



ESTUDO TÉRMICO DE UMA BLINDAGEM GAMA

*GUIDO PICCIOTTI, JOAQUIM DE SYLOS CINTRA FILHO
FRANCISCO EMÍLIO BACCARO NIGRO
WALDIR DELANO ABU GANNAM*

PUBLICAÇÃO IEA N.º 196
Dezembro — 1969

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SÃO PAULO — BRASIL

ESTUDO TÉRMICO DE UMA BLINDAGEM GAMA

Guido Picciotti, Joaquim de Sylos Cintra Filho
Francisco Emílio Baccaro Nigro, Waldir Delano Abu Cannam

DIVISÃO DE FÍSICA DE REATORES
Instituto de Energia Atômica
São Paulo - Brasil

Publicação IEA Nº 196

Dezembro - 1969

Comissão Nacional de Energia Nuclear

Presidente: Prof.Dr. Hervásio Guimarães de Carvalho

Universidade de São Paulo

Reitor: Prof.Dr. Miguel Reale

Instituto de Energia Atômica

Diretor: Prof.Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

Conselho Técnico-Científico do IEA

Prof.Dr. José Moura Gonçalves	}	pela USP
Prof.Dr. José Augusto Martins		
Prof.Dr. Rui Ribeiro Franco		
Prof.Dr. Theodoretto H.L. de Arruda Scuto	}	pela CNEN

Divisões Didático-Científicas

Divisão de Física Nuclear -
Chefe: Prof.Dr. José Goldenberg

Divisão de Radioquímica -
Chefe: Prof.Dr. Fausto Walter de Lima

Divisão de Radiobiologia -
Chefe: Prof.Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

Divisão de Metalurgia Nuclear -
Chefe: Prof.Dr. Tharcísio D.S. Santos

Divisão de Engenharia Química -
Chefe: Lic. Alcídio Abrao

Divisão de Engenharia Nuclear -
Chefe: Engº Pedro Bento de Camargo

Divisão de Operação e Manutenção de Reatores -
Chefe: Engº Azor Camargo Penteado Filho

Divisão de Física de Reatores -
Chefe: Prof.Dr. Paulo Saraiva de Toledo

Divisão de Ensino e Formação -
Chefe: Prof.Dr. Rui Ribeiro Franco

ESTUDO TÉRMICO DE UMA BLINDAGEM GAMA

Guido Picciotti, Joaquim de Sylos Cintra Filho

Francisco Emílio Baccaro Nigro*, Waldir Delano Abu Gannam*

RESUMO

Este trabalho apresenta resultados conseguidos para a distribuição de temperaturas numa placa plana, constituída por diferentes materiais, submetida a um aquecimento por raios gama e resfriada por água num processo de convecção forçada.

Análiticamente o campo de temperaturas na placa foi determinado segundo dois procedimentos. No primeiro admitiu-se válida a hipótese simplificadora de unidimensionalidade da distribuição de temperaturas sobre cada cota da placa de blindagem, isto é, supôs-se a placa obtida pela superposição de vários elementos, adiabaticamente separados uns dos outros. No segundo, considerou-se uma distribuição de temperaturas bidimensional tendo a equação de condução de calor, a duas dimensões, sido integrada por um método numérico.

A comparação dos resultados obtidos pelos dois métodos permitiu uma avaliação das vantagens e desvantagens de cada um deles

I - NOTAÇÃO E NOMENCLATURA

a	= largura do canal	m
A	= área da superfície de troca de calor	m ²
b	= espessura da placa de blindagem	m
B	= largura da placa de blindagem	m
C	= comprimento do elemento	m
C _p	= calor específico médio à pressão constante	kcal/kg C
D _H , D	= diâmetro hidráulico	m
e	= espessura do revestimento	m
f	= coeficiente de atrito médio	-
h	= coeficiente de película local	kcal/hm ² C
\bar{h}	= coeficiente de película médio	kcal/hm ² C
k	= condutibilidade térmica	kcal/hm C

* Bolsista da Divisão de Física de Reatores, em 1968.

K	= coeficiente de perda de carga singular	-
L	= comprimento da placa de blindagem	m
q''	= fluxo térmico específico	kcal/hm ²
q'''	= potência específica da fonte térmica	kcal/hm ³
q''' ₀	= potência específica máxima da fonte térmica	kcal/hm ³
Q	= vazão	m ³ /h
S	= área do canal de passagem	m ²
t	= temperatura	C
v	= velocidade	m/s
x	= coordenada espacial medida segundo a normal à face da blindagem	m
y	= coordenada espacial medida segundo o comprimento do elemento	m
ΔH	= perda de carga	kgf/m ² ou m de coluna de água
μ	= coeficiente de absorção linear	m ⁻¹
ν	= viscosidade cinemática	m ² /s
ρ	= densidade	kg/m ³

Constantes úteis

$$gc = 9.80665 \frac{\text{kg} \times \text{m}}{\text{kgf} \times \text{s}^2} \quad (\text{coeficiente de conversão})$$

Grupos adimensionais

$$Nu = \text{número de Nusselt} = \frac{hy}{k}$$

$$Pr = \text{número de Prandtl} = \frac{C_p \nu \rho}{k}$$

$$Re = \text{número de Reynolds} = \frac{v \cdot x}{\nu}$$

Índices

- b - referem-se ao material de blindagem
- c - referem-se ao elemento combustível
- f - referem-se ao fluido
- r - referem-se ao material do revestimento

- 1 - referem-se à face da blindagem voltada para o caroço
- 2 - referem-se a outra face da blindagem

II - INTRODUÇÃO - DEFINIÇÃO DO PROBLEMA

A Divisão de Operação e Manutenção de Reatores -DORM- do Instituto de Energia Atômica deve propiciar condições para que se realizem experiências de espectrometria beta num dos tubos tangenciais do reator IEAR-1. As condições de realização destas experiências exigem uma baixa relação entre os valores de fluxo gama e de nêutrons rápidos. Uma solução viável seria a construção, na zona do reator circunvizinha ao tubo tangencial, de uma blindagem gama formada por uma bateria de placas, constituídas por um material bom observador de radiação gama e, praticamente, transparente ao fluxo neutrônico rápido.

As características dos vários materiais diante dos fenômenos nucleares e a consideração das técnicas de fabricação,... orientaram a seleção do chumbo ou, preferivelmente, do bismuto como constituinte das placas de blindagem. A disponibilidade de material e o domínio da tecnologia definiram a escolha do chumbo como o material de blindagem, sendo ainda as placas guarnecidas por camisas de alumínio como proteção ao ataque corrosivo pelo meio refrigerante do caroço do reator (água leve).

Razões construtivas indicaram, como solução mais viável que cada placa de blindagem fosse montada em um arranjo semelhante a um elemento combustível, isto é, presa a um suporte encaixado em furos apropriados existentes na placa matriz e não ocupados por elementos combustíveis (ver figura 1).

Selecionado o material de blindagem, a espessura necessária para a redução do fluxo gama a um valor compatível com as necessidades experimentais pôde, facilmente, ser determinada. Entretanto, os problemas associados com a construção desta blindagem

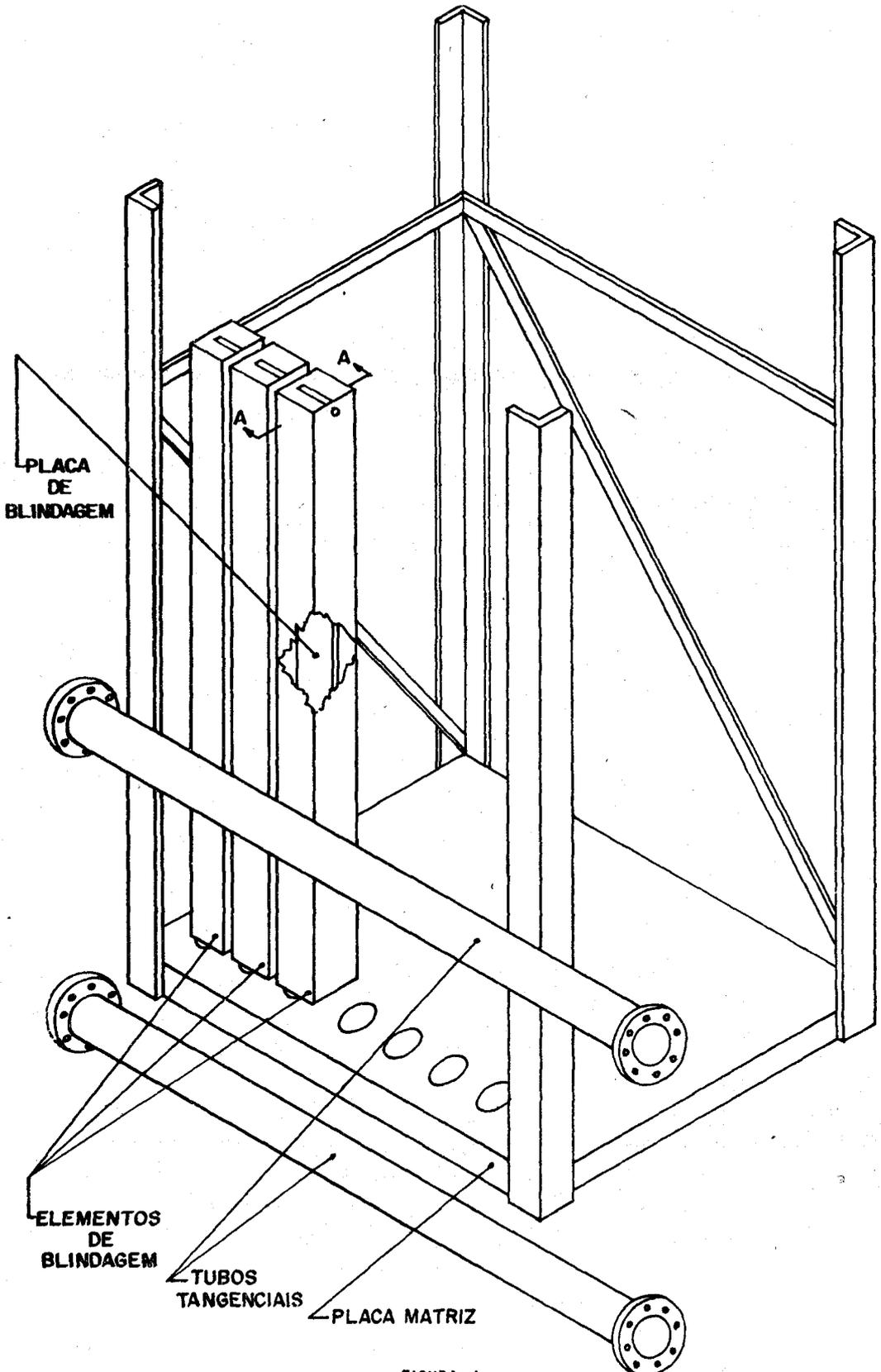


FIGURA 1

gem deixam de situar-se num campo puramente nuclear. Isto porque a absorção da radiação gama por um material origina nêle uma fonte térmica distribuída, de potência específica variável ponto a ponto. É o conhecido fenômeno de aquecimento gama.

A construção desta blindagem deveria, então, ser precedida por uma análise teórica de suas condições térmicas visto o aquecimento gama determinar, na peça, um campo de temperaturas que deveria ser investigado. Isto para garantir que, durante a operação do equipamento, não ocorra fusão do material de blindagem ou do revestimento ou mesmo ebulição, ainda que localizada, do refrigerante.

Associando-se pois, a construção da blindagem gama a problemas de transferência de calor, a DOMR solicitou ao Grupo de Térmica da Divisão de Física de Reatores a análise do comportamento da blindagem, opinando sobre sua exequibilidade.

III - RUDIMENTOS DE TRANSMISSÃO DE CALOR E MECÂNICA DOS FLUIDOS

III.1 - Mecanismos de Transmissão de Calor

Básicamente existem dois mecanismos pelos quais se pode realizar a interação de calor: condução e radiação.

Condução: ocorre condução de calor através de um meio material, qualquer que seja seu estado de agregação quando em razão de um gradiente de temperaturas nêle existente, a energia é difundida graças ao movimento microscópico de agitação térmica das partículas constituintes deste meio.

Além da condução pura - muitas vezes abreviadamente chamada condução - enquadra-se nesta definição a denominada convecção - mais rigorosamente condução com convecção - onde, além da agitação microscópica, ocorre um movimento global macroscópico.

cópico das partículas constituintes do meio onde se verifica o fenômeno. Trata-se, pois, de mecanismo característico dos meios fluidos cujas partículas têm grande liberdade de movimentação.

Radiação: ocorre radiação entre dois sistemas com temperaturas absolutas não nulas quando a interação de calor entre ambos se deve a ondas eletromagnéticas, emitidas por ambos os sistemas, as quais percorrem o espaço, não necessariamente material, que se interpõe entre os dois sistemas.

Em aplicações tecnológicas estão sempre presentes, simultaneamente, a condução pura, a condução com convecção e a radiação. Em geral, porém, alguns desses mecanismos podem ser ignorados, pois seus efeitos são desprezíveis, o que simplifica bastante os problemas a serem analisados.

Para o presente trabalho são necessários, apenas, conhecimentos sobre condução pura e condução com convecção; deixam-se, pois, de apresentar os aspectos básicos e as equações fundamentais do mecanismo de radiação térmica.

III.2 - As Equações Fundamentais da Condução Pura

O fluxo térmico devido à condução pura, em meios isotrópicos, relaciona-se com o campo de temperaturas através da chamada Lei de Fourier

$$\vec{q}'' = - K \cdot \text{grad } t \quad (1)$$

onde q'' é o fluxo térmico específico no instante considerado

k é a condutibilidade térmica do material onde ocorre a condução, sendo uma propriedade deste material

O sinal (-) colocado antes do gradiente de temperaturas indica que a transferência de calor se dá das zonas de alta temperatura para as de baixa temperatura.

O campo de temperaturas, na região onde ocorre condução pura é descrito pela Equação Geral da Condução de calor, a

qual expressa a Primeira Lei da Termodinâmica para um elemento de volume infinitesimal no interior do sistema estudado. Para seu estabelecimento adiciona-se ao fluxo térmico líquido ganho por condução através das seis faces do elemento, o calor liberado, na .. unidade de tempo, no interior do elemento e iguala-se esta soma com a taxa de variação da energia armazenada no elemento, resulta, considerados apenas os meios isótropos, a equação diferencial de segunda ordem à derivadas parciais

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial t}{\partial z} \right) + q''' = \rho C_p \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (2)$$

onde q''' é a potência específica da fonte térmica, ou seja, o calor liberado na unidade de tempo por unidade de volume do sistema.

