frig se datoresc in principal convecției si radiatiei.O atentie deosebita trebuie acordata conductiei, care are loc prin elementele de sustinere si centrare a echipamentelor.



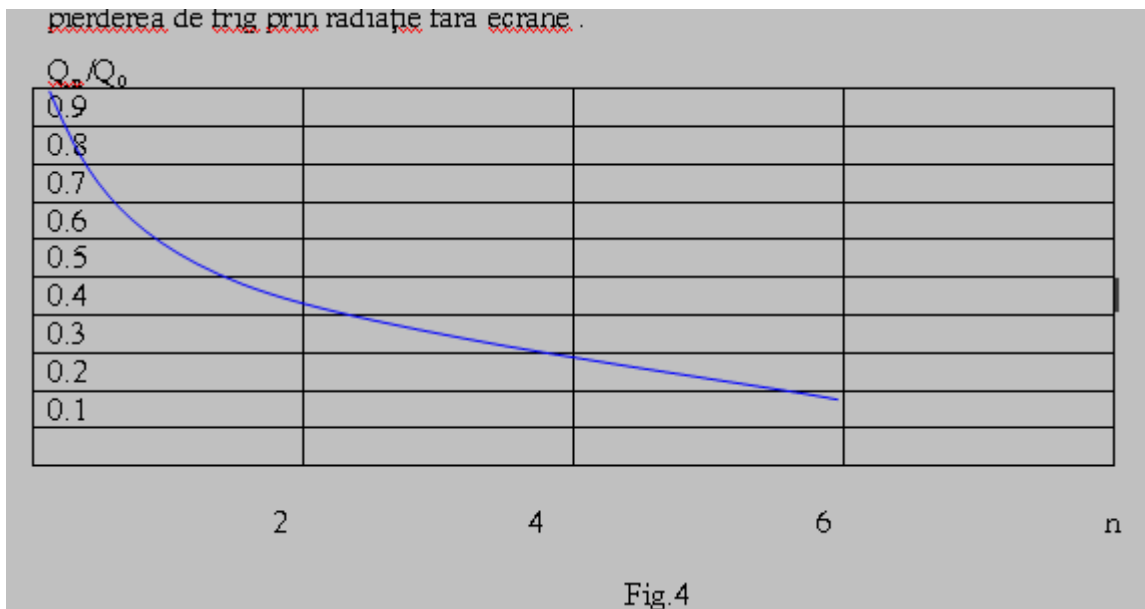
Pierderea de frig prin convecție se poate aduce la un minim prin instalarea echipamentelor în încălzi vidate. Pierderea de frig prin radiație reprezintă cea mai mare parte și se datorează tendinței de anulare a celui de-al doilea termen din relația :

$$Q_p = prop.(T_2^4 - T_1^4) \quad (1.4)$$

respectiv când  $T_1$  tinde la zero, pierderea de frig prin radiație este proporțională cu puterea a-4-a a temperaturii, care în cazul nostru este cea a mediului ambiant.

**Soluția adoptată pentru reducerea pierderilor de frig este cea a ecranelor de radiație.**

Eficiența utilizării ecranelor de radiație, independente poate fi urmărită în fig.4, unde s-a reprezentat pe ordonată raportul dintre pierderile de frig prin radiație în funcție de numărul de ecrane și pierderea de frig prin radiație fără ecrane.



Soluțiile practice se opresc la utilizarea a două, maxim trei ecrane.

O altă soluție pentru reducerea pierderilor de frig prin radiație, este utilizarea ecranelor multistrat. **Eficiența acestor ecrane, cunoscute și sub denumirea de superizolații, este optimă la o densitate de 25 straturi /cm.** Compactarea exagerată poate duce la creșterea conductivității stratului de 10-40 de ori.

La unități criogenice de volum foarte mare, se pot folosi și pulberile de vid, a căror eficiență este însă mai scăzută.

În afara pierderilor de frig, la analiza ciclurilor criogenice, trebuie să se dea o mare atenție la pierderile de exergie datorite transferului de căldură la o diferență finită de temperatură.

$$\Delta E_q = T_0 \frac{T_2 - T_1}{T_2 * T_1} \cdot \Delta Q \quad (1.5)$$

si caderii de presiune in lungul schimbatorului de caldura.

$$\Delta E_p = T_0 \int_0^{\Delta p} \frac{V_1}{T_1} d(\Delta p) \quad (1.6)$$

Deoarece  $T_1$  tinde catre zero ,minimizarea celor doua pierderi de exergie se obtine prin operarea schimbatoarelor de caldura la diferente cat mai mici de temperatura ,cerinta care necesita suprafete mari ale schimbatoarelor de caldura si realizari constructive ,pentru care caderea de presiune sa fie cat mai mica.

Practic aceste doua cerinte sunt indeplinite de schimbatoarele de caldura compacte multicanal.

### 1.1. Studiul transferului de caldura prin termoizolatii multistrat la temperaturi joase si foarte joase

Transferul de caldura reprezinta procesul spontan ireversibil de propagare a energiei termice in spatiu, proces prin care are loc schimbul de energie interna intre doua puncte sau regiuni ale mediului considerat, ca rezultat al unei diferente de temperatura intre acestea. Transferul de caldura respecta principiile termodinamicii: primul, care reprezinta conservarea energiei, si al doilea, care arata sensul natural de curgere a caldurii.

Schimbul de caldura se desfasoara prin trei moduri distincte: conductie, convecție si radiatie, care in aplicatiile tehnice se combina in procese complexe de schimb de caldura.

Elementul comun celor trei forme mentionate este miscarea continua a particulelor formand materia, iar mecanismul intim al fenomenelor depinde de starea de agregare a acesteia (solid sau fluid), de natura si specificul substantei, ca si de starea de miscare relativa a straturilor de material.

Procesele elementare de schimb de caldura au loc in doua moduri fundamental diferite, in functie de interactiunea prin contactul, direct sau nu, intre corpurile sau sistemele intre care se desfasoara transferul de energie:

- prin contactul direct intre straturile corpurilor, in cazul conductiei si convecției;
- prin propagarea de la distanta intre aceste corpuri, in cazul radiatiei.

*Conductia termica* este procesul molecular de transport al caldurii in interiorul unui mediu (solid, lichid, gazos) sau intre doua medii, fara transfer aparent de masa, datorita diferentei de temperatura in spatiul considerat. Conductia pura apare numai in corpurile solide opace.

Transmisia caldurii prin *convecție termica* are loc numai in medii fluide (lichide si gaze) si reprezinta procesul de transport al caldurii prin deplasarea unor mase de lichid sau gaz din regiuni cu temperatura ridicata catre regiuni cu temperatura coborata. In acest fel, convecția termica este un proces de transfer simultan de energie, masa si cantitate de miscare (impuls). Schimbul de caldura prin convecție este intotdeauna insotit de conductie, reprezentand in tehnica cazul cu aplicatiile cele mai frecvente. Dintre acestea se mentioneaza schimbul de caldura intre doua fluide separate printr-un perete despartitor.

*Radiatia termica* este procesul de propagare a caldurii sub forma de unde electromagnetice intre doua corpuri aflate in spatiu; transferul de caldura depinde de temperatura si proprietatile optice ale corpului si se bazeaza pe transformarea reciproca a energiei interne a corpului in radiatie termica. Fenomenele de transfer termic sunt variabile in timp, fiind in esenta lor procese ireversibile.

In fenomenele reale de transmitere a caldurii, cele trei moduri de transfer termic intervin in ansamblu, concomitent sau consecutiv, in proportii care variaza de la un caz la altul.

### 1.1.1 Transferul de caldura prin conductie termica

Conductia este procesul de transmitere a caldurii in interiorul unui corp sau intre corpuri aflate in contact direct, de la particula la particula, adica intre atomi si molecule.

Ecuatia cantitatii de caldura schimbata de un mediu este;

$$dQ = -\lambda \cdot S \cdot \frac{dT}{dx} \cdot d\tau \quad (1.7)$$

unde:  $dQ$  este caldura pe directia  $x$  transferata in intervalul de timp  $d$  prin suprafata  $S$ . Semnul minus al relatiei (1.7) rezulta din principiul al doilea al termodinamicii care afirma ca fluxul de caldura are intotdeauna sensul de la punctele cu temperatura mai mare, la punctele cu temperatura mai mica.

S-a considerat un element infinitesimal dintr-un mediu, element care are volumul  $(dx \cdot dy \cdot dz)$ . Vom determina ecuatia de transfer termic prin acest volum. Presupunem ca regimul este nestationar si ca avem surse interioare de caldura.

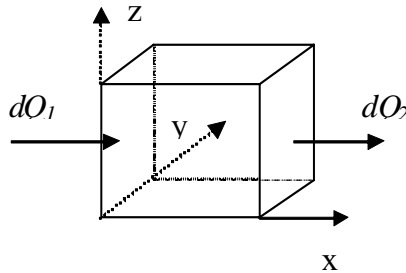


Fig. 2.1.

Scriem ecuatia de conservare a caldurii in intervalul de timp  $d$ . Caldura care intra in elementul infinitesimal pe directia  $x$ , notata cu  $dQ_{1,x}$ , va fi:

$$dQ_{1,x} = -\lambda \cdot dy \cdot dz \frac{\partial T}{\partial x} d\tau \quad (1.8)$$

Caldura care paraseste elementul considerat, notata cu  $dQ_{2,x}$ , va avea urmatoarea forma:

$$dQ_{2,x} = -\lambda \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left( T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right) d\tau = -\lambda \cdot dy \cdot dz \left( \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) d\tau \quad (1.9)$$

Pentru toate directiile  $x$ ,  $y$  si  $z$ , caldura care intra  $dQ_1$  si cea care paraseste elementul studiat,  $dQ_2$ , pot fi scrise astfel:

$$dQ_1 = \sum_{xyz} dQ_1; \quad dQ_2 = \sum_{xyz} dQ_2 \quad (1.10)$$

Caldura stocata  $dQ_3$  in volumul  $dV$  al elementului infinitesimal de densitate  $\rho$  si caldura specifica  $c_p$ , cand temperatura creste cu  $\Delta t$  in  $\Delta \tau$ , se poate scrie astfel:

$$dQ_3 = \rho \cdot c_p \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot d\tau \quad (1.11)$$

Am presupus la inceput ca avem surse interioare de caldura. Notam cu  $dQ_4$  caldura generata in elementul infinitesimal de aceste surse.

$$dQ_4 = q_v \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \quad (1.12)$$

unde  $q_v$  este caldura dezvoltata in unitatea de timp si de volum.

Legea conservarii energiei are urmatoarea forma:

$$dQ_1 + dQ_4 = dQ_2 + dQ_3; \quad (1.13)$$

ce intra si se genereaza ce iese si se stocheaza

Inlocuind in ecuatie (1.13)  $dQ_1$ ,  $dQ_2$ ,  $dQ_3$  si  $dQ_4$  cu relatii scrise mai sus, obtinem ecuatie conductiei:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_v \quad (1.14)$$

Generalizand ecuatie (1.14) o putem scrie sub urmatoarea forma:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \text{div}(\lambda \cdot \text{grad}T) + q_v \quad (1.15)$$

Ecuatie (1.15) reprezinta ecuatie lui Fourier care descrie fenomenul conductiei caldurii in forma cea mai generala. Pentru singularizarea cazurilor concrete studiate, se adauga conditiile la limita sau conditiile de unicitate, care sunt spatiale si de timp si care sunt specifice fiecarui sistem in parte.

