

ABCM

COBEM V

A

CAMPINAS
DEZ.
1979

ABCM

COBEM 79

ANAIS

V Congresso Brasileiro
de Engenharia Mecânica

Volume A

Campinas SP
Dezembro 1979

COBEM

V CONGRESSO BRASILEIRO
DE ENGENHARIA MECÂNICA **79**

ANAIS - PROCEEDINGS



CNPq - UNICAMP

Campinas - SP
12/15 Dezembro 1979

COMISSÃO ORGANIZADORA

Presidente

— Hans Ingo Weber

Secretários

— Fausto Rodrigues Filho

— Nivaldo Lemos Cupini

Editor

— Kamal Abdel Radi Ismail

Conselho Editorial

— Atair Rios Neto

— Ettore Bresciani Filho

— Giorgio E. O. Giacaglia

— Leonardo Goldstein Junior

— Octávio Maizza Neto

— Otávio M. Silvaes

— Rosalvo T. Ruffino

— Trevor Willian Clyne

Secretaria do V COBEM

— Maria Cristina Pereira de Mello Justo

Agradecimentos ao apoio prestado pelo CNPq, UNICAMP, FAPESP, CESP, MERCEDEZ BENZ e AGÊNCIA DE COMUNICAÇÃO INTERNACIONAL DO CONSULADO GERAL DOS E.U.A. em São Paulo.

COBEM
V CONGRESSO BRASILEIRO
DE ENGENHARIA MECÂNICA **79**

ANAIS - PROCEEDINGS

VOLUME A

ENERGIA
ENERGY

Campinas - SP
12/15 Dezembro 1979

Oito anos se passaram desde o primeiro Encontro em Florianópolis. Há quatro anos se fundava a Associação Brasileira de Ciências Mecânicas. O COBEM já se consagrou como um retrato fiel da pesquisa em Engenharia Mecânica no Brasil, representando a melhor oportunidade existente de contato e intercâmbio entre os interessados no desenvolvimento desta área. Seu nível tem reconhecimento fora do Brasil e uma crescente participação vem mostrar ser a pesquisa realizada dentro da realidade tecnológica brasileira cientificamente relevante para uma coletividade muito mais ampla.

A Revista Brasileira de Ciências Mecânicas finalmente nasce por ocasião deste V COBEM. Ela representa o esforço de todos nós e deverá ser o veículo natural de divulgação dos melhores trabalhos realizados nesta área. Pela sua penetração ela deverá mostrar ao público empresarial e industrial, o potencial de pesquisa e desenvolvimento que existe no nosso país, bem como nossa capacidade de colaborar com uma tecnologia brasileira.

Ao realizar, simultaneamente com o V COBEM, uma Mostra Industrial e o Painel sobre Financiamento a Pesquisa e Projetos em Engenharia Mecânica, foi nossa intenção acelerar a penetração nesse meio. Esperamos que todos possam tirar o máximo proveito destes eventos.

A última inovação do V COBEM é o Prêmio ABCM para estudantes de graduação em Engenharia Mecânica. Ele foi instituído com o objetivo de incentivar a participação de alunos em trabalhos de pesquisa e desenvolvimento tecnológico. Embora, no momento, este prêmio seja modesto, ele deverá ser convenientemente estruturado para transformar-se numa instituição de reconhecido mérito e valor.

O COBEM é organizado por um grupo de pesquisadores que, não sendo especialistas na realização de Congressos, são imbuídos de uma enorme boa vontade. A Comissão Organizadora empenha-se a valer para conseguir realizar, no âmbito de uma Universidade, um Congresso que satisfaça a todos. Em especial temos que agradecer ao CNPq pelo substancial suporte financeiro que possibilitou a realização do COBEM e a impressão destes Anais.

Agradecemos ainda à FAPESP e a todos que colaboraram financeiramente com a realização deste evento, bem como à UNICAMP, que gentilmente cedeu suas instalações.