III.3 - A Integração da Equação Geral da Condução de Calor

A Equação Geral da Condução de Calor é uma equação diferencial que especifica a natureza da função que dá a distribuição de temperaturas de um corpo no tempo e no espaço, exigindo, que em cada ponto e em cada instante subsista uma determinada relação entre as derivadas da função distribuição de temperaturas.

Em problemas de aplicação tecnológica interessa , essencialmente, o conhecimento desta função, $t = t(x, y, z, \tau)$. Por sua definição, deve-se fazer com que a integração da Equação Geral da Condução seja única, isto é, deve-se definir condições de contorno compatíveis com o problema analisado. Em outras palavras, devem-se definir condições que a função $t = t(x, y, z, \tau)$ ou suas derivadas necessitam guardar em pontos ou conjuntos de pontos e instantes definidos.

Uma vez conhecida completamente a função distribuição de temperaturas operações matemáticas levam às equações . que descrevem a variação do fluxo térmico no espaço e no tempo.

Acentue-se que, especificadas as condições de contorno, a solução de qualquer problema de condução pura é sempre.. teoricamente possível. Contudo, nem sempre, é matematicamente simples-ou mesmo possível-traduzir exatamente esta solução.

Recorre-se, então, muitas vezes, para levantamento do campo de temperaturas em sistemas onde ocorre condução, a métodos aproximados, numéricos ou gráficos.

Visando aplicação imediata ao conhecimento do campo de temperaturas em blindagens à radiação gama, objeto deste trabalho, se analisará detalhadamente um procedimento numérico para solução da Equação Geral da Condução de Calor, limitando ainda as considerações ao problema em regime permanente.

III.4 - Procedimento Numérico para Conhecimento do Campo de Temperaturas em Condução

Básicamente o método numérico consiste em substituir a procura da função $t = t(x, y, z)$ pela determinação das temperaturas que existirão em determinados pontos do sistema onde se estuda a condução em regime permanente. Em outras palavras, passa-se de uma solução contínua para uma solução discreta.

Ilustrando o procedimento que caracteriza a determinação destas temperaturas, considere-se um sistema bidimensional, isto é, um sistema para o qual apenas duas coordenadas espaciais, x e y , descrevam completamente a distribuição de temperaturas em condições de regime permanente. É, por exemplo, a situação das placas de blindagem estudadas neste trabalho, suposto que foi, não haver variação de temperaturas no sentido da largura do canal (ver figura 7).

Para conhecimento numérico da distribuição de temperaturas num sistema de espessura constante onde duas coordenadas espaciais definam a distribuição de temperaturas supõe-se a peça dividida num grande número de subvolumes, por conveniência e

facilidade tomados iguais entre si: são paralelepípedos de base quadrada e altura b , como indicado na Figura 2. Admite-se que cada elemento esteja a uma temperatura uniforme, igual à temperatura de seu centro - denominado $n\acute{o}$ - e intercambiando calor com os subvolumes que lhe são adjacentes através de barras fictícias, às quais esteja associada uma área de condução igual a área de contacto entre elementos e um comprimento igual a distância entre os nós que cada barra ideal interliga. As equações que permitirão de terminar as temperaturas dos vários nós resultam da aplicação da Primeira Lei da Termodinâmica para cada um dos subvolumes paralelepipedicos.

Assim, de acordo com a nomenclatura da Figura 3 tem-se o balanço energético, em condições de regime permanente, traduzido, para o nó 0 , por

$$q_{1 \rightarrow 0} + q_{2 \rightarrow 0} + q_{3 \rightarrow 0} + q_{4 \rightarrow 0} + q''' (\Delta x)^2 b = 0$$

$$k \Delta x b \frac{t_1 - t_0}{\Delta x} + k \Delta x b \frac{t_2 - t_0}{\Delta x} + k \Delta x b \frac{t_3 - t_0}{\Delta x} + k \Delta x b \frac{t_4 - t_0}{\Delta x} + q''' (\Delta x)^2 b = 0$$

$$t_1 - t_0 + t_2 - t_0 + t_3 - t_0 + t_4 - t_0 + \frac{q'''}{k} (\Delta x)^2 = 0 \quad (3)$$

Esta equação pode, ainda, ser escrita na forma residual

$$-4t_0 + t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + \frac{q'''}{k} (\Delta x)^2 = R \quad (4)$$

o que trará vantagens na mecanização da solução do sistema de equações que resulta da aplicação deste procedimento a todos os nós do sistema. Nesta equação (4) R é o resíduo, grandeza que se anula quando às variáveis t_0, t_1, t_2, t_3 e t_4 forem atribuídos valores que correspondam à solução do problema estudado.

As equações escritas para os demais nós internos da peça são formalmente semelhantes à (3). Fica o problema de escrever equações que traduzam o balanço térmico para nós que não se-

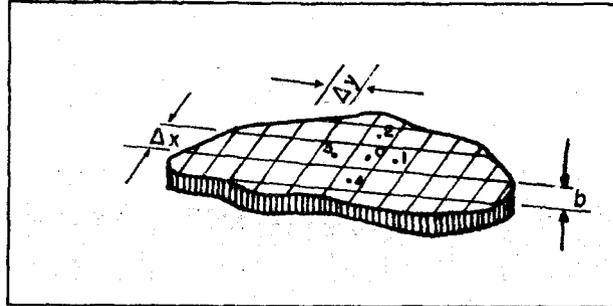


FIGURA 2

jam internos. Segue-se, para tais nós, um procedimento semelhante àquele empregado para pontos internos, com alterações razoáveis diante das condições térmicas e geométricas do contorno. Resultam numerosas situações possíveis e, conseqüentemente, várias equações para traduzir o balanço térmico dos nós sobre o contorno; para o presente estudo interessa, basicamente, apenas um tipo de equação; a que resulta do balanço térmico para nós sobre um contorno paralelo a um dos lados da malha interna e que esteja em contacto com um fluido, sendo conhecidos a temperatura do fluido (t_f) e o coeficiente de película fluido-parede (h). Escrevendo, conforme a Figura 4, o balanço energético para um subvolume envolvendo o nó considerado, resulta

$$q_{1 \rightarrow 0} + q_{2 \rightarrow 0} + q_{3 \rightarrow 0} + q_{f \rightarrow 0} + \frac{q''' \Delta x^2}{2b} = 0$$

$$k \Delta x b \frac{(t_1 - t_0)}{\Delta x} + k \Delta x b \frac{(t_2 - t_0)}{\Delta x} + k \Delta x b \frac{(t_3 - t_0)}{\Delta x} + h(t_f - t_0) \Delta x \cdot b + \frac{q''' (\Delta x)^2}{2b} = 0 \quad (5)$$

Ou, escrita a equação na forma residual,

$$- \left(2 + \frac{h \Delta x}{k} \right) t_0 + t_2 + \frac{t_1 + t_3}{2} + t_f \frac{\Delta x h}{k} + \frac{q''' (\Delta x)^2}{2k} = R \quad (6)$$

onde R novamente é o resíduo, grandeza que se anula quando às va-

riáveis t_0 , t_1 , t_2 e t_3 forem atribuídos valores que correspondam à solução do problema estudado.

III.5 - Determinação das Temperaturas no Procedimento Numérico. Método de Relaxação

A técnica descrita em III.4 permite escrever equações que, aproximadamente, descrevem o balanço energético para cada um dos subvolumes nos quais se dividiu o sistema bidimensional cujo campo de temperaturas se quer conhecer. A aproximação obtida será tanto melhor quanto mais fina a malha com a qual se determinaram os vários nós.

Para cada nó pode-se escrever uma equação de balanço energético, que é uma equação algébrica linear cujas incógnitas são as temperaturas do nó considerado e daqueles que lhe são adjacentes. A consideração conjunta de todas estas equações leva, pois, a um sistema de n equações algébricas lineares a n incógnitas que são as temperaturas dos n nós: são estas temperaturas que descreverão, numericamente, o campo de temperaturas na peça.

Teoricamente, nenhum problema existe para resolução do sistema. Qualquer dos métodos apresentados na álgebra para solução de sistemas de equações lineares - método da substituição,

método dos determinantes etc - é válido para determinação numérica das temperaturas e a consequente caracterização do campo térmico.

Para uma boa precisão porém, há necessidade de uma malha fina e, portanto, o número de equações resulta consideravelmente alto. Assim os métodos clássicos para resolução do sistema de equações seriam exaustivamente trabalhosos e demorados para permitir qualquer conclusão. Lança-se, então, mão de um procedimento repetitivo simples, denominado "método de relaxação".

A técnica do método de relaxação pode ser facilmente compreendida pela apresentação de um exemplo simples: a solução do par de equações algébricas lineares

$$\begin{cases} -4x + y + 56 = 0 \\ x - 2y + 34 = 0 \end{cases} \quad (7)$$

Para aplicação do método de relaxação as equações devem ser reescritas na forma residual, isto é:

$$\begin{cases} -4x + y + 56 = R_1 \\ x - 2y + 34 = R_2 \end{cases} \quad (8)$$

onde R_1 e R_2 , resíduos, são grandezas que para qualquer par arbitrário de valores adotados para x e y medem o afastamento dos valores propostos em relação à solução do sistema e que se anulam.. quando às variáveis forem atribuídos os valores correspondentes a solução do sistema.

O método de relaxação consiste em atribuir valores iniciais arbitrários às variáveis e em seguida, metódica e progressivamente, alterar o valor destas variáveis de forma a reduzir o maior dos resíduos até zero ou tão próximo de zero quanto possível. A repetição sistemática desse procedimento conduz a um par de valores x e y que anulem simultaneamente ambos os resíduos: este par de valores é, então, a solução do sistema estudado.

Assim tome-se para valores iniciais das variáveis o par $x = 0$ e $y = 0$; evidentemente quando as equações representam algum problema físico definido, a escolha dos valores iniciais das variáveis pode ser orientada por considerações de natureza fenomenológica, partindo-se, então, de valores mais próximos daqueles que se espera sejam a solução do sistema, diminuindo o número total de tentativas necessárias.

Substituídos os valores iniciais adotados no sistema (8) resultam os resíduos $R_1 = 56$ e $R_2 = 34$. Consoante a regra básica da relaxação deve-se alterar a variável que mais influi no maior resíduo (em valor absoluto) de forma a levá-lo até zero: dá-se, então, um acréscimo $\Delta x = 14$ à variável x , o que anulará o resíduo R_1 ; isto leva, porém, o resíduo R_2 para 48. De acordo com a regra básica da relaxação deve-se anular tal resíduo, dando um conveniente acréscimo à variável y , aquela que mais influi em R_2 . Com $\Delta y = 24$ anula-se R_2 e eleva-se R_1 para 24. Deve-se, agora, dar novo acréscimo a x para anular R_1 ; altera-se novamente R_2 ; repete-se metódicamente o procedimento até que, após um certo acréscimo a uma das variáveis, resultam simultaneamente ambos os resíduos nulos. Isto indica ter sido obtida a solução do sistema proposto: o valor de cada uma das incógnitas é dado pela soma algébrica de todos os acréscimos.

O procedimento descrito - alteração metódica do valor admitido para as incógnitas de forma a sempre anular o maior dos resíduos em módulo - pode, evidentemente, ser estendido a um número qualquer de equações e incógnitas.

III.6 - Camadas Limites Hidrodinâmica e Térmica

A troca de calor entre um contorno sólido e um ... fluido que o envolve se processa por um mecanismo de condução com convecção, mais conhecido, tecnologicamente, por convecção apenas. Tem-se, realmente, um fenômeno em escala microscópica ao qual se

superpõe, uma movimentação macroscópica de massa. Essa movimentação pode ter uma origem independente do fenômeno térmico -quando, por exemplo, ela é provocada pela ação de uma bomba hidráulica ou de um ventilador (convecção forçada) ou pode ter origem na diferença de massa específica que surge no fluido em razão do gradiente de temperaturas, constituindo a convecção natural.

De qualquer modo sempre que se analisa a transferência de calor entre uma parede e o fluido na qual ela está imersa tem-se um fenômeno complexo, onde o campo de temperaturas é influenciado pelo campo de velocidades inevitavelmente presente no fluido e onde este campo de velocidades é influenciado, quando não mesmo determinado, pela distribuição de temperaturas.

O número de variáveis que intervêm na descrição .. qualitativa e quantitativa do fenômeno da convecção é considerável e sua medida nem sempre é fácil ou possível. Tem-se, por exemplo, que uma compreensão correta da transferência de calor por convecção entre uma parede e o meio fluido circundante exige a consideração de propriedades do fluido, características hidrodinâmicas do movimento do fluido, forma e dimensões da superfície de contacto, diferença de temperaturas entre o contorno e o fluido, magnitude do fluxo térmico intercambiado parede-fluido, distribuição deste fluxo térmico sobre a parede etc.

A simples enumeração das variáveis determinada a razão pela qual, durante anos e anos, o fenômeno foi ignorado em sua essência. Por muito tempo limitaram-se os estudos do fenômeno a uma descrição quantitativa pela denominada "Lei de Newton"-mais propriamente a definição matemática de uma entidade, o "coeficiente de película", do que uma lei física - que relaciona o fluxo térmico entre o contorno sólido e o fluido com a área de contacto e a diferença global de temperatura parede-fluido, através do coeficiente médio de película pela expressão

$$q = \bar{h} \cdot A \cdot \Delta t \quad (9)$$

A expressão (9), embora extremamente simples, na realidade encobre a complexidade inerente à descrição e análise do fenômeno que ela quantitativamente representa, isto porque tôdas as dificuldades na compreensão e tradução numérica da convecção foram englobadas numa única grandeza, o coeficiente médio de película, cuja determinação é, agora extraordinariamente elaborada.

Modernamente o avanço conseguido em estudos de Mecânica dos Fluidos e de Transmissão de Calor permite já um conhecimento muito mais satisfatório do fenômeno de convecção: em muitos casos pode-se, por procedimentos puramente analíticos, conseguir a determinação do campo de temperaturas num fluido em movimento quando em contacto com um corpo a uma temperatura diferente da do fluido. Para isto, porém, é necessário o conhecimento de duas importantes entidades físicas: a camada limite hidrodinâmica e a camada limite térmica.

Para introduzir tais conceitos, considere-se, conforme a Figura 5, o escoamento de um fluido sobre uma placa plana, em temperatura diferente daquela do fluido.