### 1.1.2 Ecuatiile de baza ale convectiei termice

### ***Coeficientul de convecție***

Transmiterea caldurii prin convecție este influențată de patru categorii de factori:

A) *Natura miscării*, care depinde de cauza care o generează, și anume:

- Diferența de densitate a fluidului produsă de diferența de temperatură între diverse puncte ale acesteia; mișcarea este denumită liberă. Transferul de căldură între un perete și un fluid având acest tip de mișcare, poartă numele de convecție liberă.

- Efectul unei acțiuni mecanice exterioare care asigură mișcarea fluidului; mișcarea se numește forțată, iar transferul de căldură între un fluid cu acest tip de mișcare și un perete este denumit convecție forțată.

B) *Regimul de curgere*

Regimul de curgere a unui fluid se caracterizează cu ajutorul *criteriului Reynolds*:

$$Re = \frac{w \cdot l}{\nu} = \frac{w \cdot l \cdot \rho}{\eta} \quad (1.16)$$

unde:  $w$  - este viteza medie de curgere a fluidului, în m/s;

$l$  - lungimea caracteristică a curgerii, în m;

$\nu$  - vâzcozitatea cinematică a fluidului, în  $m^2/s$ ;

$\rho$  - densitatea fluidului, în  $kg/m^3$ ;

$\eta = \rho \nu$  - vâzcozitatea dinamică a fluidului, în  $Ns/m^2$ .

La curgerea prin canale circulare  $l=d$ , unde  $d$  este diametrul interior al canalului, iar în cazul secțiunilor de curgere necirculare  $l=d_{ech}$ , unde  $d_{ech}$  este diametrul hidraulic echivalent determinat cu relația:

$$d_{ech} = \frac{4S}{P} \quad (1.17)$$

în care:  $S$  - este secțiunea transversală de curgere, în  $m^2$ ;

$P$  - perimetrul udat de fluid, în m.

În funcție de valoarea numărului Reynolds se deosebesc următoarele regimuri de curgere:

a)  $Re = 0 \dots 2320$ , regim laminar;

b)  $Re = 2320 \dots 4000$  (10000), regim tranzitoriu;

c)  $Re > 4000$  (10000), regim turbulent.

Valoarea  $Re_{crit} = 2320$  poartă numele de număr Reynolds critic, caruia îi corespunde o anumită viteză critică  $w_{crit}$ .

În *curgerea laminară* fiecare particulă din fluid se deplasează în cadrul aceleiași straturi, paralel cu suprafața peretelui și cu traseul celorlalte particule; curgerea se desfășoară în straturi paralele, fără transfer de particule între acestea. Transferul de căldură se face cu precădere prin conducție termică, aportul mișcării de amestec fiind foarte redus.

În *curgerea turbulentă* particulele individuale din fluid au o mișcare dezordonată, cu o direcție și o viteză de deplasare permanent variabilă; mișcarea are o viteză rezultantă paralelă cu suprafața peretelui, dar suprapus peste aceasta există fluctuații continue de viteză care produc un transfer reciproc de particule între straturi. Transferul de căldură are loc prin conducție termică în stratul limită și prin transfer de masă și amestec de fluid în zona centrală a curgerii.

C) *Proprietățile fizice ale fluidului* influențează schimbul de căldură prin convecție, fiind dependente de temperatură și presiune.

D) *Forma si dimensiunile suprafetei de schimb de caldura* au un efect esential asupra procesului de convecție. Geometria suprafetei de schimb de caldura (plana, cilindrica sau in fascicul, nervurata, etc.) si orientarea acesteia fata de directia de curgere a fluidului afecteaza caracteristicile stratului limita si creaza conditii specifice de curgere si de transfer de caldura.

Legea lui Newton permite determinarea debitului de caldura schimbat prin convecție intre un perete si un fluid:

$$Q = \alpha \cdot S \cdot (T_p - T_f) \quad (1.18)$$

unde:  $\alpha$  este coeficientul de schimb de caldura prin convecție, in  $W/m^2 K$ ;

$S$  - suprafata de schimb de caldura, in  $m^2$  ;

$T_p, T_f$  - temperatura peretelui, respectiv fluidului, in K.

Pentru determinarea coeficientului de convecție se pot utiliza urmatoarele metode generale:

a) Analiza dimensionala este o metoda prin care se obtin informatii despre fenomen, pornind de la premiza ca fenomenul poate fi descris printr-o ecuatie dimensionala corecta si omogena intre anumite variabile. Principala limitare a acestei metode este aceea ca rezultatele obtinute de ea sunt incomplete si practic inutilizabile fara date experimentale.

b) Analiza matematica exacta a ecuatiilor stratului limita necesita detreminarea simultana a solutiilor ecuatiilor care descriu miscarea fluidului si transferul de energie in fluid.

c) Analiza aproximativa a stratului limita evita descrierea matematica exacta a curgerii si transferului de energie prin acesta, folosind in schimb ecuatii simplificate pentru distributia de viteza si de temperatura in stratul limita, care este analizat macroscopic prin metode integrale.

d) Analogia dintre transferul de caldura, masa si impuls reprezinta un instrument util in analiza proceselor turbulente.

Coeficientii de convecție sunt calculati, in general, prin relatii empirice criteriale, obtinute prin corelarea datelor experimentale cu ajutorul analizei dimensionale. Acestea sunt adimensionale, cele mai utilizate fiind Nusselt, Reynolds, Prandtl, Stanton, Grashof, Peclet.

Tabel 2.2.1.

Denumirea criteriului	Simbol	Relatia de calcul
Numarul Reynolds	$Re$	$Re = w l / \nu$
Numarul Prandtl	$Pr$	$Pr = \eta c_p / \lambda$
Numarul Peclet	$Pe$	$Pe = Re \cdot Pr$
Numarul Nusselt	$Nu$	$Nu = \alpha l / \lambda$
Numarul Stanton	$St$	$St = Nu / Re \cdot Pr$
Numarul Grashof	$Gr$	$Gr = g l^3 \beta \Delta T / \nu^2$

Semnificatia fizica a criteriilor adimensionale date in tabelul 2.2.1. este urmatoarea:

- Numarul Reynolds ( $Re$ ) caracterizeaza regimul de curgere a fluidului si se defineste ca raportul dintre fortele de inertie si fortele de viscozitate pentru unitatea de volum de fluid.
- Numarul Prandtl ( $Pr$ ) caracterizeaza proprietatile fizice ale fluidului si reprezinta raportul dintre difuzivitatea moleculara a impulsului si difuzivitatea moleculara a caldurii (raportul dintre campul de viteza si cel de temperatura).
- Numarul Peclet ( $Pe$ ) se defineste ca raportul dintre fluxurile de caldura transmise prin convecție, respectiv prin conductie la aceeasi diferenta de temperatura.
- Numarul Nusselt ( $Nu$ ) este raportul dintre rezistenta termica la conductie si rezistenta termica la convecție a fluidului.
- Numarul Stanton ( $St$ ) reprezinta raportul dintre debitul de caldura transmis prin convecție si debitul de caldura inmagazinat de fluid.
- Numarul Grashof ( $Gr$ ) intervine in procesele de convecție libera si caracterizeaza actiunea reciproca a fortelor ascensionale si a fortelor de viscozitate a fluidului.

### Ecuatiile diferentiale pentru curgerea fluidelor

Curgerea fluidelor, ca orice proces dinamic, este guvernata de ecuatia fundamentala a lui Newton:

*Forța = Masă x Acceleratie*

Pentru a obtine expresia acceleratiei, se va considera ca fluidului curge cu viteza  $v_x$  pe directia  $dx$  a unui element de volum, in intervalul de timp  $d\tau$ . Matematic, putem scrie acest lucru sub forma unei diferentiale totale:

$$dV_x = \frac{\partial V_x}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial V_x}{\partial x} dx \quad (1.19)$$

Primul termen din dreapta reprezinta viteza intr-un punct fix  $x$  exprimata in intervalul de timp  $d\tau$ , iar cel de-al doilea termen reprezinta diferenta de viteza la momentul de timp  $\tau$ , intre doua puncte, aflate la  $dx$ .

impartim relatia de mai sus la  $d\tau$ , si obtinem acceleratia locala:

$$\frac{dV_x}{d\tau} = \frac{\partial V_x}{\partial \tau} + \frac{\partial V_x}{\partial x} \cdot \frac{dx}{d\tau} = \frac{\partial V_x}{\partial \tau} + V_x \cdot \frac{\partial V_x}{\partial x} \quad (1.20)$$

Termenul  $V_x \cdot \frac{\partial V_x}{\partial x}$  reprezinta acea parte a acceleratiei care apare datorita faptului ca particulele luate in considerare vin dintr-o vecinatate, unde exista o viteza diferita. Acest termen poarta numele de acceleratie convectiva.

Daca fluidul are componente ale vitezei si pe directiile  $y$  si  $z$ ,  $v_y$  si  $v_z$ , atunci acceleratiile locale in aceste directii vor avea aceeasi forma, iar ecuatia (1.20) poate fi generalizata astfel:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{d\tau} &= \frac{\partial V_x}{\partial \tau} + \frac{\partial V_x}{\partial x} \cdot \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial V_x}{\partial y} \cdot \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \cdot \frac{dz}{d\tau} = \\ &= \frac{\partial V_x}{\partial \tau} + V_x \cdot \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \cdot \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \cdot \frac{\partial V_x}{\partial z} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Ecuatii similare exista si pentru  $\frac{dV_y}{d\tau}$  si  $\frac{dV_z}{d\tau}$ , urmand tipicul ecuatiei (1.21) prin variatia ciclica a lui  $x, y, z$  si  $v_x, v_y, v_z$ .

Fora totala care intervine in ecuatia fundamentala a lui Newton este compusa din trei tipuri diferite de forte, care actioneaza asupra elementului de volum al fluidului:

1. Fortele de inertie  $G_x, G_y, G_z$ , fortele de gravitatie.
2. Fortele dinamice  $P_x, P_y, P_z$ , fortele de presiune.
3. Fortele de frecare  $V_x, V_y, V_z$ , cauzate de vascozitate si frecarea cu peretii.