Sejam todos bem-vindos

O PRESIDENTE

WELCOME TO COBEM₇₉

In 1971, we held our first meeting in Florianópolis. Four years later, the Brazilian Association of Mechanical Engineering was founded. In the meantime COBEM has become an important measure of the research in the field of Mechanical Engineering in Brazil. It also proved to be the best opportunity to exchange views and ideas under the researchers working in this area. The standards of COBEM have been highly recognized internationally and then, reflect the accomplishments in research and technology in Brazil.

The Brazilian journal for the Mechanical Sciences has finally appeared in this moment. It represents the efforts of all working in that area and serves as a fruitful channel to circulate good papers. Through this circulation, it can demonstrate to governmental organizations and industrial companies our standards of research and development and our capacity to cooperate with them in order to upgrade Brazilian technology. Simultaneously to this Congress you will find a small industrial exposition and the realization of a panel of discussion about budgeting mechanical engineering research in Brazil.

COBEM was organized by a group of researchers which are not skilled for this kind of activity but worked with great enthusiasm.

THE PRESIDENT

The organizing committee hopes that the Congress shall be successful and everybody will be pleased.

We are indebted to CNPq whose financial assistance turned possible the V COBEM and the printings of our proceedings as well as many others for their cooperation and understanding. Finally we appreciate the help of the State University of Campinas, UNICAMP in providing the installations for the Congress.

OS ANAIS

A revisão e seleção final dos trabalhos pelo Conselho Editorial e revisores resultou na edição dos Anais do V COBEM em quatro volumes. Cada volume contém os trabalhos referentes a uma das grandes áreas de concentração: Energia (Volume A), Fabricação (Volume B), Projeto Mecânico (Volume C) e Métodos Numéricos e Analíticos (Volume D).

O Editor deseja expressar seus sinceros agradecimentos a todos os participantes, autores e representantes de empresas e organizações governamentais ou particulares que, contribuindo com trabalhos científicos notáveis ou por sua simples participação, tornaram este Congresso um grande evento. Também ao corpo de revisores o editor manifesta profundos e sinceros agradecimentos, por suas opiniões e comentários eficientes e francos.

Finalmente, o editor deseja a todos os participantes uma permanência proveitosa e agradável.

THE PROCEEDINGS

The final selection and reviewing of the editorial board and reviewers resulted in four volumes as the proceedings of COBEM 79. These volumes are broadly allocated to the four major areas, dedicating a volume for each concentration area namely: Energy (Volume A), Manufacturing (Volume B), Design (Volume C) and finally Numerical Methods and Techniques to the above areas (as volume D).

The editor would like to express his sincere gratitude to all participants, authors as well as representatives of companies, private or governmental organizations who by their contribution either by notable scientific work or by simple participation, turned this Congress to a big event. A deep and sincere gratitude is also due to our board of reviewers for efficient, dedicated and sincere opinions and comments that no doubt added a lot to our Congress.

Finally, the Editor wishes all participants fruitful and enjoyable stay.

EDITOR

Realiza-se, pela quinta vez consecutiva, o Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica. Sendo procurado por um número sempre crescente de participantes, que apresentam cada vez uma quantidade maior de trabalhos de alto nível, o V COBEM supera todas as expectativas. Mais de cento e sessenta trabalhos foram aceitos e incluídos nos Anais pelo Conselho Editorial, dos quase duzentos submetidos. Abandonou-se a denominação discriminatória dos trabalhos como "paper", sem tradução adequada, e "nota técnica", sendo esta vista sempre como um trabalho incompleto ou de nível inferior. Passou-se a denominá-los por Trabalho de Pesquisa ou Trabalho Tecnológico, ambos de igual mérito e diferindo principalmente quanto aos objetivos buscados e a forma de ser desenvolvido. Considera-se Trabalho de Pesquisa uma investigação científica, teórica ou experimental, com objetivo de desenvolvimento da ciência e não necessariamente com uma aplicação imediata a um problema industrial existente. E considera-se Trabalho Tecnológico uma investigação prática oriunda normalmente de um problema experimental e não necessariamente acompanhada de uma explicação teórica para o fenômeno. Diversas palestras serão proferidas por conferencistas estrangeiros de renome e vindos de diversos países, conforme se verifica na

Agenda do Congresso, o que amplia sua importância e o caracteriza como um evento de nível internacional.