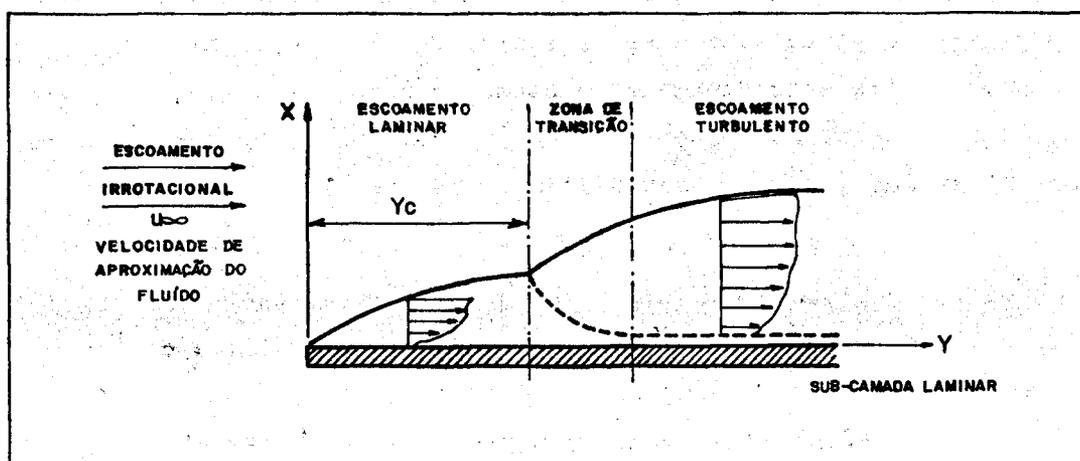


FIGURA 5

De um ponto de vista estritamente hidrodinâmico observa-se que as partículas fluidas nas vizinhanças imediatas do contorno sólido são desaceleradas, desaceleração esta independente da maneira pela qual se dá o escoamento ao longe da parede e que é devida às forças viscosas. Observa-se ainda que esta região onde a velocidade de escoamento difere daquela ao longe do contorno é de pequenas dimensões quando comparadas com as do contorno.

A esta região junto a superfície, onde são preponderantes, as forças viscosas dá-se o nome de "camada limite hidrodinâmica". Sua espessura, numa certa secção de escoamento, é definida como a distância, medida normalmente à superfície e contada a partir do contorno, na qual a velocidade do escoamento atinge 99% da velocidade do fluido ao longe - (u_{∞}) - (velocidade do escoamento numa região não perturbada pela presença do contorno sólido).

A vantagem da introdução do conceito de camada limite hidrodinâmica é de natureza sobretudo operacional; de fato, pelo próprio conceito desta entidade, fora da camada limite hidrodinâmica as forças de atrito não se manifestam significativamente, e o gradiente de velocidades é irrelevante; tem-se, pois, fora da camada limite hidrodinâmica um escoamento irrotacional, que pode ser descrito pelas Equações de Euler, muito mais simples para serem integradas que as Equações de Navier-Stokes.

Assim a introdução do conceito de camada limite hidrodinâmica permite subdividir o estudo do escoamento em duas regiões: a zona irrotacional, onde se ignoram os efeitos de forças viscosas reduzindo-se as equações de Navier-Stokes àsquelas de Euler, e a camada limite, onde as equações de Navier-Stokes podem ser simplificadas com a análise de ordem de grandeza dos termos envolvidos.

Dentro da camada limite nota-se, ainda, a existência de dois tipos ou regimes de escoamento. Junto ao bordo de ata

que da placa a movimentação das partículas fluidas se faz em filetes que se movem paralelos, é o chamado "regime laminar". À medida que se caminha sobre a placa atinge-se uma zona de transição.. onde se observam instabilidades do escoamento, cada vez mais acen tuadas, até que o movimento das partículas fluidas se torna com pletamente irregular, com perda da individualidade dos filetes, em bora o movimento global do agregado de partículas seja regular e previsível: é o chamado "regime turbulento". Cabe, porém, a obser vação que ainda no interior da camada limite francamente turbulen ta subsiste uma camada extremamente pouco espessa, junto ao con torno onde o escoamento ainda é laminar: é a chamada subcamada la minar.

A transição da camada limite laminar para a camada limite turbulenta é difícil de ser caracterizada com precisão pois o próprio mecanismo que lhe dá origem é ainda objeto de pesquisa. De qualquer forma a caracterização da passagem do escoamento lami nar para o escoamento turbulento é analisada através de um adimen sional, denominado Número de Reynolds.

$$Re = \rho V \cdot y / \mu \quad (10)$$

o qual, na zona de transição, para o caso indicado (escoamento sô bre placa plana), situa-se entre 400.000 e 500.000.

As mesmas considerações feitas para o campo de ve locidades no escoamento de um fluido em torno de um objeto podem ser feitas para o campo de temperaturas se a parede estiver mais quente ou mais fria que o fluido circundante.

Assim, quando um contorno é imerso num fluido em movimento, não estando ambos na mesma temperatura, os efeitos de gradiente térmico fazem-se sentir numa região, pouco espessa, jun to à parede: é a chamada camada limite térmica, cuja espessura é definida como a distância, medida normalmente à superfície e con tada a partir do contorno, na qual a diferença entre a temperatu

ra local do escoamento e a temperatura da parede atinge 99% da diferença entre a temperatura do fluido ao longe e a temperatura da parede.

Também aqui a vantagem de introdução deste conceito é operacional: a mesma técnica de simplificações usada por Blasius para as equações de Navier-Stokes permitem simplificar consideravelmente a equação de energia, introduzida por Schlichthing. Resulta, então, o escoamento subdividido em duas regiões: uma, onde existem gradientes térmicos, para a qual a equação de energia resulta simplificada e outra onde os gradientes térmicos são irrelevantes, podendo ser admitidos inexistentes.

A camada limite térmica, que começa a se formar.. quando se inicia o processo de transferência de calor, isto é , quando começa a diferir as temperaturas da placa e do fluido, pode, conforme a natureza do fluido e conforme a natureza do processo de transmissão de calor, ser mais espessa, menos espessa do que a camada limite hidrodinâmica ou igualmente espessa. Para o caso da Figura 6, onde se supôs toda a placa em temperatura uniforme , diversa daquela do fluido adjacente, a relação entre as espessuras das camadas limites dinâmicas e térmica é dada por uma propriedade do fluido, um adimensional, o Número de Prandtl, isto é,

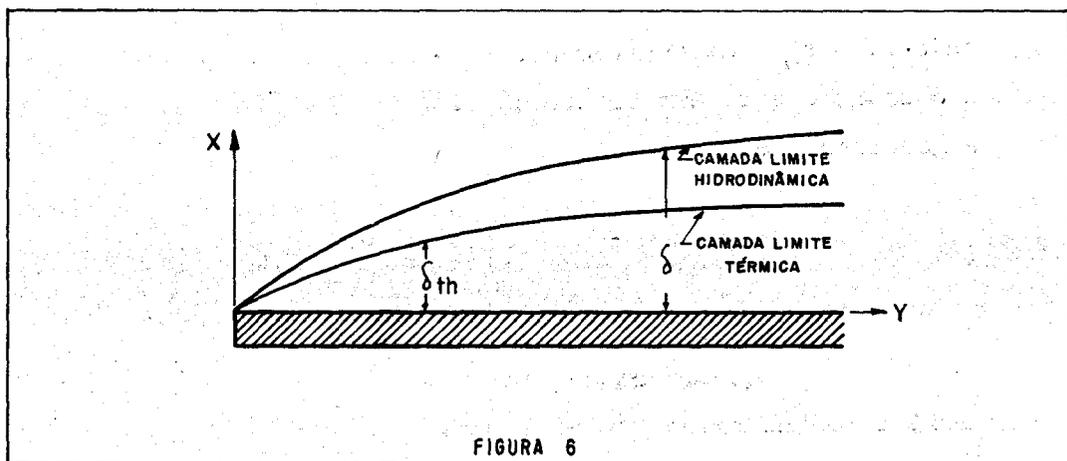
$$Pr = c_p \mu / k \quad (11)$$

sendo a camada limite dinâmica mais espessa, igualmente espessa ou menos espessa que a camada limite térmica consoante se tenha Pr maior, igual ou menor que a unidade, respectivamente.

As equações das camadas limites hidrodinâmica e térmica quando integradas, com a imposição de condições de contorno compatíveis com o problema analisado, permitem o levantamento do campo de temperaturas para o fluido escoando, isto é, permitem o conhecimento de uma função

$$t = t(x,y) \quad (12)$$

x, y - coordenadas espaciais conforme figura 6.



O conhecimento desta função possibilita, imediatamente, o cômputo do fluxo térmico intercambiado entre a parede e o fluido adjacente. De fato, sabe-se que as partículas fluidas imediatamente contíguas ao contorno têm, relativamente a este, velocidade nula: é a conhecida camada estagnante, cuja espessura não se conhece com exatidão mas que, é possível afirmar seguramente, existe para a coordenada x tomando o valor zero. Nesta camada estagnante a troca de calor deve-se a um mecanismo eminentemente molecular, isto é, a uma condução pura. Fica, pois, o fluxo térmico específico medido por

$$q''_y = -k \left[\frac{\partial t(x,y)}{\partial x} \right]_{x=0}$$

É desnecessário, conhecida a função (12), a determinação do coeficiente de película para cálculo do fluxo térmico trocado entre uma parede e o fluido. Por tradição, porém, preferre-se reconduzir o cálculo à avaliação do coeficiente de película, mais precisamente, de um coeficiente de película local, h_y , de forma que se tenha

$$q''_y = -k \left[\frac{\partial t(x,y)}{\partial x} \right]_{x=0} = h_y (t_w - t_\infty)_y \quad (13)$$

sendo t_∞ e t_w , respectivamente, a temperatura do fluido ao longe do obstáculo e a temperatura superficial do obstáculo numa abscissa genérica. Resulta, então

$$h_y = \frac{-k \left[\frac{\partial t(x,y)}{\partial x} \right]_{x=0}}{(t_w - t_\infty)_y}$$

Quanto ao coeficiente médio de película definido pela Lei de Newton pode ser computado através da relação

$$\bar{h} = \frac{1}{L} \int_0^L h_y dy \quad (14)$$

O procedimento aqui descrito em suas linhas gerais é válido para qualquer contorno, qualquer condição térmica sobre a parede imersa etc. No entanto, deve-se ressaltar que as equações diferenciais a derivadas parciais que representam os fenômenos nas camadas limites hidrodinâmica e térmica têm solução conhecida, apenas no caso de escoamento laminar (o que simplifica muito as equações de Navier-Stokes e da Energia) e quando se apresentam condições de contorno - geométricas e térmicas - relativamente simples.

Para contornar tais limitações - das quais a mais séria é a não aplicabilidade das equações ao escoamento turbulento, tecnologicamente o mais comum, outros métodos para cálculo do coeficiente de película foram pesquisados, discutidos e estabelecidos. Citam-se, entre tais procedimentos, a Análise Dimensional, o Método Integral e os Métodos Analógicos.

III.7 - Procedimentos para obtenção de Coeficiente de Película

A rigor o estudo dos problemas de convecção deveria ser feito mediante integração das equações da quantidade de movimento e da energia para o fluido em escoamento. Este procedimento, já desenvolvido para convecção laminar, tem, modernamente, sido objeto de estudos para a convecção turbulenta. Muitas simplificações tais como a definição de novos parâmetros similares à viscosidade e à difusividade térmica, mas englobando também o transporte de quantidade de movimento e energia pelo mecanismo de turbilhões estão sendo tentadas. As dificuldades ainda não totalmente superadas; em parte pelo desconhecimento do fenômeno de turbulência, em parte pelas dificuldades matemáticas associadas ao estabelecimento de um modelo que represente o fenômeno.

Métodos aproximados tem sido, usados então para o estudo qualitativo e, sobretudo, quantitativo da convecção.

(i) Método Integral de Von-Karman-Kroujiline

Consiste o método na aplicação da 2ª Lei de Newton e do 1º Princípio da Termodinâmica não a uma partícula fluida, como nas equações de Navier-Stokes e de Schlichting, mas a um agregado de partículas de dimensões finitas, contendo em seu interior as camadas limites hidrodinâmica e térmica. O procedimento aplica-se a escoamento laminar ou turbulento e os resultados que oferece são altamente precisos: tem, porém o inconveniente de necessitar, como ponto de partida, que se admita conhecida uma lei para a distribuição de velocidades e para a distribuição de temperaturas no fluido. Feita esta hipótese inicial, que pode ser orientada convenientemente por pesquisas anteriores, o desenvolvimento não apresenta dificuldades de natureza matemática, chegando-se, para conhecer a evolução da camada limite à medida que progride o escoamento, a uma equação diferencial de primeira ordem a derivadas totais, cuja solução pode ser determinada.

(ii) Analogia entre Transferência de Calor e Momentum

Consiste o método em se escrever equações de momentum e energia formalmente idênticas àquelas aplicáveis a escoamento não turbulento mas usando propriedades de transporte (difusividades térmica e de momentum) determinadas de modo a englobar os efeitos da turbulência. Tendo em vista o fato de ter-se verificado experimentalmente que o número de Prandtl turbulento independe do número de Prandtl laminar e do tipo de experimento e com a hipótese adicional que aquele seja unitário chega-se à expressão fundamental da analogia de Reynolds relacionando o fluxo térmico turbulento e a tensão de cisalhamento turbulenta. O cálculo direto do fluxo térmico através dessa analogia só pode ser feito para .. fluidos que tenham número de Prandtl unitário; no entanto, com certas modificações ditadas por procedimentos experimentais, essa analogia pode ser estendida a fluidos que não apresentem número de Prandtl unitário.

IV - ANÁLISE DO PROBLEMA - DADOS DISPONÍVEIS PARA A SOLUÇÃO

A análise do problema, com os dados fornecidos pela DOMR e relacionados adiante, recai em caso clássico de transmissão de calor desde que se considere que as camadas limites dinâmicas e térmicas que se desenvolvem sobre a placa de blindagem não são influenciadas por aquelas que se desenvolvem sobre as paredes que constituem a estrutura do elemento de blindagem. Esta aproximação é perfeitamente satisfatória tendo em vista as dimensões do canal de passagem do fluido refrigerante.

Nestas condições o problema do cálculo do campo de temperaturas numa placa plana com geração interna se reduz apenas a uma integração da equação geral da condução de calor com constantes de integração determinadas pelo emprêgo da lei de Newton para a troca de calor por convecção entre as faces externas da placa e o refrigerante. O emprêgo da lei de Newton pode ser feito sem maiores problemas desde que os coeficientes de película placa/fluido..

para escoamento forçado sobre placa plana imersa num meio infinito podem ser descritos, em seus valores locais, na camada limite laminar pelo resultado da integração de Pohlhausen da equação de energia (usando as velocidades calculadas por Blasius) e na camada limite turbulenta pelo resultado da aplicação de uma expressão empírica do coeficiente de atrito local à equação do fator de Colburn (Analogia de Reynolds modificada).