Stim ca masa raportata la volum este egala cu densitatea fluidului. Astfel, ecuatia lui Newton, aplicata pentru un element de volum al unui fluid in curgere, pentru cele trei coordonate, va fi de forma:

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial V_x}{\partial \tau} &= \rho \left( \frac{\partial V_x}{\partial \tau} + V_x \cdot \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \cdot \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \cdot \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) = G_x + P_x + V_x \\ \rho \frac{\partial V_y}{\partial \tau} &= \rho \left( \frac{\partial V_y}{\partial \tau} + V_x \cdot \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \cdot \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \cdot \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) = G_y + P_y + V_y \\ \rho \frac{\partial V_z}{\partial \tau} &= \rho \left( \frac{\partial V_z}{\partial \tau} + V_x \cdot \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y \cdot \frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z \cdot \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = G_z + P_z + V_z\end{aligned}\quad (1.22)$$

Nu reprezinta o dificultate in a exprima fortele  $G$  si  $P$ . in general, gravitatia actioneaza doar pe directia  $z$ , deci  $G_x$  si  $G_y$ . pot fi considerate nule.  $G_z$  poate fi exprimata cu ajutorul legii lui Arhimede:

$$G_z = g \cdot \rho_o - g \cdot \rho = g \cdot \rho \cdot \left( \frac{\rho_o}{\rho} - 1 \right) \quad (1.23)$$

Diferenta  $(\rho_o - \rho)$  pentru un fluid omogen corespunde diferentei de temperatura  $(T_o - T)$ .

Pentru orice fluid:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_o} + [1 + \beta \cdot (T - T_o)] \quad (1.24)$$

unde  $\beta$  este coeficientul termic de dilatare volumica. Astfel,

$$G_z = g \cdot \rho \cdot \beta (T - T_o) \quad (1.25)$$

Pentru gaze, in masura in care abaterile de la gazul ideal sunt neglijabile, avem:

$$\frac{\rho_o}{\rho} = \frac{T_o}{T} \Rightarrow \beta = \frac{1}{T_o} \Rightarrow G_z = g \cdot \rho \cdot \frac{T - T_o}{T_o} \quad (1.26)$$



Forța datorită diferenței de presiune pentru un fluid care curge, poate fi exprimată pe direcția  $x$  ca  $-\frac{\partial p}{\partial x} dx$ , relativ la lungimea  $dx$  și pentru secțiunea transversală perpendiculară pe direcția  $x$ . Pentru unitatea de volum:

$$P_x = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.27)$$

Este mai dificil de calculat forțele de frecare. Conform calculelor realizate de Stokes:

$$V_x = \mu \cdot \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \quad (1.28)$$

Ecuații similare s-au obținut și pentru  $v_y$  și  $v_z$ .

Pentru fluidele incompresibile, al doilea termen din ecuația (1.28) este zero. În acest caz ecuațiile care se obțin se numesc Navier. Dacă forțele  $V$  sunt nule, se obține sistemul Euler.

#### Ecuația de continuitate

Pe lângă ecuațiile Navier - Stokes trebuie satisfăcută condiția de continuitate. Fie un element infinitesimal de lichid, reprezentat în figura 1.1.

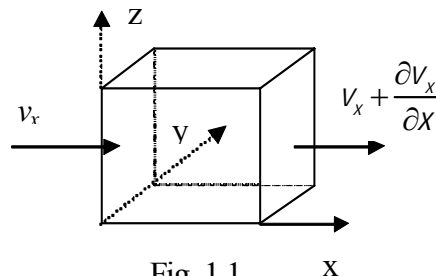


Fig. 1.1.

Masa de fluid care intră prin fața  $dy \cdot dz$  în intervalul de timp  $d\tau$  este:

$$dm_{1,x} = \rho \cdot v_x \cdot (dy \cdot dz) \cdot d\tau \quad (1.29)$$

iar masa de fluid care paraseste elementul de volum:

$$dm_{2,x} = \left( \rho \cdot v_x + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} dx + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \cdot (dy \cdot dz) \cdot d\tau \quad (1.30)$$

Ecuatii similare exista pentru masele  $(dm_{1,y}; dm_{2,y})$  si  $(dm_{1,z}; dm_{2,z})$  corespunzatoare directiilor  $y$  si  $z$ .

Astfel, masa totala care intra in intervalul de timp  $d\tau$  este:

$$dm_1 = dm_{1,x} + dm_{1,y} + dm_{1,z} \quad (1.31)$$

iar cea care iese:

$$dm_2 = dm_{2,x} + dm_{2,y} + dm_{2,z} \quad (1.32)$$

Deoarece densitatea poate varia in timp in elementul de volum considerat, va exista o cantitate stocata in acest element:

$$dm_3 = \frac{\partial \rho}{\partial \tau} (dx \cdot dy \cdot dz) d\tau \quad (1.33)$$

Conform legii conservarii energiei:

$$dm_1 - dm_2 = dm_3 \quad (1.34)$$

Prin inlocuire se obtine:

$$\begin{aligned} & -\rho \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) (dx \cdot dy \cdot dz) d\tau - \left( v_x \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \cdot \frac{\partial \rho}{\partial y} + v_z \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) (dx \cdot dy \cdot dz) d\tau = \\ & = \frac{\partial \rho}{\partial \tau} (dx \cdot dy \cdot dz) d\tau \end{aligned}$$

sau:

$$\rho \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \left( v_x \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \cdot \frac{\partial \rho}{\partial y} + v_z \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) = \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \quad (1.35)$$

Pentru fluide incompresibile, al doilea si al treilea termen dispar si ecuatia devine:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1.36)$$

#### Ecuatia diferentiaza pentru conductie intr-o substanta in miscare

Ecuatia generala a conductiei, dedusa in capitolul anterior, poate fi extinsa si pentru un fluid in miscare.

in acest caz, incrementul temperaturii pentru o particula de fluid in intervalul de timp  $d\tau$  va fi:

$$dT = \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial T}{\partial x} dx + \frac{\partial T}{\partial y} dy + \frac{\partial T}{\partial z} dz \quad (1.37)$$

Dar viteza sufera modificari in spatiu si timp. impartind prin  $d\tau$

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial T}{\partial y} \cdot \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial T}{\partial z} \cdot \frac{dz}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \quad (1.38)$$

Astfel,  $dQ_3$ , asa cum a fost el definit in capitolul conductiei, poate fi inlocuit de:

$$dQ_3 = \rho \cdot c_p (dx \cdot dy \cdot dz) dT = \rho \cdot c_p (dx \cdot dy \cdot dz) \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) d\tau \quad (1.39)$$

Deci, ecuatia generala va capata forma:

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{\rho \cdot c_p} \quad (1.40)$$

in aceasta ecuatie, termenii  $\left( v_x \frac{\partial T}{\partial x} \right), \left( v_y \frac{\partial T}{\partial y} \right), \left( v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right)$  sunt termeni convectivi,

analogi termenilor  $\left( v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)$  din ecuatia (1.22).

### 1.1.3 Transferul de caldura la radiatie

in timp ce in conductia termica si in convecție fenomenele pastreaza permanent caracterul de miscare moleculara, radiatia termica manifesta acest caracter numai la emisie si receptie, ca fenomen de suprafata, iar transmiterea de la distanta are ca suport unde electromagnetice.

Din spectrul total al radiatiilor numai cele cu lungime de unda cuprinsa intre aproximativ 0,4 si 400  $\mu$  produc in mod pregnant un efect termic.

Radiatia constituie o activitate permanenta a corpurilor, dependenta in primul rand de temperatura. Chiar si un corp mai rece radiaza caldura catre unul cu temperatura mai ridicata, dar fluxul emis este mai mic decat cel primit de la corpul mai cald.

Corpurile si suprafetele se comporta diferit din punctul de vedere al radiatiei termice. Pentru a evidentia acest aspect cantitativ se introduce notiunea de putere emisiva,  $E$ , reprezentand cantitatea totala de energie radiata in unitatea de timp, de unitatea de suprafata a unui corp incalzit avand temperatura  $T$  (K), in mediul ambiant cu temperatura zero absolut, in  $W/m^2$ .

La randul sau, intensitatea de radiatie  $I$ , reprezinta cantitatea de energie emisa prin radiatie de unitatea de suprafata de corp, in unitatea de timp, pentru o anumita lungime de unda, adica:

$$I_\lambda = \frac{dE}{d\lambda} \quad (1.41)$$

Considerand ca pe suprafata unui corp cade o cantitate de energie radianta  $Q$ , aceasta se distribuie in principiu in trei parti: o parte  $Q_A$  este absorbita, o alta parte  $Q_R$  este reflectata, iar restul,  $Q_D$ , traverseaza corpul. Conform legii conservarii energiei rezulta:

$$Q_A + Q_R + Q_D = Q \quad (1.42)$$

impartind prin  $Q$ , ecuatia (1.42) va avea urmatoarea forma:

$$\frac{Q_A}{Q} + \frac{Q_R}{Q} + \frac{Q_D}{Q} = A + R + D = 1 \quad (1.43)$$

unde  $A$ ,  $R$ ,  $D$  se numesc factori energetici de absorbtie, reflectie si, respectiv, de transmisie.

Fiecare din acesti factori poate varia intre 0 si 1. Rezulta urmatoarele cazuri limita:

a)  $R=1$ ,  $D=0$ ,  $A=0$  este cazul corpului alb, care are proprietatea de a reflecta toate radiatiile termice receptionate de suprafata sa;

b)  $A=1$ ,  $R=0$ ,  $D=0$  este situatia corpului negru (negru absolut) care absoarbe toate radiatiile termice primite. Corpul negru este caracterizat totodata prin putere emisiva maxima pentru o temperatura data.

c)  $D=1$ ,  $A=0$ ,  $R=0$  corespunde corpului diaterm, care permite traversarea tuturor radiatiilor incidente.

in natura nu exista corpuri absolut negre sau diaterme, ci numai corpuri cu proprietati apropiate de unul sau altul din acestea. Majoritatea corpurilor solide si lichide sunt nepenetrante pentru radiatiile termice ( $D=0$ ), fiind astfel caracterizate prin conditia  $A+R \cong 1$ . Acestea poarta numele de corpuri atermene.

### 1.1.4 Legile radiatiei

#### Legea lui Planck

Problema importanta de a determina modul in care energia emisa de un corp depinde de temperatura a fost solutionata de M. Planck care a enuntat si fundamentat urmatoarea lege pentru corpul negru:

“Energia radiata  $E$  de un corp negru in intervalul spectral cuprins intre lungimile de unda  $\lambda$  si  $\lambda+d\lambda$  este functie numai de lungimea de unda si de temperatura  $T$  a corpului”:

$$E = f(\lambda, T) \quad (1.44)$$

Conform relatiei (1.41) si intensitatea de radiatie  $I$  este o functie de lungimea de unda si de temperatura corpului. Pentru diferite corpuri care radiaza, intensitatea de radiatie pentru aceeasi temperatura si pentru aceeasi lungime de unda este diferita; totusi, pentru fiecare lungime de unda si pentru fiecare temperatura exista o limita a intensitatii de radiatie si anume cea corespunzatoare corpului negru. Intensitatea radiatiei corpului negru absolut la o temperatura  $T$  poate fi determinata prin relatia dedusa de Planck:

$$I_{\lambda_0} = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (1.45)$$

in care:  $\lambda$  este lungimea de unda, in m;

$T$  - temperatura absoluta a corpului, in K;

$C_1$ - constanta egala cu  $3,21 \cdot 10^{-16}$  kcal·m<sup>2</sup>/h= $3,74 \cdot 10^{-16}$  W/m<sup>2</sup>;

$C_2$ - constanta egala cu  $1,44 \cdot 10^{-2}$  m·grd.