A distribuição prévia da Agenda aos Congressistas que se inscreveram com antecedência, facilita sobremaneira a programação individual de sua participação em eventos de realização simultânea. A Mostra Industrial e o Painel de Debates do último dia modificam um pouco o Congresso e merecem ser destacados, bem como a programação sócio-cultural em que se deve salientar a presença do Coral UNICAMP e uma visita ao Observatório Astronômico de Capricórnio.

Outras novidades não foram introduzidas desta vez e serão sugeridas para o VI COBEM, tais como a realização de Simpósios Setoriais entre um COBEM e outro, o uso de microfichas dos Anais e a realização de cursos na semana que antecede ou que sucede a realização do Congresso.

Esperando que o V COBEM satisfaça, na medida do possível, as expectativas dos congressistas, desejamos a todos BOM TRABALHO.

OS SECRETÁRIOS

The Congress is held every two years in one of the important research centers of Brazil. To the present fifth Congress about two hundred papers were submitted and more than one hundred and sixty were accepted and included in the Proceedings by the Editorial Counsel. The studies are presented in the form of Research Papers or Technical Papers. A Research Paper understood to be an academic investigation of a theoretical or experimental nature (or a combination of both) and need not to be related to existing industrial practice or problems. A Technical Paper is related to a practical investigation of an industrial problem or laboratory experiment and need not include a theoretical examination of the problem.

The agenda includes talks by invited speakers of international reputation as well as technical sessions for presentation of papers pertinent to mechanical engineering in Brazil.

Previous distribution of the Proceedings allow the congressists to plan their participation in activities taking place simultaneously.

The Industrial Exhibition and the last day's Round Table complete the activities of Congress together with social and cultural programmes including a visit to the Capricornio Observatory and Chorus of UNICAMP.

ÍNDICE - VOLUME A

ENERGIA

ENERGY

- Trab. de Pesquisa Nº 01 p. 001-010
 Hernandes, O.S.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Produccion de trabajo mecanico utilizando energia solar, trabajos realizados en los ultimos 15 años"
- Trab. Tecnológico Nº 01 p. 011-020
 Lobo, P.C.
 UFSM - (Brasil)
 "O destilador solar tipo bandeja de duplo efeito"
- Trab. Tecnológico Nº 02 p. 021-031
 Rendeiro, G. ; Bastos, L.E.G.
 COPPE/UFRJ - (Brasil)
 "Um modelo teórico para os níveis de insolação no Rio de Janeiro e sua aplicabilidade a um sistema de refrigeração solar à absorção"
- Trab. de Pesquisa Nº 02 p. 032-041
 Suzuki, H.
 COPPE/UFRJ - (Brasil)
 "Radiação solar: construção de um piranômetro"
- Trab. de Pesquisa Nº 03 p. 042-053
 Macedo, I.C. ; Alves, C.L.F.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Estudos da distribuição de intensidades de radiação na região focal de coletores de parábola composta"
- Trab. Tecnológico Nº 03 p. 054-064
 Macedo, I.C. ; França, F.A.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Desempenho térmico de coletores Winston de baixa concentração"

- Trab. de Pesquisa Nº 04 p. 065-075
 Ismail, K.A.R. ; Banwart, A.C. ; Murcia, N.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Coletor solar plano de placa porosa"
- Trab. Tecnológico Nº 04 p. 076-085
 Guimarães, A.S. ; Monteiro, S.N.
 COPPE/UFRJ - (Brasil)
 "Desempenho de coletores planos para absorção de energia solar"
- Trab. Tecnológico Nº 05 p. 086-095
 Trevisan, O.V. ; Macedo, I.C.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Estudo da estrutura de uso industrial da energia térmica no estado de São Paulo"
- Trab. Tecnológico Nº 06 p. 096-104
 Souza, Z. ; Brighenti, D.
 EFEI - (Brasil)
 "Espiral interna para ventiladores"
- Trab. de Pesquisa Nº 05 p. 105-114
 Santana, C.C ; Ismail, K.A.R. ; Massarani, G.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Um modelo matemático para o transporte hidráulico horizontal"
- Trab. de Pesquisa Nº 06 p. 115-125
 Vasseur, P. ; Robillard, L.
 École Polytechnique - (Canada)
 "Asymptotic expansion of navier-stokes equations for low Reynolds flow past a particle"
- Trab. Tecnológico Nº 07 p. 126-135
 Pimenta, M.M.
 EP/USP - (Brasil)
 "A estrutura de uma camada limite sobre uma parede rugosa com injeção e transferência de calor"
- Trab. de Pesquisa Nº 07 p. 136-145
 Souza, A.C.M.
 Nuclebrás - (Brasil)
 "Um método de representação de ação de onda no escape da turbina de um sobrealimentador"