O problema, em suas linhas gerais, assemelha-se bastante ao cálculo do campo de temperaturas em elementos combustíveis de reatores nucleares. Nestes estudos é técnica usual o tratamento através das equações da condução unidimensional, isto é, admitindo-se que em cada secção normal ao escoamento, (caracterizada pela coordenada y da figura 7) a distribuição de temperaturas na peça seja dada pela integração da equação geral da condução de calor supondo as isotérmicas caracterizadas por uma única coordenada espacial (Coordenada x na figura 8). De secção para secção tem-se uma distribuição diferente de temperaturas eis que variam as condições de contorno que a caracterizam.

A variação, com a cota, destas condições de contorno explica-se pela variação:

A) do coeficiente de película local; à medida que o fluido avança em seu movimento sobre a placa torna-se cada vez mais espessa a camada limite desenvolvida e, ainda, pode ocorrer transição do regime de escoamento nesta camada limite, tudo se traduzindo numa variação da resistência que o fluxo térmico encontrará para passar da parede sólida para o fluido;

B) da temperatura do fluido refrigerante; há uma troca de fluxo térmico com a parede e, assim, o fluido se aquece.

Esta técnica de tratamento do problema como uma su

cessão de casos unidimensionais é uma aproximação pois a variação das condições de contorno com a cota implica, obrigatoriamente, em que as isotérmicas não sejam planos paralelos às faces da placa contrariamente ao admitido na integração da Equação Geral da Condução. Certamente, para os elementos combustíveis de reatores nucleares, peças de espessura muito pequena diante da altura e mesmo da largura, as isotérmicas afastar-se-ão muito pouco de planos paralelos às faces dos elementos combustíveis, e o modelo matemático representado por uma sucessão de placas independentes superpostas - onde a distribuição de temperatura seja unidimensional - é uma aproximação altamente satisfatória.

Sendo, porém, a blindagem gama consideravelmente.. mais espessa que uma placa de elemento combustível, havia necessidade de verificação da validade do modelo matemático proposto. Para isto foi decidido, como segunda etapa, atacar o problema sob um prisma mais consentâneo com a configuração física do fenômeno, isto é, tratar a distribuição de temperaturas caracterizando-a .. através de duas coordenadas espaciais (coordenadas x e y na figura 7). O problema bidimensional foi formulado e resolvido por métodos numéricos (v. item III), conseguindo-se assim, uma distribuição de temperaturas traduzida por um conjunto discreto de pontos, (pontos nodais da malha adotada para resolução do problema).

Finalmente adotou-se para a variação da Potência específica da fonte térmica segundo a espessura da placa de chumbo (coordenada x na figura 8) uma lei exponencial do tipo

$$q''' = q_0''' e^{-\mu x}$$

não se levando em conta as radiações secundárias (fator de Build-up unitário).

Para a determinação das condições térmicas da blindagem a DOMR forneceu os seguintes dados:

- Temperatura de entrada da água de resfriamento

nos elementos: 35°C;

- Vazão da bomba de circulação do circuito de refrigeração do carôço do reator: 2.600 gpm;
- Número de Elementos Combustíveis colocados na placa matriz do carôço do reator: 28;
- Área ocupada pelo equipamento experimental do GRESIL: 50% da área ocupada por um elemento combustível;
- Vazão através dos furos da placa matriz: 5% da área ocupada por um elemento combustível;
- Número de elementos de blindagem: 8;
- Dimensões dos elementos combustíveis: conforme desenho nº LP 116 E-3;
- Elementos de Blindagem: dimensões do elemento e placa de blindagem conforme figura nº 7; material das placas de blindagem: chumbo placas de blindagem encamisadas com 0,5mm de alumínio;
- Potência específica máxima da fonte térmica: $2,1 \times 10^6$ Kcal/hr.m³.

As propriedades dos materiais envolvidos no projeto desta blindagem gama, a saber, chumbo (material de blindagem), alumínio (material da camisa protetora) e água leve (fluido refrigerante do reator) foram levantadas pelo pessoal do Grupo de Térmica da DFR nas referências indicadas ao pé da página:

<u>CHUMBO</u> : Condutibilidade Térmica	$K_b = 29,9$ Kcal/hr.m.C*
Coefficiente de Absorção Linear	$= 55,5$ m ⁻¹ **
(para radiação gama de 10 Mev)	

* A.S.M. : Metals Handbook - vol. I - 8ª Edição, 1961

** Hehl, W.G. - Blindagem de Reatores Edição 1963 - Tabela 5.10

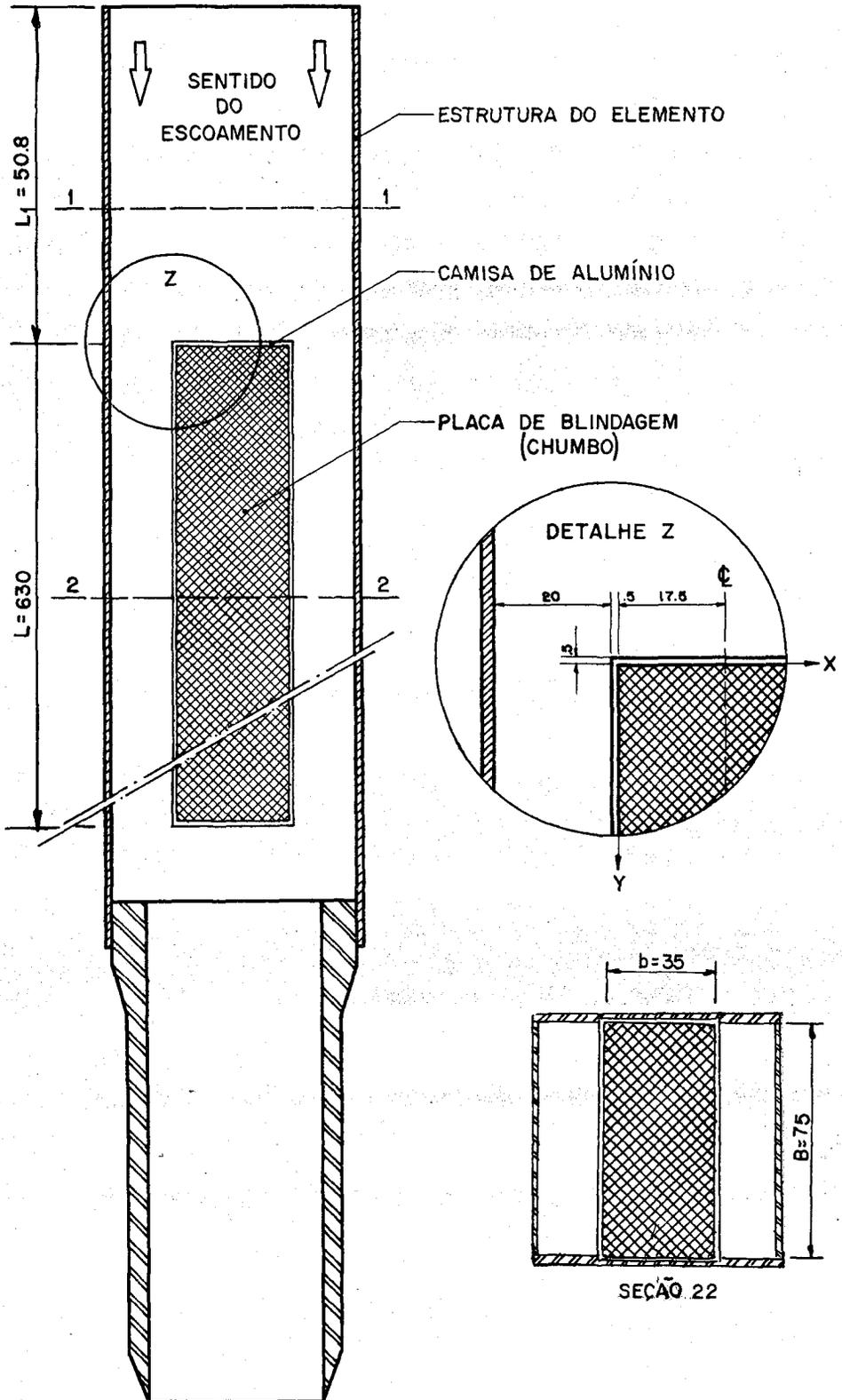


FIGURA 7 (SEÇÃO AA - FIGURA 1)

ALUMÍNIO: Condutibilidade Térmica $K_r = 191 \text{ Kcal/hr.m.C}^*$

ÁGUA: (propriedades para uma temperatura de 100°F)

Condutibilidade Térmica	$K_f = 0,057 \text{ Kcal/hr.m.C}^{**}$
Calor Específico	$c_p = 0,998 \text{ Kcal/kg.C}^{**}$
Viscosidade Cinemática	$\nu = 0,69 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^{**}$
Massa Específica	$\rho = 993,2 \text{ kg/m}^3^{**}$
Número de Prandtl	$Pr = 4,52^{**}$

V - AVALIAÇÃO DA VELOCIDADE DE ESCOAMENTO DO REFRIGERANTE

Para caracterização do comportamento térmico da blindagem gama é necessário o conhecimento do coeficiente de película entre a face da placa e o fluido refrigerante. A determinação deste coeficiente de película pressupõe o conhecimento prévio da velocidade de escoamento do fluido, seja para definir a laminaridade ou turbulência do escoamento, seja para definir, quantitativamente, o adimensional de Reynolds que é um dos parâmetros influentes na convecção forçada.

O Grupo de Térmica da DFR recorreu, inicialmente, à DOMR para obtenção de dados que permitissem o conhecimento desta velocidade de escoamento. Em face da inexistência de dados característicos do campo de velocidades do escoamento do refrigerante no carôço do reator partiu-se para o cálculo deste campo de velocidades.

Esta determinação não foi feita com muitos detalhes e refinamentos em razão da pobreza de dados existentes e da insegurança de outros; todos os coeficientes, fórmulas etc utilizados foram levantados a partir do trabalho "Étude Thermique de l'Augmentation de Puissance de Siloe".

* A.S.M. - Metals Handbook - vol. I - 8ª Edição, 1961

** Departamento de Engenharia Mecânica - Manual de Termodinâmica e Transmissão de Calor - 1ª Edição, 1965

Partindo da premissa que as perdas de carga ao longo dos vários canais de passagem do refrigerante devem ser iguais entre si e que, pelo Princípio de Conservação da Massa, a descarga total é a soma das descargas através dos vários elementos e através dos furos da placa matriz, resulta:

(i) Perda de carga nos canais dos elementos combustíveis

A - Perda de carga singular na entrada do elemento combustível = ΔH_{c1}

$$\Delta H_{c1} = 0.5 \frac{V_{ec}^2}{2g}$$

onde,

V_{ec} é a velocidade do fluido refrigerante na entrada do elemento combustível. Ou ainda,

$$\Delta H_{c1} = 0.5 \left(\frac{S_c \times n_c}{S} \right)^2 \frac{V_c^2}{2g}$$

onde,

V_c é a velocidade de escoamento do fluido refrigerante no canal formado pelas placas de combustível;

S_c é a área deste canal;

S é a área total do elemento e

n_c é o número de canais em cada elemento combustível.

substituídos os valores numéricos, tem-se:

$$\Delta H_{c1} = 0,194 \frac{V_c^2}{2g}$$

B - Perda de carga distribuída ao longo da parte superior do elemento combustível = ΔH_{c2}

$$\Delta H_{c2} = 0,316 \cdot v^{0,25} \cdot \frac{L_1}{D^{1,25}} \cdot \frac{V_{ec}^{1,75}}{2g}$$

onde,

ν é a viscosidade cinemática da água;

L_1 é o comprimento da porção superior do elemento combustível (2") e

D é o diâmetro hidráulico da seção transversal do elemento (75 mm). Ou ainda,

$$\Delta H_{c2} = 0,316 \nu^{0,25} \frac{L_1}{D^{1,25}} \left(\frac{S_c \times n_c}{S} \right)^{1,75} \frac{v_c^{1,75}}{2g}$$

substituídos os valores numéricos: tem-se:

$$\Delta H_{c2} = 0,0169 \frac{v_c^{1,75}}{2g}$$

C - Perda de carga singular na entrada dos canais formados pelas placas de combustível = ΔH_{c3}

$$\Delta H_{c3} = K \frac{v_c^2}{2g} \quad \text{com } K = 0,4 \left(1,25 - \frac{\text{Área de passagem}}{\text{Área total}} \right)$$

ou, introduzidos os valores de cada termo, vem

$$\Delta H_{c3} = 0,251 \frac{v_c^2}{2g}$$

D - Perda de carga distribuída ao longo dos canais formados pelas placas de combustível = ΔH_{c4}

$$\Delta H_{c4} = 0,316 \nu^{0,25} \cdot \frac{L}{D_H^{1,25}} \cdot \frac{v_c^{1,75}}{2g}$$

onde,

D_H é o diâmetro hidráulico do canal.