Pentru o lungime de unda data, intensitatea de radiatie creste odata cu temperatura absoluta.

Considerand doua lungimi de unda  $\lambda$  si  $\lambda+d\lambda$  puterea de radiatie pentru variatia de unda  $d\lambda$  are forma:

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I_{\lambda_0} \cdot d\lambda \quad (1.46)$$

Desi aceasta energie nu este numai de natura caldurii, daca se observa ca razele calorice ocupa tocmai intervalul cu suprafata maxima din spectru, se poate calcula cu o buna aproximatie integrala de-a lungul intregului spectru, de la zero la infinit.

#### Legea lui Wien

Din relatia (1.45) se poate observa ca la o anumita temperatura  $T$ , intensitatea de radiatie prezinta un maxim pentru o anumita lungime de unda, pe care o notam cu  $\lambda_{max}$ . Odata cu cresterea temperaturii, acest maxim se deplaseaza spre lungimi de unda mici. Dupa Wien produsul dintre  $\lambda_{max}$  si temperatura absoluta  $T$ , este o constanta si anume:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2,897 \cdot 10^{-3} \quad (1.47)$$

Relatia de mai sus se poate obtine din legea lui Planck punand conditia  $\frac{dI_{\lambda_0}}{d\lambda} = 0$ .

#### Legea lui Stefan-Boltzmann

Aceasta lege a fost stabilita experimental de catre Stefan si demonstrata teoretic de Boltzmann, inainte de enuntarea legii lui Planck. Ea stabileste puterea emisiva a corpului negru:

$$E_0 = C_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4 \quad (1.48)$$

in care  $C_0$  este coeficientul de radiatie al corpului negru.

Spectrele de radiatie ale corpurilor reale, diferite de cel al corpului negru, se caracterizeaza prin aceea ca, asa cum s-a aratat, intensitatea lor de radiatie nu depaseste valoarea  $I$  la aceeasi lungime de unda si aceeasi temperatura. Din acest punct de vedere, deosebim doua situatii si anume:

a) corpurile care prezinta spectre de radiatie selective (discontinue), caracterizate prin aceea ca, pentru anumite intervale de lungimi de unda, intensitatea de radiatie este nula; in aceasta categorie se incadreaza, corpurile gazoase;

b) corpurile numite cenusii, caracterizate prin aceea ca, indiferent de lungimea de unda pentru o anumita temperatura data, intensitatea de radiatie  $I_{\lambda_0}$  adica:

$$\varepsilon = \frac{I_\lambda}{I_{\lambda_0}} \quad (1.49)$$

Valoarea  $\varepsilon$  se numeste factor energetic de emisie al corpului cenusiu ( $\varepsilon \leq 1$ ).

Tinand seama de relatia (1.48), legea lui Stefan-Boltzmann aplicata corpului cenusiu devine:

$$E = C \left( \frac{T}{100} \right)^4 \quad (1.50)$$

unde  $C$  este coeficientul de radiatie al corpului cenusiu

$$C = \varepsilon \cdot C_0 \quad (1.51)$$

Majoritatea corpurilor solide, cu exceptia metalelor, pot fi considerate cu aproximatie corpuri cenusii.

Legea lui Stefan-Boltzmann este valabila pentru corpurile a caror curba de intensitate este geometric asemenea cu aceea a corpului negru, respectiv pentru corpurile cenusii.

#### Legea lui Kirchhoff

Kirchhoff a stabilit legatura intre puterea emisiva si factorul energetic de absorbtie  $A$  al unui corp aflat in echilibru termic. Pentru a gasi aceasta relatie se considera doua corpuri I si II (fig. 1.2), cu aceeasi temperatura  $T$ , avand suprafete plane si paralele situate la o distanta foarte mica in raport cu dimensiunile lor. Corpul I este cenusiu si are factorul energetic de absorbtie  $A_1$ , iar corpul II este negru ( $A_0=1$ ).

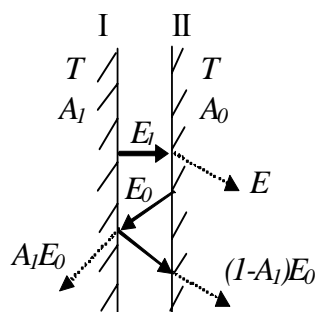


Fig 1.2

Din bilantul energetic al corpului negru rezulta:

$$E_1 + (1 - A_1) E_0 = E_0 \quad (1.52)$$

Sau

$$\frac{E_1}{A_1} = E_0 \quad (1.53)$$

Relatia (1.53) este valabila pentru orice corp si, ca atare, se poate scrie:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \dots = \frac{E_0}{A_0} = E_0 \quad (1.54)$$

Se poate deci enunța legea lui Kirchoff astfel: raportul dintre puterea de emisie  $E$  și factorul energetic de absorbție  $A$  este identic pentru toate corpurile și egal cu puterea de emisie a corpului negru la aceeași temperatură; valoarea raportului depinde numai de temperatură.

Folosind expresia (2.4.10) se poate ajunge la o altă formă a acestei legi:

$$\frac{C_1}{A_1} = \frac{C_2}{A_2} = \dots = \frac{C_0}{A_0} = C_0 \quad (1.55)$$

ceea ce înseamnă că raportul dintre coeficientul de radiație  $C$  și factorul energetic de absorbție  $A$  a aceluiași corp, pentru o temperatură dată, are aceeași valoare, independent de natura corpului.

Pe baza relațiilor (1.51) și (1.55) rezultă:

$$\varepsilon = A \quad (1.56)$$

Asadar, la aceeași temperatură factorul energetic de emisie al oricărui corp este numeric egal cu factorul energetic de absorbție.

### Legea lui Lambert

Radiația unui punct este aceeași în toate direcțiile. Radiația unei suprafețe se emite în toate direcțiile, însă cea mai mare energie o poartă radiația normală pe suprafața dată.

Energia radiantă  $E_\varphi$  după o direcție ce formează cu normala la suprafața unghiul  $\varphi$  se exprimă în funcție de energia radiantă pe direcția normalei la suprafața  $E_n$  astfel:

$$E_\varphi = E_n \cdot \cos \varphi \quad (1.57)$$

Legea lui Lambert este valabilă numai pentru corpurile negre sau când suprafața radiază difuz, respectiv când razele reflectate sunt dispersate, așa cum se întâmplă pe suprafețele mate.

Multe corpuri reale se abat de la legea cosinusului, de exemplu metalele, la care radiația pe o direcție oblică este mai mare decât pe cea normală.

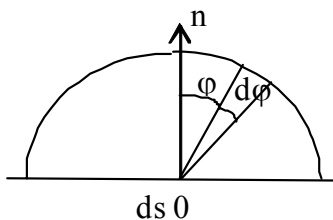


Fig. 1.3.

înconjurând elementul de suprafață  $dS$  (fig. 1.3) cu o jumătate de sferă, putem scrie relația:

$$E = E_n \cdot \pi \quad (1.58)$$

în care:  $E$  este puterea emisivă corespunzătoare tuturor direcțiilor;

$E_n$  - puterea emisivă pe direcția

normală.

### Legea distanței

Intensitatea de radiatie a unei surse punctiforme, scade cu patratul distantei la sursa. Daca  $I_1$  este intensitatea la 1 m distanta de sursa, intensitatea  $I$  la distanta  $r$  (m) este:

$$I = \frac{I_1}{r^2} \quad (1.59)$$

Aceasta lege nu este valabila cand sursa este mare in intindere in raport cu distanta. Astfel, pentru suprafete infinite, intensitatea de radiatie nu scade cu cresterea distantei la sursa, ci este independenta de aceasta distanta.

### 1.1.5 Procesul complex de schimb de caldura

Majoritatea cazurilor practice de schimb de caldura intre doua fluide implica un perete despartitor, astfel incat transferul caldurii se realizeaza prin actiunea combinata a conductiei, convecției și radiatiei.

in practica apar doua cazuri distincte:

a) Procese de schimb de caldura la temperaturi coborate, unde radiatia poate fi neglijata.

b) Procese de schimb de caldura la temperaturi ridicate, in care intervine și fenomenul de radiatie.

in aceste conditii, schimbul de caldura intre doua fluide printr-un perete despartitor are loc astfel:

- intre fluid și perete prin convecție și eventual radiatie;

- prin perete, prin conductie.

Pentru a tine seama de toate aceste elemente se definește un *coeficient global de schimb de caldura*, cu ajutorul caruia se scrie ecuatia debitului de caldura schimbat intre doua fluide printr-un perete despartitor:

$$dQ = k_s^3 \Delta T^3 dS = k_L^3 \Delta T^3 dL$$

$$Q = k_s^3 S^3 \Delta T_{med} = k_L^3 L^3 \Delta T_{med}$$

unde:  $k_s, k_L$  - coeficientul global de schimb de caldura raportat la suprafata de schimb termic, in  $W/m^2 \cdot ^\circ C$ , respectiv la lungime, in  $W/m \cdot ^\circ C$ ;

$S, L$  - suprafata de transfer, in  $m^2$ , respectiv lungimea, in m;

$\Delta T$  - diferenta de temperatura pe elementul de suprafata, respectiv lungime elementara;

$\Delta T_{med}$  - diferenta medie de temperatura.

### 1.1.6 Transferul de caldura intre doua fluide prin pereti despartitori

Cele doua cazuri practice de schimb de caldura: prin convecție sau prin convecție și radiatie, se pot reduce la unul singur, prin considerarea unui singur coeficient de schimb de caldura, care corespunzator are valorile:

a)  $\alpha = \alpha_{conv}$  daca schimbul de caldura se face numai prin convecție;

b)  $\alpha = \alpha_{conv} + \alpha_{rad}$  daca schimbul de caldura se face prin convecție și radiatie termica.

Pentru determinarea coeficientului  $\alpha_{rad}$  se pot folosi relatiile din legea lui Stefan-Boltzmann:



$$\alpha_{rad} = e \cdot C_0 \cdot \left[ \left( \frac{T_f}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_p}{100} \right)^4 \right] / (T_f - T_p) \quad (1.60)$$

unde  $e$  - factorul de emisie al peretelui  
 $C_0$  - coeficientul de radiatie al corpului negru  
 $T_f, T_p$  - temperatura fluidului, respectiv peretelui.

3. Consideratii privind constructia recipientilor de transport si depozitare pentru fluide criogenice.

## 1.2 Protectia termica prin superizolatii

Protectia termica trebuie sa asigure valori minimale ale patrunderilor de caldura din spatiul ambiant in masa fluidului criogenic continut de recipient, la diferente de temperatura de ordinul a 200 grade. Calitatea protectiei termice, la aceste grele conditii, este influentata de trei factori importanti:

- “legaturile calde” datorate constructiei recipientului;
- izolatia intre cei doi pereti ai recipientului;
- durata eficientei izolatiei.