- Trab. de Pesquisa Nº 08 p. 146-151
 Feng, K.L.
 CTA - (Brasil)
 "Método semi-teórico para estimar as característi
 cas aerodinâmicas de um míssil em vôo mach = 1"
- Trab. de Pesquisa Nº 09 p. 152-161
 Loreto, R.
 Universidad de Los Andes - (Venezuela)
 "Vortex Amplifier"
- Trab. de Pesquisa Nº 10 p. 162-171
 Elias, A.R.
 "Water injection in an automobiles to reduce fuel
 consumption & air pollution"
- Trab. de Pesquisa Nº 11 p. 172-183
 Roehrle, M.D.
 MAHLE - (Germany)
 "Pistons for high out put diesel engines"
- Trab. Tecnológico Nº 08 p. 184-190
 Fygueroa, S.S.
 Universidad de Los Andes - (Venezuela)
 "Estudios sobre la eficiencia volumetrica de un mo
 tor de gasolina de cuatro tiempos"
- Trab. Tecnológico Nº 09 p. 191-196
 Paiva Neto, J.S. ; Ismail, K.A.R. ; Liu, C.Y.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Anemômetro de disco"
- Trab. Tecnológico Nº 10 p. 197-206
 Ismail, K.A.R. ; Murcia, N. ; Banwart, A.C.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Otimização e operação de tubo de calor a tempera
 tura média"
- Trab. Tecnológico Nº 11 p. 207-215
 Milanez, L.F.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Resposta da chama a uma onda sonora"

- Trab. de Pesquisa Nº 12 p. 216-222
 Ismail, K.A.R. ; Liu, C.Y.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Wind meter"
- Trab. de Pesquisa Nº 13 p. 224-230
 Nebra, S.A. ; Ismail, K.A.R.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Estudo analítico-numérico de um armazenador de calor latente"
- Trab. de Pesquisa Nº 14 p. 236-242
 Ismail, K.A.R. ; Milanez, L.F.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Armazenador de calor latente com fluidização"
- Trab. de Pesquisa Nº 15 p. 244-249
 Scieszko, J.L. ; Bastos, L.E.G.
 COPPE/UFRJ - (Brasil)
 "Efeito do vácuo sobre o torque de arraste num volante"
- Trab. Tecnológico Nº 12 p. 250-255
 Oliveira Filho, U.C. ; Weber, H.I.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Efeito das dimensões da caixa de proteção sobre o torque de arraste num volante"
- Trab. de Pesquisa Nº 16 p. 256-261
 Díaz, J.S.V. ; Pecl, R.B. ; Luengo, C.A.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Alimentador pneumático para finos de carvão"
- Trab. de Pesquisa Nº 17 p. 263-270
 Giorgetti, M.F.
 EESC/USP - (Brasil)
 "Solução variacional da equação de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica para patins retangulares estreitos"
- Trab. de Pesquisa Nº 18 p. 275-280
 Ferreira, V.C.S ; Pereira Filho, H.V.
 UFRS - (Brasil)
 "Escoamento turbulento sobre superfícies curvas"