Da consideração simultânea destas quatro parcelas, resulta, para a perda de carga total no elemento combustível

$$\Delta H_c = 0,194 \frac{v_c^2}{2g} + 0,0169 \frac{v_c^{1,75}}{2g} + 0,251 \frac{v_c^2}{2g} + 13,116 \frac{v_c^2}{2g} \quad (15)$$

(ii) Perda de Carga nos Canais dos Elementos de Blindagem

A - Perda de carga singular na entrada do elemento

= ΔH_{b1}

$$\Delta H_{b1} = 0,5 \frac{v_{eb}^2}{2g}$$

onde,

v_{eb} é a velocidade do fluido refrigerante na entrada do elemento de blindagem. Ou ainda,

$$\Delta H_{b1} = 0,5 \left[\frac{S_b \times n_b}{S} \right]^2 \frac{v_b^2}{2g}$$

onde,

v_b é a velocidade de escoamento do fluido refrigerante no canal do elemento de blindagem;

S_b é a área deste canal;

S é a área total do elemento e

n_b é o número de canais em cada elemento de blindagem.

substituídos os valores numéricos, tem-se:

$$\Delta H_{b1} = 0,142 \frac{v_b^2}{2g}$$

B - Perda de carga distribuída ao longo da parte superior do elemento de blindagem = ΔH_{b2}

$$\Delta H_{b2} = \frac{0,316 v^{0,25}}{2g} \cdot \frac{L_1}{D^{1,25}} v_{eb}^{1,75}$$

substituídos os valores numéricos, tem-se

$$\Delta H_{b2} = 0,0622 \frac{V_b^2}{2g}$$

C - Perda de carga singular na entrada dos canais formados pela placa de blindagem e as paredes do elemento = ΔH_{b3}

$$\Delta H_{b3} = K_2 \frac{V_b^2}{2g}$$

onde,

$$K_2 = f(D_{H2}/D_{H1});$$

D_{H1} e D_{H2} são os diâmetros hidráulicos das secções 1.1 e 2.2 respectivamente, indicados na Fig. 7. Para o caso tem-se

$D_{H2}/D_{H1} = 0,69$ com o que se obtém, da referência "Fluid Mechanics", de R.L. Daugherty e A.C. Ingersoll,

$K_2 = 0,24$. Numêricamente, tem-se:

$$\Delta H_{b3} = 0,24 \frac{V_b^2}{2g}$$

D - Perda de carga distribuída ao longo dos canais pela placa de blindagem e as paredes do elemento = ΔH_{b4}

$$\Delta H_{b4} = f \frac{L}{D_H} \frac{V_b^2}{2g}$$

onde,

D_H' é o diâmetro hidráulico do canal;

com f = coeficiente médio de atrito = 0,05, vem

$$\Delta H_{b4} = 0,993 \frac{V_b^2}{2g}$$

Da consideração simultânea destas quatro parcelas, resulta, para a perda de carga total no elemento de blindagem

$$\Delta H_b = 0,142 \frac{V_b^2}{2g} + 0,0622 \frac{V_b^{1,75}}{2g} + 0,24 \frac{V_b^2}{2g} + 0,993 \frac{V_b^2}{2g} \quad (16)$$

(iii) Conservação da Massa

$$V_c S_c + V_b S_b = Q \quad (17)$$

Resolvendo simultaneamente, por métodos reiterativos, as equações (15), (16) e (17), vem:

$$V_c = 0,91 \text{ m/s}$$

$$V_b = 2,78 \text{ m/s}$$

VI - SOLUÇÃO UNIDIMENSIONAL COM VALORES LOCAIS PARA O COEFICIENTE DE PELÍCULA

(i) Determinação da Distribuição de Temperaturas em ..
função dos Coeficientes de Película Locais

A Equação Geral da Condução de Calor tem a forma:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[k_x \frac{\partial t}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[k_y \frac{\partial t}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k_z \frac{\partial t}{\partial z} \right] + q''' = \rho C_p \frac{\partial t}{\partial \tau}$$

onde,

t é a temperatura no ponto de coordenadas (x,y,z), no instante τ

k_x condutibilidade térmica segundo a direção O_x

k_y condutibilidade térmica segundo a direção O_y

k_z condutibilidade térmica segundo a direção O_z

q''' potência específica da fonte térmica (calor liberado na unidade de volume e na unidade de tempo).

ρ massa específica

C_p calor específico

x,y,z coordenadas espaciais

τ coordenada temporal

Para o caso em estudo são admissíveis as simplificações:

(a) meio isotrópico e condutibilidade térmica cons

tante (ou representada por um valor médio significativo), isto é,

$$k_x = k_y = k_z = k_b = c^{te}$$

(b) unidimensionalidade do fenômeno em cada cota, isto é, basta a coordenada espacial x para caracterizar a distribuição de temperaturas, isto é,

$$\frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0$$

(c) condições de regime permanente, ou seja, a temperatura varia (ou pode variar) de ponto para ponto mas, em cada ponto, é independente do instante considerado, isto é,

$$\frac{\partial t}{\partial t} = 0$$

(d) a lei de variação da potência específica da fonte térmica tem, para o aquecimento gama, com hipótese simplificadora, analisada no § IV, a forma

$$q''' = q_o''' \cdot e^{-\mu x}$$

onde,

q_o''' toma o valor fornecido pela DOMR para a potência específica máxima da fonte térmica.

Essas simplificações, introduzidas na Equação Geral da Condução de Calor, reduzem-na à forma simplificada

$$\frac{d^2 t}{dx^2} + \frac{q_o''' e^{-\mu x}}{k_b} = 0$$

a qual pode ser facilmente integrada, resultando

$$t = - \frac{q_o'''}{k_b \mu^2} \cdot e^{-\mu x} + C_1 x + C_2 \quad (18)$$

onde,

C_1 e C_2 são duas constantes de integração que serão determinadas mediante condições de contorno compatíveis com o problema analisado. Estas condições traduzem-se por

$$-k_b \left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=0} = \frac{t_{f1} - t_{x=0}}{\frac{1}{h_1} + \frac{e}{kr}} \quad (19)$$

$$-k_b \left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=b} = \frac{t_{x=b} - t_{f2}}{\frac{1}{h_2} + \frac{e}{kr}} \quad (20)$$

onde, t_{f1} e t_{f2} , h_1 e h_2 representam, numa cota genérica da placa, a temperatura ao longe do fluido e o coeficiente local de película, como indicado na Fig. 8 onde, também, se define a origem do eixo das abscissas. Estas duas condições de contorno resultam impondo-se que os fluxos térmicos que, por condução, chegam às interfaces blindagem/revestimento sejam transferidos em condições de regime permanente, para o refrigerante, vencendo a resistência térmica representada pela camisa de alumínio e a película de contacto fluido/parede.

A consideração simultânea das condições de contorno (19) e (20) e da distribuição de temperaturas (18) leva a um sistema linear de duas equações nas incógnitas C_1 e C_2 : resolvido este sistema vem, para a distribuição de temperatura, suposta unidimensional, sobre cada cota da placa de blindagem,

$$t = -M e^{-\mu x} + \frac{1}{N} \left[M(e^{-\mu b} F - G) + (t_{f2} - t_{f1}) \right] x + \\ + MG + t_{f1} + \frac{J}{N} \left[M(e^{-\mu b} F - G) + (t_{f2} - t_{f1}) \right] \quad (21)$$

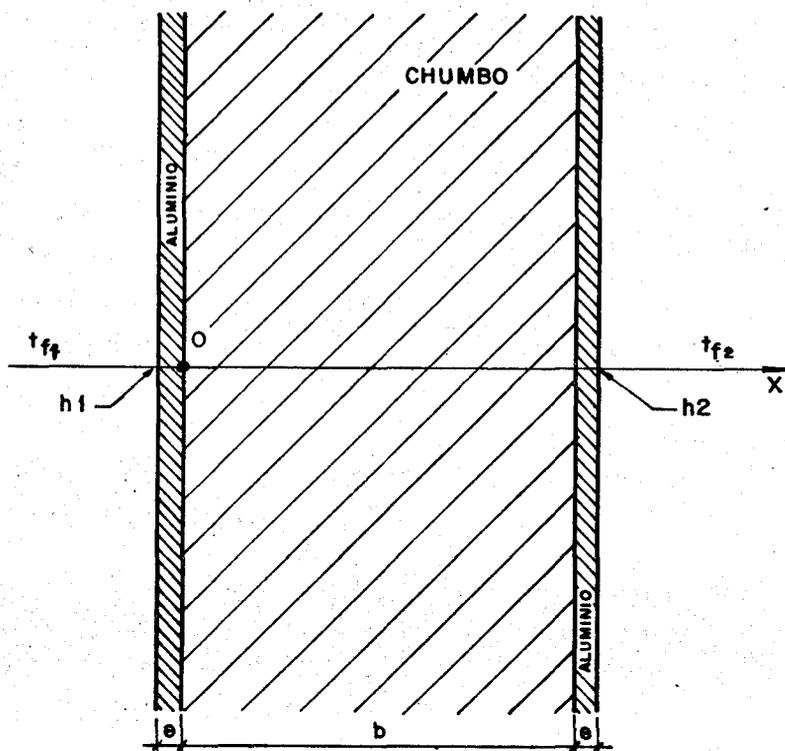


FIGURA 8

onde,

$$M = \frac{q_o'''}{k_b \mu^2}$$

$$N = b + k_b \left(\frac{1}{h_1} + \frac{1}{h_2} + \frac{2e}{kr} \right)$$

$$F = 1 - k_b \left(\frac{1}{h_2} + \frac{e}{kr} \right)$$

$$G = 1 + k_b \mu \left(\frac{1}{h_1} + \frac{e}{kr} \right)$$

$$J = k_b \left(\frac{1}{h_1} + \frac{e}{kr} \right)$$

(ii) Coeficientes de película locais

Para a completa caracterização das temperaturas na

placa de blindagem é necessária a solução numérica de (21): para tanto deve-se conhecer o coeficiente local de película para cada uma das cotas da placa de blindagem.

Esta determinação, como já se disse (v. § III.7), envolve apenas resultados clássicos da Transmissão de Calor. Lembrando que o escoamento sobre a placa apresenta inicialmente uma camada limite laminar e, além de uma certa cota crítica, uma camada limite turbulenta, tem-se para cada uma destas zonas de escoamento, as seguintes relações quantitativas para descrever o fenômeno de convecção:

- para escoamento laminar, isto é, enquanto $Re = \frac{V \cdot y}{\nu} \leq 500.000$

$$h = 0,332 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{k_f}{y}\right) \quad (22)$$

- para escoamento turbulento, isto é, para $Re = \frac{V \cdot y}{\nu} > 500.000$

$$h = 0,0288 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{k_f}{y}\right) \quad (23)$$

onde y é uma coordenada espacial (v. Fig. 7), que identifica cada uma das secções da peça.

(iii) Temperatura ao longe do refrigerante

Para completa caracterização das temperaturas na placa de blindagem deve-se, também, conhecer, em cada cota, a temperatura ao longe do fluido. Para calcularmos estas temperaturas conhece-se a temperatura de admissão do fluido ($t_{ef} = 35^{\circ}C$) e sabe-se que o fluxo térmico dissipado pela blindagem para o refrigerante faz com que a entalpia, e portanto, a temperatura deste se eleve, elevação esta que pode ser calculada com a 1ª Lei de Termodinâmica. Resulta, então,

$$t_{fl}(y + \Delta y) = t_{fl}(y) + \frac{Q_1(y)}{\rho v_b S_b C_p}$$

$$t_{f2}(y + \Delta y) = t_{f2}(y) + \frac{Q_2(y)}{\rho y_b S_b C_p}$$

onde,

$$Q_1(y) = k_b \cdot B \cdot \Delta y \cdot \left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=0} = \text{fluxo térmico dissipado pela face 1 (na cota } y)$$

$$Q_2(y) = -k_b \cdot B \cdot \Delta y \cdot \left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=b} = \text{fluxo térmico dissipado pela face 2 (na cota } y)$$

Obs.: para $y = 0$, tem-se:

$$t_{f1}(0) = t_{f2}(0) = t_{ef}$$

(iv) Resultados

De posse da formulação do problema, detalhada nos itens (i), (ii) e (iii), a resolução numérica do problema de distribuição unidimensional de temperaturas na placa de blindagem foi conseguida com o auxílio do computador digital IBM 1620 Modelo II-D, do SCAD - Serviço de Cálculo Analógico e Digital, do Instituto de Energia Atômica.

Para tanto, se fez uso do Programa Fortran ETBGU (v. item XIII), especialmente realizado para este estudo. Graças a este programa foram obtidas duas tabelas de resultados, que fornecem informações sobre as condições de funcionamento térmico para 90 seções da placa de chumbo, isto é, foram consideradas na blindagem noventa faixas, todas de mesma espessura $\Delta y = 7$ mm, em cada uma das quais foi admitida unidimensionalidade da distribuição de temperaturas.

A Tabela nº 1 fornece, para cada cota, indicada genericamente pelo Índice I: a coordenada, medida a partir do bordo de ataque da placa, correspondente ao plano médio da faixa y (ou Y na programação Fortran), o coeficiente de película local (que é o mesmo para as duas faces da placa eis que, sendo sempre muito pequena a variação da temperatura ao longe do fluido, não se alte

ram substancialmente as propriedades do fluido) h (ou H na programação Fortran); a temperatura ao longe do fluido refrigerante escoando junto a face 1 (ou $TF1$ na programação Fortran); a temperatura ao longe do fluido escoando junto a face 2 (ou $TF2$ na programação Fortran); a temperatura máxima, t_{\max} (ou $TMAX$ na programação Fortran); e a abscissa que caracteriza o ponto onde, na faixa, ocorre a essa temperatura máxima, x_{\max} (ou $XMAX$ na programação Fortran).

A Tabela nº 2 fornece, para cada cota, indicada genericamente pelo índice I , as temperaturas em seis pontos distintos, equiespaçados de $\Delta x = 7$ mm, a partir da origem do eixo das abscissas, segundo a orientação admitida na figura 8: estas temperaturas, na programação Fortran, designam-se por $T1$, $T2$, $T3$, $T4$, $T5$ e $T6$ e correspondem, em cada cota, respectivamente, aos pontos de abscissas 0 mm, 7 mm, 14 mm, 21 mm, 28 mm e 35 mm.

(v) Análise dos Resultados do Método Unidimensional

A leitura atenciosa das Tabelas nºs. 1 e 2 permite as conclusões:

a) a máxima temperatura que se verificará na placa de blindagem será $49,00^{\circ}\text{C}$;

b) a máxima temperatura da placa é bem menor que a temperatura de fusão do chumbo e, portanto, quanto a este aspecto, o funcionamento da blindagem é eficiente e seguro;

c) a máxima temperatura atingida pelo refrigerante é $35,06^{\circ}\text{C}$;

d) no que respeita à eventual ebulição do refrigerante o funcionamento da blindagem ainda é seguro e eficiente; de fato, a perda de carga ao longo dos canais determinados pelas placas e elementos de blindagem é, de 0,55 m de coluna d'água; (fórmula (16) com $v_b = 2,78$ m/s) isto nos garante que, em nenhum pon-

to de canal, a pressão cai a 0,06 ata, pressão para a qual o refrigerante entraria em ebulição a 35,06°C.

VII - SOLUÇÃO BIDIMENSIONAL COM VALORES LOCAIS PARA O COEFICIENTE DE PELÍCULA

(i) Formulação Matemática

A solução bidimensional, se pesquisada através de procedimentos analíticos levaria a equações diferenciais de derivadas parciais, de segunda ordem, com condições de contorno variáveis ponto a ponto. A solução, certamente, não seria simples, motivo que justificou a pesquisa de uma solução numérica, isto é, a pesquisa não de uma função do tipo $t = F(x,y)$ (x,y - conforme figura 7) que fornecesse para cada ponto da placa, identificado por um par de coordenadas (x_0, y_0) , uma temperatura e sim a pesquisa dos valores numéricos das temperaturas em pontos determinados da placa.