### 1.2.1 Legaturile calde

Recipientii de capacitate mica, medie si mare folositi la scara industriala pentru transportul sau depozitarea fluidelor criogenice sunt construiti cu pereti dubli, intre recipientul interior si cel exterior creindu-se un spatiu care se foloseste ca izolator termic. Astfel, solutia constructiva pentru fixarea recipientului interior in cel exterior, dictata de rezistenta mecanica a ansamblului, creeaza inevitabil contact direct intre cele doua mantale, una calda, alta rece. in scopul micșorării pe cit se poate a importanței acestui factor pentru protectia termica, se recomanda:

- constructia suportilor de asamblare intre cei doi recipienti(interior si exterior) ca piese tronconice, cu sectiune minima la rezervorul interior. in cazul recipientilor mai mici,sferici, aceasta asamblare se face prin suspendarea recipientului interior la cel exterior prin “gitul” necesar crearii orificiului de umplere al recipientului.
- in cazul pieselor din constructia suportilor, supuse la intindere, piesele construite din oteluri rezistente la frig, se aleg otelurile ale caror rapoarte  $\lambda/\sigma_c$  sunt cit mai reduse. Pentru exemplificare se arata ca, in cazul otelurilor austenitice Cr-Ni, acest raport variaza intre  $1.17 \times 10^{-3}$  si  $1.87 \times 10^{-3}$  la temperatura de  $20^0C$  si intre  $0.26 \times 10^{-3}$  si  $0.68 \times 10^{-3}$  la temperatura de  $-196^0C$ .
- conductele dintre recipientul interior si cel exterior trebuie instalate in asa fel incit in stare de repaus, lichidul care se afla in zona calda a izolatiei, sa nu ajunga in zona acelor conducte; in stare de repaus conductele trebuie sa se afle in zona corespunzatoare spatiului ocupat de vapori.

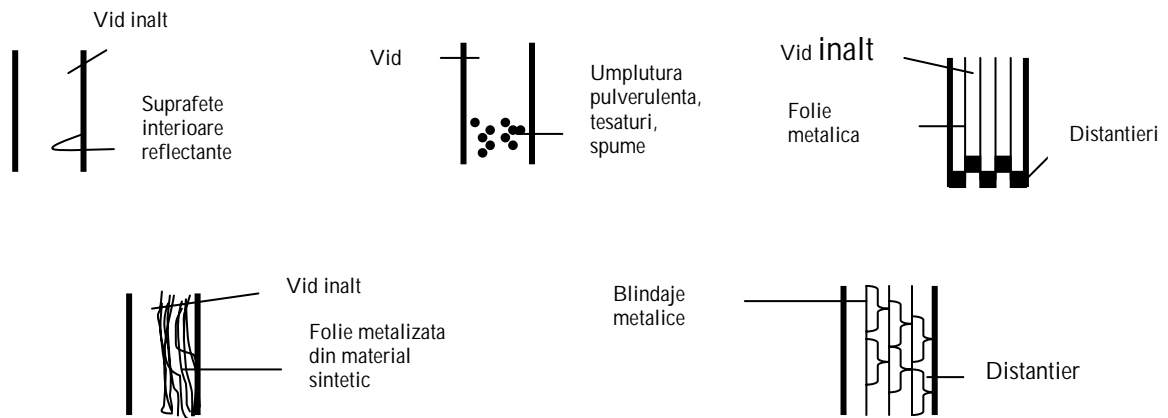
### 1.2.2 Izolatia intre cei doi pereti ai recipientului

Dintre procedeele de izolare termica amintim:

- utilizarea “in vid” a unor pulberi de substante prezentind valori  $\lambda$  reduse. Pulberea refractara introdusa intre cei doi pereti, pe de o parte, imparte acel spatiu in portiuni foarte reduse, iar vidul foarte avansat din acelasi spatiu, pe de alta parte, are ca urmare marirea parcursului liber mijlociu al moleculelor restului de gaz ramas neevacuat.

- procedeul de izolare prin utilizarea in vid de pulberi a unor anumite substante nu satisface cazul unor fluide criogenice caracterizate prin valori reduse ale caldurii latente de vaporizare. Pentru aceste cazuri se folosesc procedee de izolare termica care reduc si mai mult patrunderea caldurii in masa fluidului criogenic, si anume procedeul denumit prin “straturi refractare” sau procedeul prin “ecrane racite”.

Izolatia termica in instalatiile criogenice are un rol major si ca atare trebuie sa i se acorde o atentie corespunzatoare. O privire generala asupra tipurilor de realizare a izolatiilor in criogenie, poate fi urmarita in figura de mai jos, elementul comun fiind disponerea materialului izolant in vid.



Vidul fiind practic o caracteristica comuna a izolatiilor termice in criogenie, pentru calculul caldurii schimbata intre doua suprafete,  $A_1$  suprafata rece si  $A_2$  suprafata calda care cuprinde pe cea rece, trebuie tinut cont de lungimea drumului liber al particulei 1 si de distanta intre cele doua suprafete, calda si rece,d.

Pentru  $l \gg d$  si  $p < 0.1$  Pa

$$Q = A_1 a K p (T_2 - T_1) \quad (1.61)$$

cu:

$$K = (R / 8\pi M T)^{1/2} (k + 1 / k - 1) \quad (1.62)$$

si

$$a = [a_1^{-1} + A_1/A_2(a_2^{-1} - 1)]^{-1} \quad (1.63)$$

in relatiile (1.61),(1.62),(1.63) p este presiunea, R constanta gazului, M greutatea moleculara, k coeficientul adiabatic si a<sub>i</sub> sunt coeficientii de acomodare. Tabelul 1 expliciteaza valorile constantelor de mai sus.

**Tabelul 1**

Gaz	T <sub>2</sub> (K)	T <sub>1</sub> (K)	a <sub>2</sub>	a <sub>1</sub>	k	K (Wm <sup>-2</sup> Pa <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
N <sub>2</sub>	300	80	0.8	1	1.405	1.192
O <sub>2</sub>	300	80	0.8	1	1.396	1.137
H <sub>2</sub>	300	80	0.3	0.5	1.408	4.417
H <sub>2</sub>	80	20	0.5	1	1.63	3.125
<sup>4</sup> He	20	4	0.6	1	1.67	2.116

Caldura schimbata prin radiatie inte suprafata rece A<sub>1</sub> si suprafata calda A<sub>2</sub> care o infasoara este:

$$Q = e A_1 \sigma (T_2^4 - T_1^4) \quad (1.64)$$

$$Q = Ae \sigma (T_2^4 - T_1^4)/2(n+1)$$

cu

$$e = [e_1^{-1} + A_1/A_2(e_2^{-1} - 1)]^{-1} \quad (1.65)$$

unde e este gradul de emisie a suprafetei si σ constanta lui Stefan - Boltzmann cu valoarea

$$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4} \quad (1.66)$$

Pentru simplificare, daca se considera ca fiecare ecran are acelasi grad de emisie e si aceeasi suprafata A, caldura transmisa va fi

$$Q = A \epsilon \sigma (T_2^4 - T_1^4) / 2(n+1) \quad (1.67)$$

Gradul de emisie e pentru diferite materiale este dat in tabelul 2.

Tabelul 2

Material	Temperatura suprafetei		
	300K	80K	4K
Aluminiu			
poleit electrolitic	0.03		0.018
comercial	0.011		
cu strat de oxid 0.25μm		0.05	
cu strat de oxid 1μm	0.06		
cu strat de oxid 7μm	0.30		
	0.75		
Aur			
Folie 40 μm		0.01	
5 μm pe otel inox		0.025	
12 μm pe sticla sau plexiglas		0.016	
Cupru			
poleit mecanic	0.03	0.019	0.015
poleit electrolitic		0.15	0.006
oxid negru	0.78		
Alama			
poleit mecanic		0.046	
poleit electrolitic			0.018
oxidat	0.60		
Argint			
poleit	0.022	0.006÷0.01	0.004
pe otel inox cupratsau nichelat		0.007	

Otel si fier		
otel 316 poleit		0.027÷0.045
otel	0.08	0.048
fonta poleita	0.21	
fonta oxidata	0.63	
Folie de mylar metalizata		
Aluminiu		0.023
Aur		0.018
Cupru		0.014
Argint		0.012

O simplificare in calculul izolatiilor termice este introducerea notiunii de conductibilitate efectiva, care cu notatiile cunoscute este

$$\lambda_{ef} = Qd / A_1(T_2 - T_1) \quad (1.68)$$

La dimensionare este necesar sa se tina cont ca

$$T_2 > T_1 \quad (1.69)$$

unde  $T_s$  este temperatura punctului de roua.

Aceasta conditie se determina cu relatia

$$(\lambda_{ef} / d)(T_2 - T_1) = \alpha(T_a - T_2) \quad (1.70)$$

cu  $\alpha$  coeficientul de transmitere al caldurii la suprafata in contact cu mediul inconjurator si  $T_a$  temperatura aerului.

in tabelul 3 sunt date proprietatile materialelor izolante in stare neevacuata, respectiv  $\lambda_{ef}$  determinat intre 300÷90K si sub presiunea atmosferica.

Tabelul 3

<b>Material</b>	<b>Densitate</b> $\rho$ ( $\text{kgm}^{-3}$ )	<b>Diametrul</b> <b>particulelor</b> <b>(mm)</b>	$\lambda_{ef}$ <b>(<math>10^{-2}\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}</math>)</b>
Pulbere		0.1÷1	2.6

Perlita	50	<0.1	4.4
Perlita	210	$10^{-4}$	1.9
Silica Aerogel	80		
Tesaturi			
Vata din fibre de sticla	110	$10^{-3}$	2.5
Vata minerala	130÷320	$10^{-2}÷10^{-1}$	2.9÷4.3
Material preformat			
Spuma de sticla	170		5.2
Pluta	110		3.2
Polystyrol	15		2.4
Polyuretan	49		2.5

in tabelul 4 sunt date proprietatile materialelor izolante in vacuum.

Tabelul4

<b>Material</b>	<b>Densitate <math>\rho</math> (kgm<sup>-3</sup>)</b>	<b>Diametrul particulelor (mm)</b>	<b>T<sub>2</sub> (K)</b>	<b>T<sub>1</sub> (K)</b>	<b><math>\lambda_{ef}</math> (10<sup>-2</sup>Wm<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>)</b>
Pulbere					
Perlita	139	< 0.1	304	76	10
Perlita	139	< 0.1	304	20	6.5
Perlita	139	< 0.1	76	20	2
Perlita	139	< 0.1	76	4	0.8
Perlita	64	0.1÷1	303	77	19
Silica Aerogel	80	$10^{-4}$	303	77	16
Tesaturi					
Vata din fibra de	50		303	77	17

sticla					
Vata din fibre de sticla	240		303	77	5.6
Pulbere cu metal					
Silica Aerogel	170		300	76	4.8
Al 5μm 50% masice	170		300	20	3.8
Silica Aerogel	180		304	90	3.7
Cu-pulbere 50% masice	180		294	20	3.1

Se atentioneaza ca pulberea de aluminiu este inflamabila si pulberea de cupru se oxideaza reducandu-si eficienta.