- Trab. de Pesquisa Nº 19 p. 285-293
 Paiva Neto, J.S. ; Souza, G.A.F.M.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Simulação analógica bi-dimensional contínua tran-
 siente"
- Trab. Tecnológico Nº 13 p. 294-302
 Paiva Neto, J.S.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Determinação experimental da condutividade térmi-
 ca dos metais"
- Trab. de Pesquisa Nº 20 p. 303-312
 Guy, J.J.
 University of Salford - (England)
 "Dynamics and control of heat pumps"
- Trab. Tecnológico Nº 14 p. 313-322
 Santos, F.J. ; Peel, R.B. ; Parini, G. ; Ciampi, G.J.S.
 Luengo, C.A. ; UNICAMP - (Brasil)
 "Combustão de carvão mineral e combustíveis vege-
 tais em leito fluidizado"
- Trab. Tecnológico Nº 15 p. 323-332
 France, D.H. ; DeCicco, S.G.
 Science Applications, Inc. - (USA)
 "Environmental impacts associated with the atmospheric
 fluidized bed combustion of coal"
- Trab. Tecnológico Nº 16 p. 333-342
 Magalhães Filho, P.
 EFEI - (Brasil)
 "Novo parâmetro para confronto de ventiladores de so-
 pro livre"
- Trab. de Pesquisa Nº 21 p. 343-349
 Ghare, P.M. ; Ghare, S.
 Virginia Polytechnic Inst. and State Univ. - (Virginia)
 "Transporte da energia sobre distâncias grandes"

- Trab. de Pesquisa Nº 22 p. 350-359
 Colle, S.
 UFSC - (Brasil)
 "Perda de carga no escoamento laminar em dutos de secção transversal de geometria multiplamente conexa"
- Trab. de Pesquisa Nº 23 p. 360-370
 Carajilescov, P.
 PUC/RJ - (Brasil)
 "Heat flux dependence upon geometric deviations of a nuclear fuel rod"
- Trab. de Pesquisa Nº 24 p. 371-380
 Ferreira, R.T.S.
 UFSC - (Brasil)
 "Convecção térmica turbulenta entre placas planas e horizontais: comparação de resultados"
- Trab. Tecnológico Nº 17 p. 381-390
 Robillard, L. ; Vasseur, P.
 Ecole Polytechnique - (Canada)
 "Free convection of water in the vicinity of maximum density"
- Trab. Tecnológico Nº 18 p. 393-400
 Kinsete, V.A. ; Coleman, T.A.
 University of Lagos - (Nigéria)
 "Heat transfer by steady laminar free convection in triangular enclosures"
- Trab. de Pesquisa Nº 25 p. 410-419
 Fortes, A.F.P. ; Saboya, F.E.M.
 ITA - (Brasil)
 "Natural convection from the surface of a vertical cylinder"
- Trab. de Pesquisa Nº 26 p. 420-429
 Fernandes, E.C. ; Saboya, F.E.M.
 ITA - (Brasil)
 "Coeficientes de transferência para o escoamento forçado em regime laminar entre placas planas paralelas"

- Trab. de Pesquisa Nº 27 p. 430-437
 Liu, C.Y.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Heat transfer coeficient of a flat plate with transition"
- Trab. de Pesquisa Nº 28 p. 438-447
 Arroyo, N.A.R.
 UFSC - (Brasil)
 "Comportamento de escoamento subsônico através de telas"
- Trab. de Pesquisa Nº 29 p. 448-455
 Halász, J.Z.
 UNICAMP - (Brasil)
 "Aplicação do conceito de acumulação do frio nos resfriadores de tanque"
- Trab. de Pesquisa Nº 30 p. 456-465
 Silva Junior, H.C. ; Carajilescov, P.
 PUC/RJ - (Brasil)
 "K- ϵ turbulence model applied to rod bundle axial flows"
- Trab. Tecnológico Nº 19 p. 466-473
 Scieszko, J.L.
 COPPE/UFRJ - (Brasil)
 "Modelo experimental de um motor tipo stirling"
- Trab. Tecnológico Nº 20 p. 474-482
 Pontes, M.X.
 UFPa - (Brasil)
 "Conversores hidrodinâmicos de alto coeficiente de momento"
- Trab. Tecnológico Nº 21 p. 483-494
 Pedrosa Junior, O.A.
 CENPES/PETROBRÁS - (Brasil)
 "Performance of a floating waverbrake"