Escolheu-se então um conjunto discreto de pontos, os mesmos cujas temperaturas foram determinadas, com a hipótese de unidimensionalidade, e se encontram na Tabela nº 2.

Conforme a posição do nó (Figs. 5, 3 e 4) na placa de blindagem e consoante o procedimento desenvolvido no § III.4.. resultam as seguintes equações de Balanço energético, já na forma residual

$$R(x,y) = -4t(x,y) + t(x-\Delta x, y) + t(x, y-\Delta y) + t(x, y+\Delta y) + t(x+\Delta x, y) + \frac{q_0''' e^{-\mu x} \Delta x^2}{k_b}$$

$$p/ \quad x \neq 0$$

$$x \neq b$$

$$y \neq 0$$

$$y \neq L$$

$$R(x,y) = -\left(\frac{3}{2} + \frac{h(y)\Delta x}{k_b}\right)t(x,y) + t(x+\Delta x, y) + \frac{t(x, y+\Delta y)}{2} + t f_1 \Delta x \frac{h(y)}{k_b} + \frac{q_0''' e^{-\mu x} \Delta x^2}{2k_b}$$

$$p/ \quad x = 0$$

$$y = 0$$

$$R(x,y) = -\left(\frac{3}{2} + \frac{h(y)\Delta x}{k_b}\right)t(x,y) + t(x-\Delta x,y) + \frac{t(x,y+\Delta y)}{2} + tf_2 \frac{\Delta x h(y)}{k_b} + \frac{q_0''' e^{-\mu x} \Delta x^2}{2k_b}$$

$$p/ \quad x = b$$

$$y = 0$$

$$R(x,y) = -3t(x,y) + t(x-\Delta x,y) + t(x+\Delta x,y) + t(x,y-\Delta y) + \frac{q_0''' e^{-\mu x} \Delta x}{k_b}$$

$$p/ \quad y = L$$

$$x \neq 0$$

$$x \neq b$$

$$R(x,y) = -\left(\frac{3}{2} + \frac{h(y)\Delta x}{k_b}\right)t(x,y) + t(x+\Delta x,y) + \frac{t(x,y-\Delta y)}{2} + tf_1 \frac{\Delta x h(y)}{k_b} + \frac{q_0''' \Delta x^2}{2k_b}$$

$$p/ \quad y = L$$

$$x = 0$$

$$R(x,y) = -\left(\frac{3}{2} + \frac{h(y)\Delta x}{k_b}\right)t(x,y) + t(x-\Delta x,y) + \frac{t(x,y-\Delta y)}{2} + tf_2 \frac{\Delta x h(y)}{k_b} + \frac{q_0''' e^{-\mu x} \Delta x^2}{2k_b}$$

$$p/ \quad y = L$$

$$x = b$$

$$R(x,y) = -3t(x,y) + t(x-\Delta x,y) + t(x+\Delta x,y) + t(x,y+\Delta y) + \frac{q_0''' e^{-\mu x} \Delta x^2}{k_b}$$

$$p/ \quad y = 0$$

$$x \neq 0$$

$$x \neq b$$

$$R(x,y) = -\left(2 + \frac{h(y)\Delta x}{k_b}\right)t(x,y) + t(x+\Delta x,y) + \frac{t(x,y-\Delta y) + t(x,y+\Delta y)}{2} + tf_1 \frac{\Delta x h(y)}{k_b} + \frac{q_0''' \Delta x^2}{2k_b}$$

$$p/ \quad y \neq 0$$

$$y \neq L$$

$$x = 0$$

$$R(x,y) = -(2 + \frac{h(y)\Delta x}{k_b}) t(x,y) + t(x-\Delta x, y) + \frac{t(x, y-\Delta y) + t(x, y+\Delta y)}{2} +$$

$$+ t_{f2} \frac{\Delta x h(y)}{k_b} + \frac{q''_o e^{-\mu x} \Delta x^2}{2k_b}$$

$$p/ \quad y \neq 0$$

$$y \neq L$$

$$x = b$$

Nestas equações os coeficientes de película são obtidos pela relações (22) e (23), já introduzidas, e, portanto, .. seus valores numéricos podem ser, para cada cota, tirados da Tabela nº 1. Para a resolução destas equações fêz-se, ainda, a hipótese que a temperatura do refrigerante é a mesma para tôdas as seções, hipótese esta bastante razoável diante dos resultados conseguidos com o estudo unidimensional; admitiu-se, então, a temperatura do refrigerante constante e igual a 35,00°C. ($t_{f1} = t_{f2} = \dots = t_{ef}$).

Chegou-se, assim, a um conjunto de 540 equações a 540 incógnitas (as temperaturas dos 540 pontos escolhidos para caracterização do campo térmico da blindagem).

(ii) Resultados

De posse da formulação do problema, explicada em (i), a resolução do problema foi feita empregando a técnica de relaxação (v. item III § III.5). Esta técnica foi aplicada com o auxílio do computador digital IBM-1620-II.

Para tanto se fêz uso do Programa Fortran ETBGB(v. item XIII), especialmente realizado para êste estudo. O processamento dêste programa tomou 29 horas de trabalho do computador, ao cabo das quais se obtiveram resíduos menores que 0,0025°C. Os re-

sultados dêste processamento encontram-se na Tabela nº 3, na qual a nomenclatura é a mesma usada para a Tabela nº 2.

(iii) Análise dos Resultados do Método Bidimensional

A leitura atenciosa da Tabela nº 3 permite concluir que a máxima temperatura na placa de blindagem se verificará sobre a secção identificada pelo índice $I=14$ e, certamente, será não superior a $47,00^{\circ}\text{C}$, temperatura significativamente menor daquela de fusão do chumbo.

VIII - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DAS SOLUÇÕES UNIDIMENSIONAL E BIDIMENSIONAL

A comparação dos resultados levantados com as hipóteses de unidimensionalidade e bidimensionalidade da distribuição de temperaturas na placa de blindagem pode ser feita pela análise simultânea das Tabelas nºs 2 e 3. Desta análise resultam as conclusões:

- (i) existe uma concordância significativa entre as temperaturas levantadas pelos dois procedimentos;
- (ii) a concordância entre os resultados torna-se .. ainda maior para pontos suficientemente afastados da zona de transição do escoamento laminar para o escoamento turbulento;
- (iii) a maior discordância entre os resultados se verifica para secções em torno da zona de transição do regime laminar para o regime turbulento ($Re = 500.000$);
- (iv) junto à transição do escoamento se verificam as condições mais críticas de trabalho da blindagem: nesta zona, porém, observa-se que o método unidimensional oferece resultados a favor da segurança, isto é, fornece temperaturas mais altas daquelas fornecidas pelo procedimento bidimensional.

IX - COMENTÁRIOS

A resolução do problema do campo de temperaturas numa blindagem gama com a hipótese de unidimensionalidade da distribuição de temperaturas e, sem dúvida, muito mais simples na formulação matemática e no tempo de processamento para obtenção de valores numéricos. De fato, enquanto o processamento do programa .. ETBGU não ultrapassa 20 minutos o processamento do programa ETBGB, partindo de um conjunto inicial de temperaturas não completamente arbitrário - adotaram-se, como valores iniciais para a aplicação do método de relaxação, isotermas unidimensionais sugeridas pelos resultados do programa ETBGU - empregou, aproximadamente, 29 horas.

Os resultados dos dois métodos já comparados no item VIII, justificam a utilização do procedimento unidimensional em situações semelhantes pois os valores por eles fornecidos estão a favor da segurança.

X - AGRADECIMENTOS

Os autores desejam expressar seus agradecimentos ao Dr. Paulo Saraiva de Toledo, pela sugestão do problema e pelas valiosas discussões durante a solução do mesmo.

Uma referência deve ser feita, também, aos membros do SCAD - Serviço de Cálculo Analógico e Digital - pela colaboração prestada por ocasião do processamento dos programas em Fortran citados no presente trabalho e à Srta. Terezinha Caires, pelo trabalho de datilografia, na preparação dessa publicação.

ABSTRACT

This paper presents the results obtained for the temperature distribution in a shielding plate with flat geometry, composed of two materials, heated by gamma-rays and cooled by water in regime of forced convection.

Two methods were used to determine analytically the field of temperatures in the plate.

In the first method the temperature distribution was admitted to be onedimensional in each section of the plate. This was equivalent to suppose that the plate was composed of the superposition of elements adiabatically separated from each other.

In the second method the temperature was admitted to be function of two coordinates what constituted a mores realistic assumption. The integration of the two-dimensional heat conduction equation was carried out by a numerical procedure.

Finally, the comparison of the results obtained by these two methods made possible the evaluation of the advantages and disadvantages of each one.

RÉSUMÉ

Ce rapport présente des résultats obtenus pour la distribution de températures dans une plaque plane, composée de deux matériaux, qui a subi un échauffement par des rayons gamma et un refroidissement par l'eau en convection forcée.

Analytiquement le champ de températures dans la plaque a été déterminé par les deux procédures suivantes; dans la première on a admis la hypothèse simplifiée de monodimensionnalité de la distribution de températures sur chaque section de la plaque de blindage, donc on a supposé que la plaque est constituée par la superposition de divers éléments, adiabatiquement séparés les uns des autres.

Dans la seconde procédure on a considéré une distribution de températures bidimensionnel, et la équation de conduction de la chaleur a été intégrée par une méthode numérique.

La comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes a permis l'évaluation des avantages et désavantages de chacun de ces procédures.

XI - BIBLIOGRAFIA

- 1 - A.S.M. - "Metals Handbook" - Vol. I - 8a. ed. - 1961
- 2 - Daily, J.M. & Harleman, D.R.F. - "Fluid Dynamics" - 1a.ed. Addison Wesley - 1966
- 3 - Daugherty, R.L. & Ingersoll, A.C. - "Fluid Mechanics"-5a. ed. - McGraw Hill - 1954
- 4 - Eckert, E.R.G. & Drake Jr., R.M. - "Heat and Mass Transfer" - 1a.ed - McGraw - 1959
- 5 - El-Wakil, M.M. - "Nuclear Power Engineering" - 1a. ed. - McGraw Hill - 1962
- 6 - E.P.U.S.P. - Depto. Engenharia Mecânica - "Manual de Termodinâmica e Transmissão de Calor" - 1a. ed. - 1965.
- 7 - Knudsen, J.G. & Katz, D.L. - "Fluid Dynamics and Heat ... Transfer" - 1a. ed. - McGraw Hill - 1958
- 8 - Hall, W.B. - "Reactor Heat Transfer" - 1a. ed. - Temple Press - 1958
- 9 - Hehl, W.C. - "Blindagem de Reatores" - 1a. ed. - CEN - 2-

- EN - 1963
- 10 - Merchie, F. - "Etude Thermique de l'Aumengtation de Puisse-
sance de Siloe" - CEA - 1965
 - 11 - Murray, R.L. - "Introduction to Nuclear Engineering - 2a.
ed. - Prentice Hall - 1961
 - 12 - Rockwell III, T. (ed.) - "Reactor Shielding Design Manual"
1a. ed. - D. Van Nostran - 1956
 - 13 - Rouse, H. (ed.) - "Advanced Mechanics of Fluids" - 1a.ed.
John Wiley & Sons - Chapman & Hall - 1959
 - 14 - Kreith, F. - "Principles of Heat Transfer" - 2a.ed. - ...
- International Textbook - 1965

XII - APÊNDICE

XII.1 - Programa ETBCU

(i) Comentário

ESTUDO TÉRMICO-BLINDAGEM GAMA-CASO UNIDIMENSIONAL
CONDUTIBILIDADES TÉRMICAS-BLINDAGEM=(BK), REVESTIMENTO=(RK)
CONDUTIBILIDADE TÉRMICA-FLUIDO=(FK) (KCAL/HR M C)
(ZL, BB, EB)=COMPRIMENTO, LARGURA E ESPESSURA DA BLINDAGEM (M)
(DX, DY)=ACRÊSCIMOS-ESPESSURA E COMPRIMENTO (M)
PROPRIEDADES DO FLUIDO-CP=CALOR ESPECÍFICO (KCAL/KG C)
VI=VISCOSIDADE (M2/S), RO=DENSIDADE (KG/M3), PR=NÚMERO PRANDTL
V=VELOCIDADE DO FLUIDO (M/S), TEF=TEMPERATURA ENTRADA FLUIDO (C)
AC=ALTURA CANAL (M), ER=ESPESSURA REVESTIMENTO (M)
MATERIAL BLINDAGEM-CAB=ABSORPTION COEFICIENT (1/M)
Q3=HEAT SOURCE(KCAL/M3 HR)