Supraizolatiile realizate din folii prezinta o valoare minima pentru  $\lambda_{ef}$  la un anumit numar de straturi, datorita efectului opus dintre cresterea gradului de izolatie cu numarul de straturi si cresterea in acelasi timp al unui scurt circuit termic prin conductie transversala.

Supraizolatia se recomanda a fi utilizata doar pina la nivelul temperaturii  $T^*$ ; sub aceasta temperatura izolatia termica prin vacuum este mai economica. Daca se considera ca

$$A_2 / A_1 \approx 1 \quad (1.71)$$

$$e_1 = e_2 = e \quad (1.72)$$

determinarea temperaturii  $T^*$  se face cu relatia

$$Q / A = (\lambda_{ef} / d)(T^* - T_1) = \sigma e(T^{*4} / 2 - T_1^4 / 2) \quad (1.73)$$

in tabelul 5 sunt date proprietatile materialelor supraizolante si raportul dintre conductibilitatile termice in lungul foliilor  $\lambda_{||}$  si perpendicular pe folii  $\lambda_{\perp}$ , ceea ce demonstreaza cit de anizotrop se comporta izolatia din punct de vedere a conductibilitatii.

Tabelul 5

Material	n (nr. de straturi/1 cm)	Densitate $\rho$ (kg/m <sup>-3</sup> )	T <sub>2</sub> (K)	T <sub>1</sub> (K)	$\lambda_{ef}$ (μWm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$\lambda_{  }/\lambda_{\perp}$
Folii de metal 6μm Al SI44	18	75	300	20	35	10 <sup>5</sup>

0.15mm hirtie din fibre de sticla	SI62	25	88	300	20	31	÷
	SI91	36	120	300	20	17	10 <sup>6</sup>
25µm Al		26	120	300	77	70	
0.2mm		26	120	300	20	50	
Folii din material sintetic metalizat							
Folie de mylar 8µm		28	25	300	77	66	10 <sup>3</sup>
cu Al profilat, tip NRC-2		35	30	300	77	42	÷
Ambele folii din Al cu distantier profilat tip Dimplar		12		300	77	42	10 <sup>4</sup>

O privire generala asupra izolatiilor termice in criogenie, poate fi urmarita in figura 1.4. Domeniul de temperaturi la care se refera este 300 ÷ 80K.

Din practica, pentru dimensionarea ecranelor si a sistemelor de sprijinire si atinere (tiranti) se fac urmatoarele recomandari:

1 - incarcarea termica a suprafetelor ecranelor

Agent de racire	He lichid	N <sub>2</sub> lichid
incarcare termica specifica	0.5W/m <sup>2</sup>	450W/m <sup>2</sup>
Consum	0.7l LHe/hm <sup>2</sup>	10l LHe/hm <sup>2</sup>
Temperatura	4.2K	77K

2 - Energia termica specifica extrasa pentru racirea metalelor, in kJ/kg

Temperatura	Aluminiu	Otel inox	Cupru
300K→80K	16.1	78.0	73.6
300K→20K	9.3	4.3	6.0
300K→4.2K	0.05	0.03	0.03



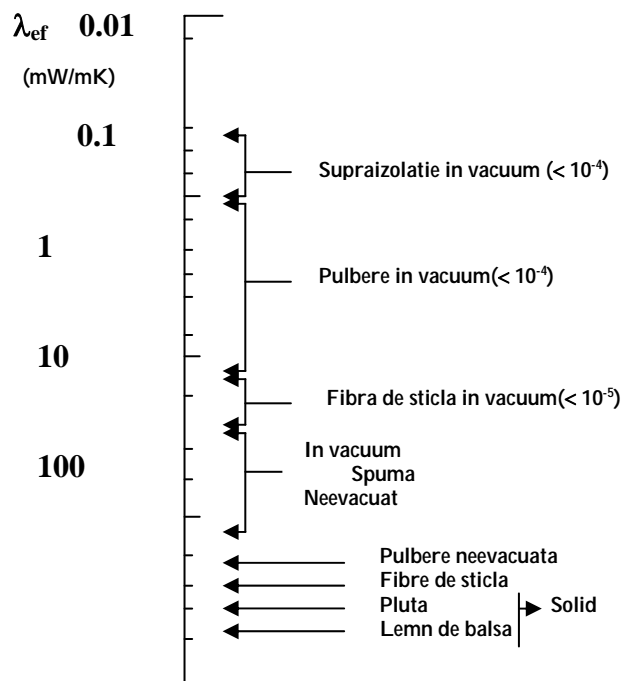


Figura 1.4

### 1.2.3 Durabilitatea izolatiei.

Durabilitatea izolatiei depinde in mare masura de conditia tehnico-functionala a recipientului: lipsa de etanseitate, fie din asamblarilor defectuase, fie din cauza materialului de constructie poros are ca urmare nu numai pierderi de fluid si cresterea presiunii in recipient, dar si alterarea sistemului de protectie al recipientului prin degradarea umpluturii de pulbere din spatiului dintre cei doi pereti, aceasta avind o mare capacitate de absorbtie a umezelii. Pentru detectarea eventualelor neetanseitati se practica de catre constructor, controlul atit al mantalei interioare, cit si al celei exterioare inainte de asamblare cu metode specifice(spectrometru). in plus, dupa asamblarea celor doua mantale formind recipientul, se controleaza cu ajutorul heliului spatiul de izolare termica. Calitatea si durabilitatea izolatiei pot fi definite prin rata de vaporizare zilnica a fluidului, determinata cu ajutorul unei relatii de forma:

$$\beta = 100 V/CZ (\%/zi)$$

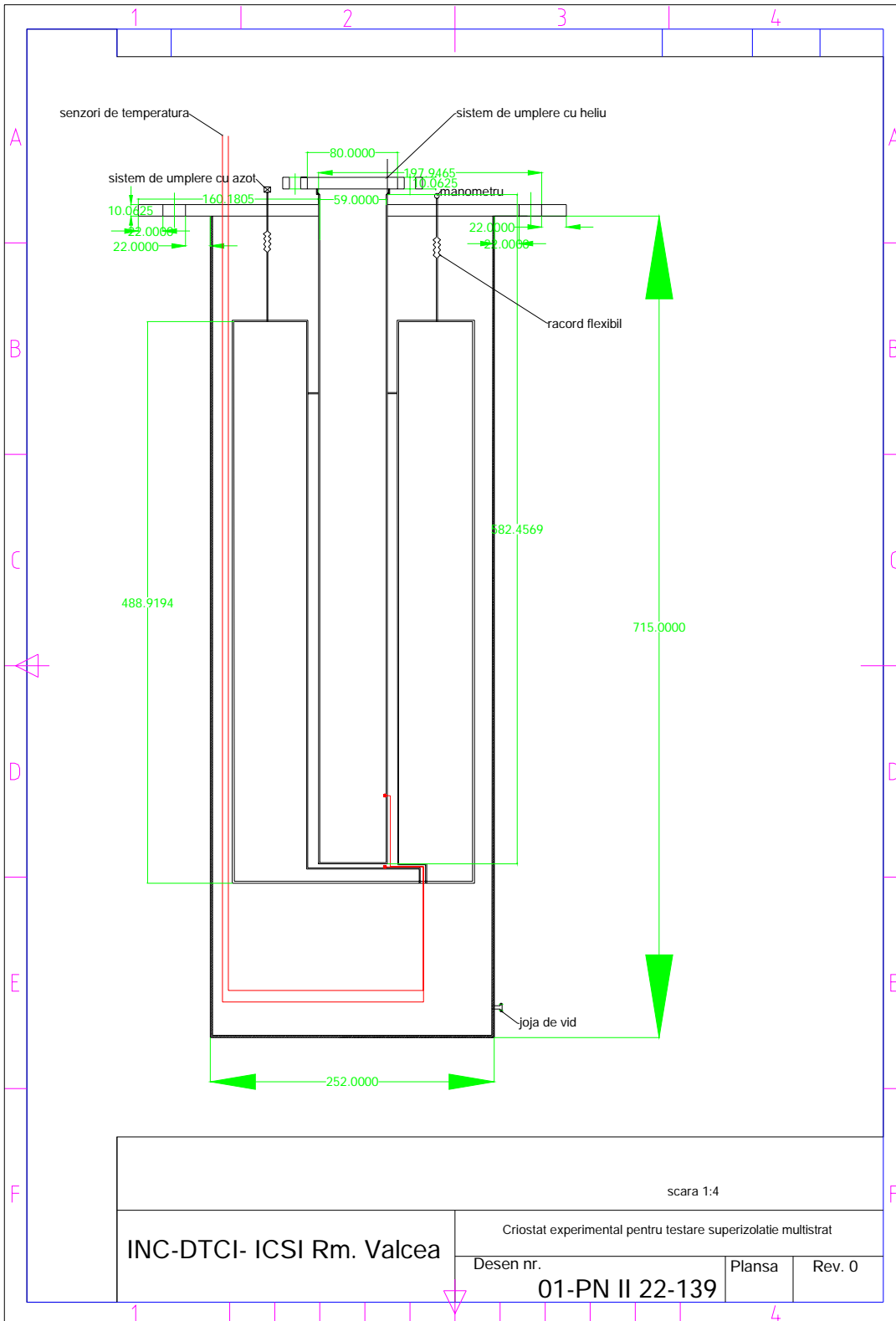
in care : V - este debitul de pierdere zilnica prin vaporizarea lichidului in m<sup>3</sup> gaz/zi;

C - capacitatea recipientului, in litri – lichid;

Z – factorul de transformare, in m<sup>3</sup> gaz/litri lichid.

## **2. Sistem experimental pentru testarea superizolatiilor si metode de calcul pentru descrierea termica a modelului experimental**

### **2.1 Modelul experimental**



## 2.2. Conductia termica prin corpuri cu forme geometrice simple, fara surse interioare de caldura, in regim permanent

### 2.2.1 Peretele plan

Se considera un perete cu fete plan paralele (fig.1.3), alcatuit dintr-un material omogen de grosime  $\delta$  si conductivitatea termica  $\lambda$ . Fetele peretelui au temperaturile constante  $T_{p1}$  si  $T_{p2}$  si suprafata de schimb de caldura  $S$ . Daca se considera  $T_{p1} > T_{p2}$  si dimensiunile suprafetei  $S$  sunt mult mai mari decat  $\delta$ , pentru a se putea neglija efectele de capat de concretizate prin neuniformitati ale campului de temperatura, rezulta ca suprafetele izoterme sunt plan paralele si propagarea fluxului de caldura se face in directia  $x$  normala pe suprafata peretelui.

Marimile necunoscute sunt: fluxul de caldura  $\dot{Q}$ , densitatea fluxului termic  $\dot{q}$ , distributia temperaturii in perete  $T = T(x)$ , rezistenta termica conductiva a peretelui.

Cazul  $\lambda = const$  (ulterior se va prezenta si ipoteza  $\lambda$  variabil cu temperatura) corespunde aplicatiilor practice in care temperatura corpului nu prezinta o variatie prea mare.