- Trab. de Pesquisa N° 31 p. 495-502
Pereira Filho, H.V. ; Dutra, J.C.C.
UFSC - (Brasil)
"Cálculo da camada limite turbulenta sobre superfícies curvas via viscosidade turbulenta"
- Trab. de Pesquisa N° 32 p. 503-514
Rabenhorst, D.W.
Hopkins University - (Maryland)
"Energy conservation with flywheels"
- Trab. de Pesquisa N° 33 p. 515-526
Thompson, C.A. ; Sarzeto, C.A.P.
IME - (Brasil)
"Arrasto de onda em empenas tipo delta, escoamento supersônico"



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-01

P.P. 001-010

PRODUCCION DE TRABAJO MECANICO UTILIZANDO ENERGIA SOLAR
TRABAJOS REALIZADOS EN LOS ULTIMOS 15 AÑOS

Oscar S. Hernandez

Professor Depto. Engenharia Mecânica
 Universidade Estadual de Campinas
 Campinas - São Paulo - Brasil

RESUMEN

Fueron deducidos los rendimientos de maquinas termicas de Carnot utilizando colectores planos, en base a los rendimientos obtenidos se fijarón limites de rendimientos máximos a ser conseguidos utilizando maquinas térmicas solares; para reforzar los resultados obtenidos se recopiló información sobre condiciones de operación y rendimientos obtenidos con maquinas termicas de combustible convencional y solares en los ultimos 15 años.

SUMÁRIO

Foram deduzidos os rendimentos de máquinas térmicas de Carnot utilizando coletores planos, em base aos rendimentos obtidos foram fixados limites de máximos rendimentos a serem conseguidos com máquinas térmicas solares. Para reforçar os resultados foi feita uma recopilação de informação sobre as condições de operação e rendimentos obtidos com máquinas térmicas de combustível convencional e solares nos últimos 15 anos.

1. Introducción

Este trabajo encierra una pesquisa bibliográfica de 15 años sobre publicaciones en el area de generación de Energía Mecánica. El objetivo primordial perseguido es analizar el estado actual de pesquisa en esta area, resultados obtenidos y posibles tendencias.

Uma vez completo el análisis anterior se pretende al exponer este trabajo intercambiar ideas y recibir sugerencias sobre la forma más convencible de enfrentar el problema de obtención de energía mecánica (Potencia y trabajo mecánico) con energía Solar.

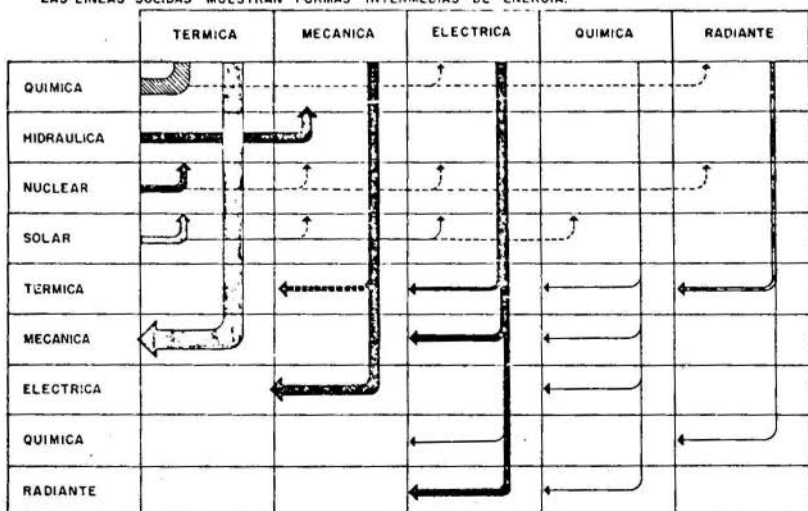
2. Sistemas utilizados para producir potencia Mecánica

Antes de discutir los sistemas utilizados para producir potencia mecánica es bueno observar la Figura 1, en la cual se exponen los posibles conversiones directas e indirectas de los diferentes tipos de fuentes energéticas conocidas, lo cual es un buen comienzo.