(ii) Programa

```
DEFINE DISK(10,90)
READ 10,BK,RK,FK,CP,VI,CAB
READ 10,RO,PR,AC,BB,ER,EB
READ 10,V,DX,DY,ZL,Q3,TEF
10 FORMAT (6E11.5)
  I=1
  IK=1
  ZM=Q3/(BK*CAB**2.)
  ZMP=RO*V*AC*BB
  DA=DY*BB
  TF1(I)=TEF
  TF2(I)=TEF
  Y(I)=DY/2.
90 RE(I)=V*Y(I)/VI.
  IF(RE(I)-500000.)50,50,60
50 H(I)=.332*RE(I)**0.5*PR**(1./3.)*FK/Y(I)
  GO TO 70
60 H(I)=.0288*RE(I)**0.8*PR**(1./3.)*FK/Y(I)
70 H1(I)=H(I)
  H2(I)=H(I)
  F=1.-BK*CAB*(RK+ER*H2(I))/(H2(I)*RK)
  G=1.+BK*CAB*(RK+ER*H1(I))/(H1(I)*RK)
  ZN=EB+BK*(RK*H2(I)+RK*H1(I)+2.*ER*H1(I)*H2(I))/
    (H2(I)*RK*H1(I))
  ZJ=BK*(RK+ER*H1(I))/(RK*H1(I))
```

```

RBS=(ZM*(G-F*2.7182818**(-1.*CAB*EB))+TF1(I)-TF
2(I))/ZN
XMAX(I)=(LOG(CAB*ZM)-LOG(RBS))/CAB
TMAX(I)=-1.*ZM*2.7182818**(-1.*CAB*XMAX(I))-RBS
*XMAX(I)+ZM*G+TF1(I
C)-ZJ*RBS
Q1=DA*BK*(CAB*ZM-RBS)
Q2=-1.*DA*BK*(CAB*ZM*2.7182818**(-1.*CAB*EB)-RB
S)
X(1)=0.
DO 80 J=1,6
T(J)=-1.*ZM*2.7182818**(-1.*CAB*X(J))-RBS*X(J)+
ZM*G+TF1(I)-ZJ*RBS
80 X(J+1)=X(J)+DX
FIND(IK)
RECORD(IK)T(1),T(2),T(3),T(4),T(5),T(6)
TF1(I+1)=TF1(I)+Q1/(ZMP*CP*3600.)
TF2(I+1)=TF2(I)+Q2/(ZMP*CP*3600.)
Y(I+1)=Y(I)+DY
I=I+1
IF(Y(I)-ZL)90,110,110
110 IK=1
PRINT 140
140 FORMAT(1H ,2X,1HI,6X,1HY,8X,1HH,7X,3HTF1,6X,3HT
F2,5X,4HTMAX,5X,4HX
*MAX)
PRINT 130
130 FORMAT(1H ,8X,3H(M),14H(KCAL/HR M2 C),1X,3H(C),
6X,3H(C),5X,3H(C),6
*X,3H(M))
DO 120 I=1,90
PRINT 150,I,Y(I),H(I),TF1(I),TF2(I),TMAX(I),XMA
X(I)
150 FORMAT(1H ,I3,2X,F7.4,2X,F8.1,2X,F7.2,2X,F7.2,2
X,F7.2,2X,F7.4)
120 CONTINUE
PRINT 30
30 FORMAT(1H ,2X,1HI,4X,2HT1,6X,2HT2,6X,2HT3,6X,2H
T4,6X,2HT5,6X,2HT6)
DO 20 I=1,90
FIND(IK)
FETCH(IK)T(1),T(2),T(3),T(4),T(5),T(6)
PRINT 40,I,T(1),T(2),T(3),T(4),T(5),T(6)
40 FORMAT(1H ,I3,6F8.2)
20 CONTINUE
PRINT 170,(H(I),I=1,90)
170 FORMAT(1H ,6E11.5)
STOP
END

```

XII.2 - Programa ETBGB

(i) Comentário

ESTUDO TÉRMICO-BLINDAGEM GAMA-CASO BIDIMENSIONAL

TEF=TEMPERATURA ENTRADA DE FLUIDO (C)

Q3=HEAT SOURCE(KCAL/M3 HR)

L=NÚMERO DE PONTOS SEGUNDO COMPRIMENTO

DX=DIMENSÃO MALHA QUADRADA(M)

CAB=ABSORPTION COEFICIENT(1/M) BK=CONDUTIB. TÉRMICA(KCAL/M HR C)

H(I)=COEF. DE PELÍCULA-CALCULADOS NO PROGRAMA ETBGU(KCAL/M2 HR C)

PROGRAMA FEITO PARA SEIS PONTOS SEGUNDO A ESPESSURA DA PLACA

PROGRAMA FEITO PARA NOVENTA(90) PONTOS SEGUNDO O COMPRIMENTO

(ii) Programa

```
READ 10,TEF,L,Q3,DX,CAB,BK
10 FORMAT(F6.2,I3,4E11.5)
   DIMENSION X(6),R(90,6),T(3,6),H(90)
   READ 11,(H(I),I=1,L)
11 FORMAT(6E11.5)
   DEFINE DISK(10,90)
   X(1)=0.
   DO 20 J=1,5
20 X(J+1)=X(J)+DX
   IK=1
   IM=1
60 CONTINUE
   T(1,1)=TEF+3.
   T(1,2)=TEF+6.
   T(1,3)=TEF+8.
   T(1,4)=TEF+7.
   T(1,5)=T(1,2)
   T(1,6)=TEF+2.
   FIND(IK)
   RECORD(IK) T(1,1),T(1,2),T(1,3),T(1,4),T(1,5),T
     (1,6)
   IF(IM=L)40,99,99
40 IM=IM+1
   GO TO 60
99 IK=1
   LL=L-1
   DO 70 IL=2,LL
   DO 80 I=1,3
   FIND(IK)
```

```

80  FETCH (IK) T(1,1), T(1,2), T(1,3), T(1,4), T(1,5), T(
    1,6)
    IK=IK-2
    DO 90 J=2,5
90  R(IL,J)=-4.*T(2,J)+T(1,J)+T(2,J-1)+T(2,J+1)+T(3
    ,J)+Q3*2.7182818**(-
    *1.*CAB*X(J))*DX**2./BK
    R(IL,1)=(-2.-H(IL)*DX/BK)*T(2,1)+T(2,2)+T(1,1)/
    2.+T(3,1)/2.+TEF*DX
    **H(IL)/BK+Q3*DX**2./(2.*BK)
70  R(IL,6)=(-2.-H(IL)*DX/BK)*T(2,6)+T(2,5)+T(1,6)/
    2.+T(3,6)/2.+TEF*DX
    **H(IL)/BK+Q3*2.7182818**(-1.*CAB*X(6))*DX**2./(
    2.*BK)
    IK=1
    DO 100 I=1,2
    FIND(IK)
100  FETCH (IK) T(1,1), T(1,2), T(1,3), T(1,4), T(1,5), T
    (1,6)
    R(1,1)=- (1.5+H(1)*DX/BK)*T(1,1)+T(1,2)+T(2,1)/2
    .+TEF*DX*H(1)/BK+
    CQ3*DX*DX/(2.*BK)
    R(1,6)=- (1.5+H(1)*DX/BK)*T(1,6)+T(1,5)+T(2,6)/2
    .+TEF*DX*H(1)/BK+
    CQ3*DX*DX*2.7182818**(-1.*CAB*X(6))/(2.*BK)
    DO 110 J=2,5
110  R(1,J)=-3.*T(1,J)+T(1,J-1)+T(1,J+1)+T(2,J)+Q3*D
    X*DX*2.7182818**(-
    C1.*CAB*X(J))/BK
    IK=L-1
    DO 120 I=1,2
    FIND(IK)
120  FETCH (IK) T(1,1), T(1,2), T(1,3), T(1,4), T(1,5), T
    (1,6)
    R(90,1)=- (1.5-H(90)*DX/BK)*T(2,1)+T(2,2)+T(1,1)
    /2.+TEF*DX*H(90)/BK
    **+Q3*DX**2./(2.*BK)
    R(90,6)=- (1.5-H(90)*DX/BK)*T(2,6)+T(2,5)+T(1,6)
    /2.+TEF*DX*H(90)/BK
    **+Q3*2.7182818**(-1.*CAB*X(6))*DX**2./(2.*BK)
    DO 130 J=2,5
130  R(90,J)=-3.*T(2,J)+T(2,J-1)+T(2,J+1)+T(1,J)+Q3*
    2.7182818**(-1.*CAB
    **X(J))*DX**2./BK
50  IM=1
    JM=1
    P=R(1,1)

```

```
DO 140 I=1,L
DO 140 J=1,6
AP=ABS(P)
AR=ABS(R(I,J))
IF(AP-AR)150,140,140
150 P=R(I,J)
IM=I
JM=J
140 CONTINUE
IF(SENSE SWITCH 3)141,151
141 TYPE 221,P,IM,JM
221 FORMAT(F10.7,2I4)
151 IF(SENSE SWITCH 2)160,170
170 IK=IM
FIND(IK)
FETCH (IK) T(1,1),T(1,2),T(1,3),T(1,4),T(1,5),T
(1,6)
IF(IM-1)180,190,180
180 CONTINUE
IF(IM-L)200,191,200
190 CONTINUE
GO TO(31,41,41,41,41,32),JM
31 DR=R(1,1)/(-1.5-H(1)*DX/BK)
R(1,1)=0.
T(1,1)=T(1,1)-DR
R(1,2)=R(1,2)-DR
R(2,1)=R(2,1)-DR/2.
GO TO 210
41 DR=R(1,JM)/(-3.)
R(1,JM)=0.
T(1,JM)=T(1,JM)-DR
R(1,JM-1)=R(1,JM-1)-DR
R(1,JM+1)=R(1,JM+1)-DR
R(2,JM)=R(2,JM)-DR
GO TO 210
32 DR=R(1,6)/(-1.5-H(1)*DX/BK)
R(1,6)=0.
T(1,6)=T(1,6)-DR
R(1,5)=R(1,5)-DR
R(2,6)=R(2,6)-DR/2.
GO TO 210
191 CONTINUE
GO TO(33,43,43,43,43,34),JM
33 DR=R(90,1)/(-1.5-H(90)*DX/BK)
R(90,1)=0.
T(1,1)=T(1,1)-DR
R(89,1)=R(89,1)-DR/2.
```

```

R(90,2)=R(90,2)-DR
GO TO 210
43 DR=R(90,JM)/(-3.)
R(90,JM)=0.
T(1,JM)=T(1,JM)-DR
R(90,JM-1)=R(90,JM-1)-DR
R(90,JM+1)=R(90,JM+1)-DR
R(89,JM)=R(89,JM)-DR
GO TO 210
34 DR=R(90,6)/(-1.5-H(90)*DX/BK)
R(90,6)=0.
T(1,6)=T(1,6)-DR
R(90,5)=R(90,5)-DR
R(89,6)=R(89,6)-DR/2.
GO TO 210
200 CONTINUE
GO TO(51,61,61,61,61,52),JM
51 DR=R(IM,1)/(-2.-H(IM)*DX/BK)
R(IM,1)=0.
T(1,1)=T(1,1)-DR
R(IM,2)=R(IM,2)-DR
R(IM-1,1)=R(IM-1,1)-DR/2.
R(IM+1,1)=R(IM+1,1)-DR/2.
GO TO 210
61 DR=R(IM,JM)/(-4.)
R(IM,JM)=0.
T(1,JM)=T(1,JM)-DR
R(IM,JM-1)=R(IM,JM-1)-DR
R(IM,JM+1)=R(IM,JM+1)-DR
R(IM-1,JM)=R(IM-1,JM)-DR
R(IM+1,JM)=R(IM+1,JM)-DR
GO TO 210
52 DR=R(IM,6)/(-2.-H(IM)*DX/BK)
R(IM,6)=0.
T(1,6)=T(1,6)-DR
R(IM,5)=R(IM,5)-DR
R(IM-1,6)=R(IM-1,6)-DR/2.
R(IM+1,6)=R(IM+1,6)-DR/2.
210 IK=IM
FIND(IK)
RECORD(IK)T(1,1),T(1,2),T(1,3),T(1,4),T(1,5),T(
1,6)
GO TO 50
160 PRINT 300
300 FORMAT(1H ,2X,1H I,4X,2HT1,6X,2HT2,6X,2HT3,6X,2H
T4,6X,2HT5,6X,2HT6)
I=1

```

```
DO 220 KM=1,L
FIND(I)
FETCH(I)T(1,1),T(1,2),T(1,3),T(1,4),T(1,5),T(1,
6)
PRINT 400,KM,T(1,1),T(1,2),T(1,3),T(1,4),T(1,5)
,T(1,6)
PUNCH400,KM,T(1,1),T(1,2),T(1,3),T(1,4),T(1,5),
T(1,6)
400 FORMAT(1H ,13,6F8.2)
220 CONTINUE
IF(SENSE SWITCH 4)230,50
230 STOP
END
```

T A B E L A S

TABELA Nº 1

I	Y (M)	H (KCAL/HR M2 G)	TF1 (C)	TF2 (C)	TMAX (C)	XMAX (M)
1	.0035	10611.4	35.00	35.00	41.19	.0140
2	.0105	6126.5	35.00	35.00	42.36	.0136
3	.0175	4745.5	35.00	35.00	43.17	.0133
4	.0245	4010.7	35.00	35.00	43.82	.0132
5	.0315	3537.1	35.00	35.00	44.38	.0130
6	.0385	3199.4	35.00	35.00	44.89	.0129
7	.0455	2943.0	35.00	35.00	45.35	.0128
8	.0525	2739.8	35.00	35.00	45.77	.0128
9	.0595	2573.6	35.00	35.00	46.17	.0127
10	.0665	2434.4	35.00	35.00	46.54	.0126
11	.0735	2315.6	35.00	35.00	46.89	.0126
12	.0805	2212.6	35.00	35.00	47.23	.0125
13	.0875	2122.2	35.00	35.00	47.55	.0125
14	.0945	2042.1	35.00	35.00	47.86	.0124
15	.1015	1970.4	35.01	35.00	48.16	.0124
16	.1085	1905.8	35.01	35.00	48.45	.0123
17	.1155	1847.2	35.01	35.00	48.73	.0123
18	.1225	1793.6	35.01	35.00	49.00	.0123
19	.1295	7867.9	35.01	35.00	41.76	.0138
20	.1365	7785.5	35.01	35.00	41.78	.0138
21	.1435	7708.0	35.01	35.00	41.80	.0137
22	.1505	7635.0	35.01	35.01	41.83	.0137
23	.1575	7565.9	35.01	35.01	41.85	.0137
24	.1645	7500.3	35.01	35.01	41.87	.0137
25	.1715	7438.1	35.01	35.01	41.89	.0137
26	.1785	7378.8	35.01	35.01	41.91	.0137
27	.1855	7322.3	35.01	35.01	41.92	.0137
28	.1925	7268.2	35.02	35.01	41.94	.0137
29	.1995	7216.5	35.02	35.01	41.96	.0137
30	.2065	7166.9	35.02	35.01	41.98	.0137
31	.2135	7119.3	35.02	35.01	41.99	.0137
32	.2205	7073.5	35.02	35.01	42.01	.0137
33	.2275	7029.4	35.02	35.01	42.02	.0137
34	.2345	6986.9	35.02	35.01	42.04	.0137
35	.2415	6945.9	35.02	35.01	42.06	.0137
36	.2485	6906.4	35.02	35.01	42.07	.0137
37	.2555	6868.1	35.02	35.01	42.08	.0137
38	.2625	6831.1	35.02	35.01	42.10	.0136
39	.2695	6795.2	35.02	35.01	42.11	.0136
40	.2765	6760.4	35.02	35.01	42.13	.0136
41	.2835	6726.7	35.03	35.01	42.14	.0136
42	.2905	6694.0	35.03	35.01	42.15	.0136
43	.2975	6662.2	35.03	35.02	42.16	.0136
44	.3045	6631.3	35.03	35.02	42.18	.0136