Se considera legea lui Fourier (1.9) pentru conductia unidirectionala:

$$\dot{Q} = -\lambda S \frac{dT}{dx} \text{ sau } \dot{q} = \frac{\dot{Q}}{S} = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

(2.1)

Din ultima expresie prin separarea variabilelor, se obtine ecuatia diferentiala:

$$\dot{q} dx = -\lambda dT$$

care se integreaza intre limitele 0 si  $\delta$  pentru  $x$ , respectiv  $T_{p1}$  si  $T_{p2}$  pentru  $T$ .

-pentru  $x = 0$ , temperatura  $T = T_{p1}$ ;

-pentru  $x = \delta$ , temperatura  $T = T_{p2}$

$$\dot{q} \delta = \lambda (T_{p1} - T_{p2})$$

Fluxul termic unitar prin perete este:

$$\dot{q} = \frac{\lambda}{\delta} (T_{p1} - T_{p2}) [W / m^2] \quad (2.2)$$

Iar fluxul de caldura transmis prin toata suprafata peretelui:

$$\dot{Q} = \dot{q} S = \frac{\lambda}{\delta} (T_{p1} - T_{p2}) S [W / m^2] \quad (2.3)$$

Comparand ecuatia (2.2) cu legea lui Ohm aplicata unui circuit de curent continuu, rezulta expresia rezistentei termice la transferul de caldura printr-un perete plan

omogen:

$$R_{cond} = \frac{\delta}{\lambda} [m^2 K / W] \quad (2.4)$$

Marimea  $\frac{\lambda}{\delta}$  reprezentand conductanta termica a peretelui.

Pentru a obtine distributia temperaturii in perete  $T = T(x)$  unde  $0 < x < \delta$ , se integreaza din nou ecuatia intre limitele 0 si  $x$ , respectiv  $T_{p1}$  si  $T(x)$ , in aceeasi ipoteza  $\lambda = const$ , rezultand:

$$q x = \lambda [T_{p1} - T(x)]$$

de unde, tinand seama si de expresia (2.2), se obtine:

$$T(x) = T_{p1} - \frac{q}{\lambda} x = T_{p1} - \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\delta} x \quad (2.5)$$

Ultima relatie se mai poate pune sub forma:

$$\frac{T_{p1} - T(x)}{x} = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\delta}$$

Aceasta expresie arata ca distributia temperaturii in peretele plan este liniara, respectiv, caderile de temperatura in fiecare strat sunt direct proportionale cu grosimile considerate (sau cu rezistentele termice ale straturilor respective).

La acelasi rezultat se ajunge pornind de la ecuatia fundamentala a conductiei in coordonate carteziene:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = 0 \quad (2.6)$$

Prin integrare dubla obtinandu-se solutia generala:

$$\frac{dT}{dx} = C_1; T = T(x) = C_1 x + C_2 \quad (2.7)$$

Constantele de integrare  $C_1$  si  $C_2$  se determina din conditiile la limita: la  $x = 0$ ,  $T = T_{p1}$ ; la  $x = \delta$ ,  $T = T_{p2}$ , rezultand:  $C_2 = T_{p1}$ ;  $C_1 = (T_{p2} - T_{p1}) / \delta$ . Inlocuind constantele in ecuatia (2.7) se obtine din nou expresia (2.5) care prezinta variatia liniara a temperaturii in peretele plan, pentru cazul  $\lambda = const$ .

Fluxul de caldura transferat prin perete se stabileste cu ajutorul legii lui Fourier, in care gradientul de temperatura este:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dx} = C_1 &= (T_{p1} - T_{p2}) \frac{1}{\delta} = const : \\ \dot{Q} = -\lambda S \frac{dT}{dx} &= \lambda \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\delta} S [W] \end{aligned} \quad (2.8)$$

Unitatile de masura ale marimilor utilizate anterior sunt:  $x$  si  $\delta$  in metru,  $S$  in  $m^2$ ,  $\lambda$  in  $W/(mK)$ ,  $T_{p1}$ ,  $T_{p2}$ ,  $T(x)$  in  $K$ ,  $\dot{Q}$ , in  $W$ ,  $\dot{q}$  in  $W/m^2$ ,  $R_{cond}$  in  $(m^2K)/W$ .

In cazul in care conductivitatea termica  $\lambda$  este dependenta de temperatura, se poate admite pentru cele mai multe din aplicatiile practice o variatie liniara de tipul expresiei:

$$\lambda = \lambda(\theta) = \lambda_0(1 + b\theta)[W/mK] \quad (2.9)$$

Inlocuind variatia liniara a conductivitatii (2.9), legea lui Fourier capata forma:

$$\dot{q} = -\lambda_0(1 + b\theta)\frac{dT}{dx} \quad (2.10)$$

Separand variabilele si integrand intre limitele  $x=0$ ,  $T=T_{p1}$  si  $x=\delta$ ,  $T=T_{p2}$ , rezultand expresia fluxului unitar de caldura:

$$\dot{q} = \frac{\lambda_0}{\delta} \left(1 + b \frac{\theta_{p1} + \theta_{p2}}{2}\right) (T_{p1} - T_{p2}) [W/m^2] \quad (2.11)$$

In aceasta expresie  $\theta$  este temperatura exprimata in  $^0C$ , iar  $T$  in  $K$  si integrarea ecuatiei (2.10) se poate face tinand seama ca  $\frac{d\theta}{dx} = \frac{dT}{dx}$ .

In ultima relatie:

$$\lambda_m = \frac{1}{T_{p1} - T_{p2}} \int_{\theta_{p1}}^{\theta_{p2}} \lambda(\theta) d\theta = \lambda_0 \left(1 + b \frac{\theta_{p1} + \theta_{p2}}{2}\right) = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \quad (2.12)$$

reprezinta conductivitatea termica medie in intervalul de temperatura  $\theta_{p1}$ ,  $\theta_{p2}$  (in  $^0C$ ) determinandu-se cu expresia (2.9) pentru temperatura medie in perete  $\theta_m = (\theta_{p1} + \theta_{p2})/2$ . Marimile  $\lambda_1$  si  $\lambda_2$  reprezinta conductivitatile termice calculate cu aceeași relatie (2.9) la temperaturile  $\theta_{p1}$  si respectiv  $\theta_{p2}$ . Acest rezultat are o importanta deosebita in aplicatiile practice si arata faptul ca relatiile (2.2) si (2.11) sunt structural identice.

Ca atare, in calculele tehnice, intotdeauna cand se poate admite pentru marimea  $\lambda$  o variatie liniara de tipul relatiei (2.9) fluxul termic conductiv se poate determina exact cu formula (2.3) in care  $\lambda$  este calculat la temperatura medie a peretelui.

In cazul in care  $\lambda = \lambda_0(1 + b\theta)$ , profilul temperaturii in perete se obtine prin integrarea ecuatiei diferentiale (2.10), intre limitele  $x=0$ ,  $T=T_{p1}$  si  $x$ ,  $T=T(x)$ , rezultand:

$$T(x) = \sqrt{\left(\frac{1}{b} + T_{p1}\right)^2 - \frac{2qx}{\lambda_0 b}} - \frac{1}{b} \quad (2.13)$$

Aceasta relatie arata ca, in ipoteza  $\lambda = \lambda_0(1 + b\theta)$ , distributia temperaturii in perete nu este liniara, ca in cazul  $\lambda = const$ . Temperatura in perete urmareste o parabola a carei forma depinde de valoarea si semnul coeficientului  $b$  (fig.1.4)

### 2.2.2. Peretele cilindric

Se considera un perete cilindric tubular (fig.1.5), cu raza interioara  $r_1$  (diametrul  $d_1$ ), raza exterioara  $r_2$  (diametrul  $d_2$ ), si lungimea  $l$  mult mai mare decat razele  $r_1, r_2$  alcatuit dintr-un material omogen cu conductivitatea termica  $\lambda = const$ .

Temperatura suprafetei interioare a peretelui este  $T_{p1}$ , iar a celei exterioare  $T_{p2}$ ; se admite  $T_{p1} > T_{p2}$ . Deoarece  $l \gg r_1$  si  $r_2$  se pot neglija efectele de capat ale tubului, astfel incat suprafetele izoterme sunt suprafete cilindrice concentrice de raza  $r$  ( $r_1 \leq r \leq r_2$ ), iar propagarea caldurii se poate considera din punct de vedere matematic ca unidirectionala (radiala), cu gradientul temperaturii  $\frac{dT}{dr}$ .

La suprafetele cilindrice, utilizarea fluxului unitar de suprafata  $q$  [ $W/m^2$ ] are dezavantajul variatiei acestei marimi cu diametrul suprafetei cilindrice. Din acest motiv, la aceste suprafete se prefera calculul fluxului conductiv liniar  $q_l$  [ $W/m$ ], definit prin relatia:

$$q_l = \frac{\dot{Q}}{l} [W/m] \quad (2.14)$$

Pentru un perete cilindric, legatura intre marimile  $q$  si  $q_l$  este:

$$q = q_l \pi d \quad (2.15)$$

Marimile care trebuie determinate sunt: fluxul de caldura  $\dot{Q}$ , fluxul termic unitar liniar  $q_l$ , distributia temperaturii in perete  $T = T(r)$ , rezistenta termica a peretelui. Indicele „l” arata ca marimile respective se refera sau sunt rapoarte la unitatea de lungime a peretelui cilindric.

Se porneste de la ecuatia diferentiala a conductiei unidirectionale prin peretele cilindric (legea lui Fourier):

$$\dot{Q} = q_l \cdot l = -\lambda S \frac{dT}{dr} = -\lambda(2\pi r l) \frac{dT}{dr} \quad (2.16)$$

Suprafata curenta de schimb de caldura este  $S = 2\pi r l$

Se obtine:

$$q_l = -\lambda 2\pi r \frac{dT}{dr} [W/m] \quad (2.17)$$

Prin separarea variabilelor rezulta :

$$-\lambda dT = \frac{q_l}{2\pi} \cdot \frac{dr}{r} \quad (2.18)$$

Integrând aceasta ecuație între limitele  $r_1$  și  $r_2$ :

-pentru  $r = r_1 (d = d_1)$ , temperatura  $T = T_{p1}$ ;

-pentru  $r = r_2 (d = d_2)$ , temperatura  $T = T_{p2}$ .

$$T_{p1} - T_{p2} = -\frac{q_l}{2\pi\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{q_l}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$$

Fluxul termic unitar este:

$$q_l = \frac{2\pi\lambda(T_{p1} - T_{p2})}{\ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}} [W/m] \quad (2.19)$$

iar fluxul de căldură pentru întregul perete tubular de lungime  $l$  devine:

$$\dot{Q} = q_l \cdot l = \frac{2\pi\lambda(T_{p1} - T_{p2})}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \cdot l [W] \quad (2.20)$$

Prin compararea relației (2.20) și legea lui Ohm se obține expresia rezistenței termice la conducție pentru pereții cilindric omogen:

$$R_{l,cond} = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} [(mK)/W] \quad (2.21)$$

Distribuția temperaturii în pereții cilindric  $T = T(r)$ , unde ( $r_1 \leq r \leq r_2$ ), rezultă prin integrarea ecuației diferențiale (2.18) între limitele:

$r = r_1$ , când  $T = T_{p1}$  și  $r$ , când  $T = T(r)$  (în aceeași ipoteză  $\lambda = const$ ), obținându-se:

$$T_{p1} - T(r) = \frac{q_l}{2\pi\lambda} \ln \frac{r}{r_1} = \frac{q_l}{2\pi\lambda} \ln \frac{d}{d_1}$$

sau, ținând seama de relația (2.19):

$$T(r) = T_{p1} - \frac{q_l}{2\pi\lambda} \ln \frac{d}{d_1} = T_{p1} - (T_{p1} - T_{p2}) \frac{\ln \frac{d}{d_1}}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (2.22)$$

$$\frac{T_{p1} - T(r)}{\ln \frac{d}{d_1}} = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\ln \frac{d_2}{d_1}}$$

Aceste relații arată că distribuția temperaturii este de tip logaritmic. Spre deosebire de pereții plan, la care gradientul temperaturii este constant și deci variația temperaturii cu



lungimea este liniara pentru  $\lambda = const$ , la peretele cilindric, gradientul temperaturii este variabil cu raza (diametrul), dupa cum se poate observa in expresia (2.22).