Vemos en la Figura 1 que la energía solar puede convertirse "directamente" a energía térmica, energía eléctrica y

FIGURA 1

LAS FORMAS COLORIDAS MUESTRAN FUENTES HOY EN DIA IMPORTANTES.
 LAS LINEAS A TRAZOS MUESTRAN CONVERSIONES RARAS, INCIDENTALES O TEORICAS.
 LAS LINEAS SOLIDAS MUESTRAN FORMAS INTERMEDIAS DE ENERGIA.



teóricamente a energía química; de los tres tipos o formas de conversión directa la que interesa en este estudio es la térmica, que puede a travéz de sistemas térmicos (mas adelante analizados) convertirse en energía mecánica.

La energía mecánica solo puede obtenerse de forma directa, sea: energía radiante + energía mecánica, con rendimientos globales del 1% de acuerdo al trabajo de Beam, Jedlicka [9] por medio de sistemas termo-elásticos, pero la experiencia hecha por estos investigadores [9] probó que la relación volumen sobre potencia es desfavorable a este tipo de conversión.

Una vez obtenida la energía térmica es posible convertirla a energía mecánica a travéz de una máquina térmica.

El rendimiento de conversión en el mejor de los casos (usando una máquina de Carnot) vá a depender del nivel de temperatura de colección (tipo de colector).

Howel [2] hizo un estudio sobre temperaturas óptimas de colección usando colectores planos y una "máquina térmica de Carnot" y consiguió a partir de un balance térmico en el colector y el rendimiento térmico de Carnot hallar una relación entre los parámetros radiante (a) y convectivo (b), y la relación

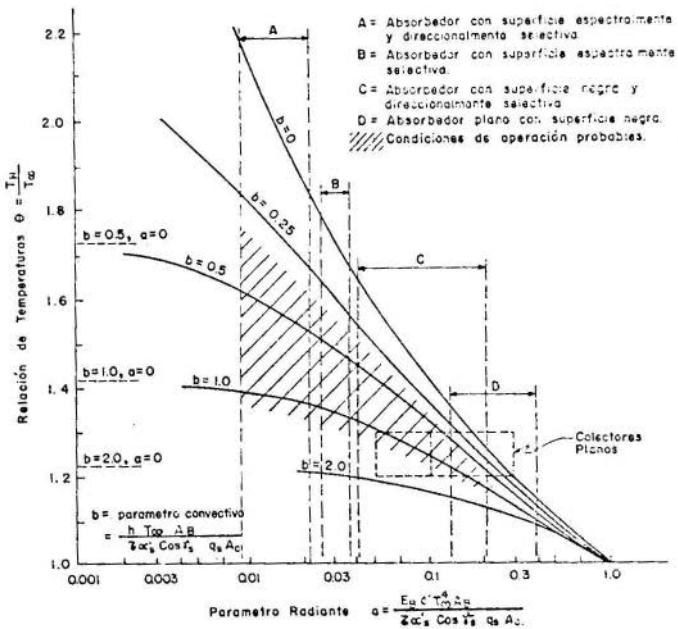
$$a = \frac{\epsilon_B \sigma T_\alpha^2 A_B}{\tau \cdot \alpha_s' \cdot \cos \gamma_s q_s A_c} \quad ; \quad b = \frac{h T_\infty A_B}{\tau \cdot \alpha_s' \cdot \cos \gamma_s q_s A_c}$$

óptima de temperatura $\theta = TH/T_\infty$; resultado mostrado en la figura 2, Howel [2] analizó otros ciclos fuera del Carnot como el Stirling, Brayton, Erikson, que son normalmente ciclos que usan gas como fluídos de trabajo, faltando solo el análisis del ciclo Rankine, el cual puede ser hecho de una manera similar.

Se puede de la figura 2 hacer predicción muy rápida de lo que se puede esperar con cada tipo de colector plano y sobre el límite que existe en rendimiento térmico a lograr, pues es fácil ver que todas las curvas de $b = \text{cte}$ son asintóticas cuando $a \rightarrow 0$, es posible predecir que los límites en rendimientos térmicos mínimos y máximos esperados utilizando co-

FIGURA 2.

TEMPERATURAS DE COLECCIÓN PARA TRABAJO MÁXIMO
CON UNA MÁQUINA TÉRMICA OPERANDO CON EL CICLO
DE CARNOT.



lectores planos están entre 16% y 45% y si tratamos de acercarnos a la realidad nos es posible obtener menos del 50% de esos rendimientos de Carnot.