TABELA Nº 1 - continuação

45	.3115	6601.2	35.03	35.02	42.19	.0136
46	.3185	6571.9	35.03	35.02	42.20	.0136
47	.3255	6543.4	35.03	35.02	42.21	.0136
48	.3325	6515.6	35.03	35.02	42.22	.0136
49	.3395	6488.5	35.03	35.02	42.24	.0136
50	.3465	6462.1	35.03	35.02	42.25	.0136
51	.3535	6436.3	35.03	35.02	42.26	.0136
52	.3605	6411.1	35.03	35.02	42.27	.0136
53	.3675	6386.5	35.03	35.02	42.28	.0136
54	.3745	6362.4	35.04	35.02	42.29	.0136
55	.3815	6338.9	35.04	35.02	42.30	.0136
56	.3885	6315.9	35.04	35.02	42.31	.0136
57	.3955	6293.4	35.04	35.02	42.32	.0136
58	.4025	6271.3	35.04	35.02	42.33	.0136
59	.4095	6249.8	35.04	35.02	42.34	.0136
60	.4165	6228.6	35.04	35.02	42.35	.0136
61	.4235	6207.9	35.04	35.02	42.36	.0136
62	.4305	6187.6	35.04	35.02	42.37	.0136
63	.4375	6167.6	35.04	35.02	42.38	.0136
64	.4445	6148.1	35.04	35.03	42.39	.0136
65	.4515	6128.9	35.04	35.03	42.40	.0136
66	.4585	6110.1	35.04	35.03	42.41	.0135
67	.4655	6091.6	35.04	35.03	42.42	.0135
68	.4725	6073.4	35.05	35.03	42.43	.0135
69	.4795	6055.6	35.05	35.03	42.44	.0135
70	.4865	6038.1	35.05	35.03	42.45	.0135
71	.4935	6020.8	35.05	35.03	42.45	.0135
72	.5005	6003.9	35.05	35.03	42.46	.0135
73	.5075	5987.2	35.05	35.03	42.47	.0135
74	.5145	5970.9	35.05	35.03	42.48	.0135
75	.5215	5954.7	35.05	35.03	42.49	.0135
76	.5285	5938.9	35.05	35.03	42.50	.0135
77	.5355	5923.3	35.05	35.03	42.50	.0135
78	.5425	5907.9	35.05	35.03	42.51	.0135
79	.5495	5892.8	35.05	35.03	42.52	.0135
80	.5565	5877.9	35.05	35.03	42.53	.0135
81	.5635	5863.2	35.06	35.03	42.54	.0135
82	.5705	5848.7	35.06	35.03	42.54	.0135
83	.5775	5834.5	35.06	35.03	42.55	.0135
84	.5845	5820.5	35.06	35.03	42.56	.0135
85	.5915	5806.6	35.06	35.03	42.57	.0135
86	.5985	5793.0	35.06	35.04	42.57	.0135
87	.6055	5779.5	35.06	35.04	42.58	.0135
88	.6125	5766.2	35.06	35.04	42.59	.0135
89	.6195	5753.1	35.06	35.04	42.60	.0135
90	.6265	5740.2	35.06	35.04	42.60	.0135

TABELA Nº 2

I	T1 (C)	T2 (C)	T3 (C)	T4 (C)	T5 (C)	T6 (C)
1	36.99	40.28	41.19	40.49	38.70	36.16
2	38.34	41.54	42.36	41.57	39.68	37.06
3	39.25	42.39	43.16	42.31	40.38	37.70
4	39.98	43.08	43.81	42.92	40.95	38.23
5	40.60	43.67	44.37	43.45	41.44	38.69
6	41.15	44.20	44.87	43.93	41.89	39.12
7	42.65	45.68	45.32	44.36	42.30	39.50
8	42.11	45.12	45.75	44.76	42.69	39.87
9	42.54	45.53	46.14	45.14	43.04	40.21
10	42.94	45.91	46.51	45.49	43.38	40.53
11	43.32	46.28	46.86	45.83	43.71	40.84
12	43.68	46.63	47.20	46.15	44.02	41.14
13	44.02	46.96	47.52	46.46	44.31	41.42
14	44.35	47.28	47.82	46.76	44.60	41.70
15	44.67	47.58	48.12	47.04	44.87	41.96
16	44.98	47.88	48.40	47.32	45.14	42.22
17	45.27	48.16	48.68	47.59	45.40	42.47
18	45.56	48.44	48.95	47.85	45.65	42.71
19	37.65	40.89	41.76	41.01	39.17	36.59
20	37.68	40.92	41.78	41.03	39.19	36.61
21	37.70	40.94	41.80	41.05	39.21	36.63
22	37.73	40.96	41.83	41.07	39.23	36.64
23	37.75	40.99	41.85	41.09	39.25	36.66
24	37.77	41.01	41.87	41.11	39.26	36.67
25	37.80	41.03	41.89	41.13	39.28	36.69
26	37.82	41.05	41.90	41.15	39.30	36.70
27	37.84	41.07	41.92	41.16	39.31	36.72
28	37.86	41.09	41.94	41.18	39.33	36.73
29	37.88	41.11	41.96	41.20	39.34	36.74
30	37.90	41.13	41.98	41.21	39.36	36.76
31	37.92	41.14	41.99	41.23	39.37	36.77
32	37.94	41.16	42.01	41.24	39.38	36.78
33	37.96	41.18	42.02	41.26	39.40	36.80
34	37.97	41.19	42.04	41.27	39.41	36.81
35	37.99	41.21	42.05	41.28	39.42	36.82
36	38.01	41.23	42.07	41.30	39.44	36.83
37	38.02	41.24	42.08	41.31	39.45	36.84
38	38.04	41.26	42.10	41.32	39.46	36.85
39	38.06	41.27	42.11	41.34	39.47	36.86
40	38.07	41.29	42.12	41.35	39.48	36.87
41	38.09	41.30	42.14	41.36	39.49	36.88
42	38.10	41.31	42.15	41.37	39.50	36.89
43	38.12	41.33	42.16	41.39	39.52	36.90
44	38.13	41.34	42.18	41.40	39.53	36.91

TABELA Nº 2 - continuação

45	38.14	41.35	42.19	41.41	39.54	36.92
46	38.16	41.37	42.20	41.42	39.55	36.93
47	38.17	41.38	42.21	41.43	39.56	36.94
48	38.18	41.39	42.22	41.44	39.57	36.95
49	38.20	41.40	42.23	41.45	39.58	36.96
50	38.21	41.42	42.25	41.46	39.59	36.97
51	38.22	41.43	42.26	41.47	39.60	36.98
52	38.24	41.44	42.27	41.48	39.61	36.99
53	38.25	41.45	42.28	41.49	39.61	36.99
54	38.26	41.46	42.29	41.50	39.62	37.00
55	38.27	41.47	42.30	41.51	39.63	37.01
56	38.28	41.49	42.31	41.52	39.64	37.02
57	38.30	41.50	42.32	41.53	39.65	37.03
58	38.31	41.51	42.33	41.54	39.66	37.03
59	38.32	41.52	42.34	41.55	39.67	37.04
60	38.33	41.53	42.35	41.56	39.68	37.05
61	38.34	41.54	42.36	41.57	39.68	37.06
62	38.35	41.55	42.37	41.58	39.69	37.06
63	38.36	41.56	42.38	41.59	39.70	37.07
64	38.37	41.57	42.39	41.60	39.71	37.08
65	38.38	41.58	42.40	41.60	39.72	37.09
66	38.39	41.59	42.41	41.61	39.72	37.09
67	38.41	41.60	42.42	41.62	39.73	37.10
68	38.42	41.61	42.42	41.63	39.74	37.11
69	38.43	41.62	42.43	41.64	39.75	37.12
70	38.44	41.63	42.44	41.65	39.75	37.12
71	38.45	41.64	42.45	41.65	39.76	37.13
72	38.46	41.65	42.46	41.66	39.77	37.14
73	38.46	41.65	42.47	41.67	39.78	37.14
74	38.47	41.66	42.48	41.68	39.78	37.15
75	38.48	41.67	42.48	41.68	39.79	37.16
76	38.49	41.68	42.49	41.69	39.80	37.16
77	38.50	41.69	42.50	41.70	39.80	37.17
78	38.51	41.70	42.51	41.71	39.81	37.17
79	38.52	41.71	42.52	41.71	39.82	37.18
80	38.53	41.72	42.52	41.72	39.83	37.19
81	38.54	41.72	42.53	41.73	39.83	37.19
82	38.55	41.73	42.54	41.74	39.84	37.20
83	38.56	41.74	42.55	41.74	39.85	37.21
84	38.56	41.75	42.56	41.75	39.85	37.21
85	38.57	41.76	42.56	41.76	39.86	37.22
86	38.58	41.76	42.57	41.76	39.87	37.22
87	38.59	41.77	42.58	41.77	39.87	37.23
88	38.60	41.78	42.59	41.78	39.88	37.24
89	38.61	41.79	42.59	41.79	39.88	37.24
90	38.62	41.80	42.60	41.79	39.89	37.25

TABELA Nº 3

I	T=1 (C)	T=2 (C)	T=3 (C)	T=4 (C)	T=5 (C)	T=6 (C)
1	37.47	41.40	42.51	41.74	39.64	36.49
2	38.49	41.86	42.79	41.99	39.96	37.12
3	39.31	43.44	43.22	42.37	40.38	37.65
4	40.00	43.01	43.70	42.81	40.82	38.12
5	40.60	43.55	44.18	43.25	41.25	38.54
6	41.14	44.05	44.64	43.68	41.66	38.94
7	41.64	44.51	45.08	44.09	42.05	39.31
8	42.09	44.93	45.47	44.46	42.40	39.65
9	42.50	45.32	45.83	44.80	42.73	39.96
10	42.87	45.66	46.14	45.09	43.01	40.25
11	43.20	45.94	46.40	45.34	43.26	40.50
12	43.47	46.17	46.60	45.52	43.44	40.70
13	43.69	46.32	46.71	45.62	43.56	40.86
14	43.82	46.37	46.72	45.62	43.58	40.94
15	43.84	46.28	46.58	45.48	43.38	40.92
16	43.68	45.98	46.24	45.15	43.21	40.77
17	43.22	45.39	45.66	44.61	42.71	40.39
18	42.06	44.36	44.81	43.83	41.90	39.56
19	38.81	42.82	43.79	42.92	40.76	37.41
20	38.16	41.97	43.02	42.21	40.09	36.94
21	37.96	41.52	42.53	41.75	39.71	36.78
22	37.88	41.29	42.23	41.46	39.50	36.71
23	37.85	41.16	42.06	41.30	39.38	36.67
24	37.84	41.09	41.97	41.20	39.31	36.65
25	37.84	41.06	41.92	41.15	39.28	36.65
26	37.85	41.05	41.89	41.12	39.26	36.65
27	37.86	41.05	41.89	41.12	39.26	36.66
28	37.88	41.06	41.89	41.12	39.26	36.67
29	37.90	41.07	41.90	41.12	39.27	36.68
30	37.91	41.09	41.91	41.13	39.28	36.69
31	37.93	41.10	41.92	41.15	39.29	36.70
32	37.95	41.12	41.93	41.16	39.30	36.71
33	37.97	41.13	41.95	41.17	39.31	36.72
34	37.98	41.15	41.96	41.18	39.32	36.73
35	38.00	41.16	41.98	41.20	39.34	36.74
36	38.02	41.18	41.99	41.21	39.35	36.75
37	38.03	41.19	42.00	41.22	39.36	36.76
38	38.05	41.21	42.02	41.23	39.37	36.77
39	38.07	41.22	42.03	41.25	39.38	36.78
40	38.08	41.24	42.04	41.26	39.39	36.79
41	38.10	41.25	42.06	41.27	39.40	36.80
42	38.11	41.26	42.07	41.28	39.41	36.81
43	38.12	41.28	42.08	41.29	39.42	36.82
44	38.14	41.29	42.09	41.30	39.43	36.83

TABELA Nº 3 - continuação

45	38.15	41.30	42.11	41.32	39.44	36.84
46	38.17	41.32	42.12	41.33	39.45	36.85
47	38.18	41.33	42.13	41.34	39.46	36.86
48	38.19	41.34	42.14	41.35	39.47	36.87
49	38.20	41.35	42.15	41.36	39.48	36.87
50	38.22	41.36	42.16	42.37	39.49	36.88
51	38.23	41.37	42.17	41.38	39.50	36.89
52	38.24	41.39	42.18	41.39	39.51	36.90
53	38.25	41.40	42.19	41.40	39.52	36.91
54	38.27	41.41	42.20	41.41	39.53	36.91
55	38.28	41.42	42.21	41.41	39.54	36.92
56	38.29	41.43	42.22	41.42	39.54	36.93
57	38.30	41.44	42.23	41.43	39.55	36.94
58	38.31	41.45	42.24	41.44	39.56	36.95
59	38.32	41.46	42.25	41.45	39.57	36.95
60	38.33	41.47	42.26	41.46	39.58	36.96
61	38.34	41.48	42.27	41.47	39.58	36.97
62	38.35	41.49	42.28	41.48	39.59	36.97
63	38.36	41.50	42.29	41.48	39.60	36.98
64	38.37	41.51	42.30	41.49	39.61	36.99
65	38.38	41.52	42.31	41.50	39.61	36.99
66	38.39	41.53	42.32	41.51	39.62	37.00
67	38.40	41.54	42.32	41.52	39.63	37.01
68	38.41	41.55	42.33	41.52	39.64	37.01
69	38.42	41.56	42.34	41.53	39.64	37.02
70	38.43	41.56	42.35	41.54	39.65	37.03
71	38.44	41.57	42.36	41.55	39.66	37.03
72	38.45	41.58	42.37	41.55	39.66	37.04
73	38.46	41.59	42.37	41.56	39.67	37.04
74	38.47	41.60	42.38	41.57	39.68	37.05
75	38.48	41.61	42.39	41.58	39.68	37.06
76	38.49	41.62	42.40	41.58	39.69	37.06
77	38.50	41.62	42.40	41.59	39.70	37.07
78	38.51	41.63	42.41	41.60	39.70	37.07
79	38.51	41.64	42.42	41.60	39.71	37.08
80	38.52	41.65	42.43	41.61	39.72	37.09
81	38.53	41.66	42.43	41.62	39.72	37.09
82	38.54	41.66	42.44	41.62	39.73	37.10
83	38.55	41.67	42.45	41.63	39.73	37.10
84	38.56	41.68	42.46	41.64	39.74	37.11
85	38.56	41.69	42.46	41.64	39.74	37.11
86	38.57	41.69	42.47	41.65	39.75	37.12
87	38.58	41.70	42.47	41.65	39.76	37.12
88	38.59	41.71	42.48	41.66	39.76	37.13
89	38.59	41.71	42.48	41.66	39.76	37.13
90	38.60	41.71	42.48	41.66	39.77	37.13