Acelasi rezultat se poate obtine considerand ecuatia fundamentala a conductiei pentru conductia unidirectionala prin peretele cilindric:

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0 \quad (2.23)$$

care se mai poate scrie sub forma:

$$\frac{d}{dr} \left( r \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad (2.24)$$

Integrand se obtine solutia generala :

$$T(r) = C_1 \ln r + C_2 \quad (2.25)$$

in care constantele de integrare  $C_1$  si  $C_2$  se stabilesc din conditiile la limita: la  $r = r_1$ ,  $T = T_{p1}$ ; la  $r = r_2$ ,  $T = T_{p2}$ , obtinandu-se:

$$C_1 = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}}; \quad C_2 = T_{p1} - (T_{p1} - T_{p2}) \frac{\ln r_1}{\ln \frac{r_1}{r_2}}$$

Daca se inlocuiesc aceste valori in solutia generala a (2.25), se obtine ecuatia logaritmica (2.22) de variatie a temperaturii cu diametrul.

Fluxul de caldura prin peretele cilindric se poate calcula cu ajutorul legii lui Fourier (2.16), in care gradientul temperaturii rezulta din relatiile (2.22) sau (2.25):

$$\frac{dT}{dr} = \frac{C_1}{r} = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \cdot \frac{1}{r}$$

$$\dot{Q} = -\lambda(2\pi r l) \frac{dT}{dr} = -\lambda(2\pi r l) \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \cdot \frac{1}{r} = \frac{2\pi\lambda(T_{p1} - T_{p2}) \cdot l}{\ln \frac{r_1}{r_2}}$$

Daca este indeplinita conditia  $\frac{d_2}{d_1} < 1,1$  tubul cilindric se poate considera cu pereti subtiri, astfel incat, in locul formulei (2.20), fluxul de caldura pentru peretele cilindric se poate calcula in mod aproximativ cu relatia (2.3) pentru peretele plan:

$$\dot{Q} = \frac{\lambda}{\delta} (T_{p1} - T_{p2}) S \cong \frac{\lambda(T_{p1} - T_{p2})}{(d_2 - d_1)/2} \pi d_m l [W] \quad (2.26)$$

cu o eroare maxima de 3%. In aceste relatii, grosimea peretelui cilindric este  $\delta = r_2 - r_1 = (d_2 - d_1)/2$ , iar suprafata de schimb de caldura este determinata cu ajutorul diametrului mediu  $d_m$ , ca medie aritmetica intre suprafata cilindrica interioara  $S_1$  si exterioara  $S_2$ .

$$S = \frac{S_1 + S_2}{2} = \pi d_m \cdot l [m^2] \quad (2.27)$$

○ **Concluzii (se prezinta punctual)**

Solutia adoptata pentru reducerea pierderilor de frig este compusa din mai multe nivele:

- izolare prin vid cu separatori cu un anumit numar de straturi,
- ecrane reflectorizante de radiatie
- suportii optimizati pentru conductie minima si rezistenta mecanica suficienta.

S-a studiat elementele necesare proiectarii si s-a ajuns la urmatoarele concluzii

- eficienta utilizarii ecranelor de radiatie depinde de numarul de ecrane pe unitatea de lungime.
- eficienta acestor ecrane, este optima la o densitate de 25 straturi /cm.
- Compactarea exagerata poate duce la cresterea conductivitatii stratului de 10-40 de ori.

S-au studiat ecuatiile care guverneaza schimbul de caldura pentru topologiile specifice ale proiectului, stabilindu-se metode de minimizare a fluxului termic.

- Ecuatiile de transmitere a caldurii prin conductie pentru cazuri generale si pentru cazurile particulare ale peretelui plan si peretelui cilindric
- Ecuatiile de transmitere a caldurii prin radiatie in conditiile ecranelor reflectorizante
- Ecuatiile de pierdere de caldura prin convecție pentru tipurile de fluide si de conducte utilizate

Tinand cont de toate considerentele si concluziile prezentate in prima parte a raportului stiintific si tehnic, in cadrul activitatii a 2-a s-a realizat un prim proiect pentru modelul experimental de transmitere prin conductie a caldurii prin izolatii multistrat.

**2. Indicatorii de rezultat generali si specifici pentru etapa raportata**

**3. Procesele verbale de avizare si receptie a lucrarilor**

**4. Scurt raport despre deplasarea (deplasările) in strainatate privind activitatea de diseminare si/sau formare profesionala** (se vor prezenta informatii referitoare la simpozion/congres: denumire, perioada desfasurare, locul de desfasurare, programul evenimentului, titlul lucrării care s-a prezentat, autorii, perspective de colaborare, noutati pentru proiect

1. RECENT ADVANCES in CONTINUUM MECHANICS

Proceedings of the 4th IASME / WSEAS International Conference on CONTINUUM MECHANICS (CMA09)

Cambridge, UK

February 24-26, 2009

Mathematics and Computers in Science and Engineering

**Lucrare prezentata:**

**Sorin Gherghinescu : Applied Exergoeconomy to Investigate the Performances of Cryogenic Cycles of Pilot Plant for Tritium and Deuterium Separation**

## INVITED SPEAKERS

Prof. Leon Trilling, Massachusetts Institute of Technology (MIT), USA  
Prof. D. Perkins, Harvard University, USA  
Prof. Dionysios (Dion) D. Dionysiou, University of Cincinnati, USA  
Prof. Leonid Perlovsky, Harvard University, USA  
Prof. Kent Davey, IEEE Fellow, Editor IEEE Trans. on Magnetics, Austin, TX, USA  
Prof. David Landgrebe, Purdue University, USA  
Prof. Miguel A. Mariño, Distinguished Professor of Hydrology, Civil & Environmental Engineering, and Biological & Agricultural Engineering, University of California, CA, USA  
Prof. D. L. Russell, Professor of Mathematics, Virginia Tech, USA  
Prof. Steven H. Collicott, School of Aeronautics and Astronautics, Univ. West Lafayette, USA  
Prof. Marco Ceccarelli, (IFTToMM President elect 2008-2011), University of Cassino, IT  
Prof. John W. Lund, PE, Professor Emeritus of Civil Engineering, Past President of the Intern. Geothermal Association, Oregon Institute of Technology, USA

## 2. [2nd Int.Conf. on ENVIRONMENTAL and GEOLOGICAL SCIENCE and ENGINEERING \(EGa09\)](#)

**Brasov, Romania,  
September 24-26, 2009**

### **Lucrare acceptata pentru prezentare:**

**Sorin Gherghinescu : Cryogenic systems optimized based on exergoeconomic analysis**

### **MEMBERS OF THE SCIENTIFIC COMMITTEE:**

Visa Ion (ROMANIA)  
Lupulescu Barbu Nouras (ROMANIA)  
Ivan Nicolae-Valentin (ROMANIA)  
Gaceu Liviu (ROMANIA)  
Dragoi Mircea-Viorel (ROMANIA)  
Buzatu Constantin (ROMANIA)  
Oancea Gheorghe (ROMANIA)  
Lancea Camil (ROMANIA)  
Lepadatescu Badea (ROMANIA)  
Dumitrascu Adela-Eliza (ROMANIA)  
Mihail Laurentiu (ROMANIA)  
Ionescu Mihai (ROMANIA)  
Deaconescu Andrea (ROMANIA)  
Fota Adriana (ROMANIA)  
Yordanova Snejana (BULGARIA)  
Lubomir Dimitrov (BULGARIA)

## ***3. Bibliografie***

**1. Baehr, H.D. Stephan, K.,** *Heat and Mass Transfer*, Editura Springer Verlag, 1996.

- 2. Bejan, A.**, *Convection Heat Transfer*, Editura John Wiley & Sons, 1994.
- 3. Burmeister, L. C.**, *Convective Heat Transfer*, Editura John Wiley & Sons, 1983
- 4. Chisacof, A.**, *Rolul stiintelor termice in analiza mediului Ambient*, Buletinul AGIR, vol XVII, 8p., nr. 3/2008
- 5. Cengel, Y.**, *Heat Transfer a practical approach*, 2<sup>nd</sup> ed, Mc Graw Hill, N. Y., 2003
- 6. Eckert, E., Drake, R.M.**, *Analysis of Heat and Mass Transfer*, Editura Mac Graw Hill Inc., 1972.
- 7. Incropera, F.P., De Witt, D.P.**, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, Editura John Wiley & Sons, 1996
- 8. Isackenko, V.P. Osipova, V.A. Sukomel, A.S.**, *Heat Transfer*, Editura Mir, 1977.
- 9. IPCC**, *Climate Change 2007, The Physical Science Basis*, Cambridge University Press, 2007.
- 10. Le Treut, H. and Jancovici, J., M.**, *Effet de Serre*, Flammarion, Paris, 2004.
- 11. Marinescu, M. Baran, N. Radcenco, Vs.**, *Termodinamica tehnica*, Editura Matrixrom, 1998 si 2000.
- 12. Marinescu, M., Stefanescu, D., Chisacof, A., Adler, O.**, *Instalatii de Ardere*, Editura Tehnica, Bucuresti, 1984.
- 13. Mills, A., F.**, *Heat and Mass Transfer*, 2<sup>nd</sup> ed., Prentic Hall, 1999.
- 14. Popa, B. Vintila, C.**, *Transfer de caldura in procesele industriale*, Editura Dacia, 1975.
- 15. Schlichting, H.**, *Boundary Layer Theory*, Editura Mac Graw Hill Inc., 1979.
- 16. Siegel, R. and Howell, J. R.**, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 3<sup>rd</sup> ed., Hemisphere , Washington, DC, 1992.
- 17. Stefanescu, D. Leca, A. Marinescu M.**, *Transfer de caldura si masa-Teorie si aplicatii*, Editura Didactica si Pedagogica, 1987.
- 18. Tsonis, A.**, *Thermodynamics of the Atmosphere*, Cambridge University Press, 2001
- 19. Zdunkowsky, W., Trautmann, . T. and Bott, A.**, *Radiation in the Atmosphere*, Cambridge University Press, 2007