No fue encontrado en la literatura analizada, análisis semejantes para otros tipos de colectores, teniendo en cuenta que a medida que sube la temperatura de colección aumenta el costo del colector y que solo los colectores planos son económicamente factibles, la figura 2 nos indica por tanto el futuro de la generación de potencia con energía solar, necesitándose por tanto el análisis hecho por Howell para otros tipos de colectores.

Antes de entrar a analizar las perspectivas sobre rendimientos térmicos que pueden obtenerse usando energía solar es bueno analizar los resultados ya obtenidos usando combustibles convencionales y energía solar; resaltando los pro-

blemas y limitaciones competitivas de los sistemas solares.

En la tabla 3 se expone una recopilación de los rendimientos de las máquinas térmicas usando combustibles convencionales y de máquinas térmicas usando energía solar construídas y probadas con sus temperaturas de operación y rendimientos térmicos obtenidos.

Observaciones importantes a resaltar de tabla 1:

1. Combustibles fósiles - % Carnot max. alcanzado: 64%
Energía Solar - % Carnot max. alcanzado: 13%
2. Los sistemas que se presentan con mejores posibilidades térmicas y de competir con aquellos alimentados con combustibles fósiles [4], [6] [3] , [8], utilizan colectores planos con superficies selectivas y expansores especialmente para el caso, lo cual torna el costo de KW producido no competitivo
3. Las causas que resaltan como causantes de bajo rendimiento en sistemas solares con:
 - a) Bajas temperaturas de colección $< 130^{\circ}\text{C}$
 - b) Bajos rendimientos de colección $< 40\%$ (75% calderas)
 - c) Bajos rendimientos de turbinas $< 70\%$ (85% turbinas convencionales).

3. Conclusiones

El analisis realizado sobre lo que se ha hecho, lo que espera hacerse y las futuras tendencias de la producción de potencia mecánica, revela los siguientes hechos:

1. En el estado actual de desarrollo tecnologico de la energía solar, la producción de potencia mecánica continua y controlada no ofrece condiciones competitivas con los metodos convencionales.
2. Es recomendable el uso de concentradores (CR<10) solares para potencias altas ($> 10^2\text{KW}$), y el estudio de colectores plano-concentradores (CR <10) tipo CPC, para temperaturas de operación mayores a las obtenidas con colectores planos simples para aumentar rendimientos.
3. El uso de bajas temperaturas de colección ($T_c < 100^{\circ}\text{C}$) para generar potencia mecánica, se justifica para tipos de trabajo intermitentes (irrigación), y donde no sea practico,

FIGURA 3
COMBUSTIBLES FOSILES

MAQUINA TERMICA		Temperatura Máxima	Temperatura Mínima	Rendimiento Térmico Real	Rendimiento Térmico de Carnot	% del Carnot
<p>MOTOR DE VAPOR: MAQUINA DE MOVIMIENTO RECIPROCO, REALIZA UN CICLO SIMILAR AL MOSTRADO, EL CUAL ES DIFÍCIL DE REPRESENTAR A TRAVÉS DE PROCESOS TERMODINÁMICOS PORQUE LA MASA DE VAPOR QUE REALIZA EL CICLO ES VARIABLE.</p>		400°C	60°C	20 %	51 %	39 %
<p>CICLO RANKINE A VAPOR: CICLO AMPLIAMENTE UTILIZADO PARA GENERAR ELECTRICIDAD, CON ALTOS RENDIMIENTOS DEBIDO A QUE RECIBE Y RECHAZA CALOR EN SU MAYORÍA A TEMPERATURA CONSTANTE (IGUAL AL CARNOT) Y ALREDEDOR DEL CUAL SE HAN DESARROLLADO AMPLIOS CONOCIMIENTOS TECNOLÓGICOS, USA AGUA COMO FLUIDO DE TRABAJO NORMALMENTE.</p>		560°C	40°C	25 % - 40 %	62 %	40 % - .64 %
<p>CICLO JOULE O BRAYTON A GAS: CICLO UTILIZADO PARA GENERAR ELECTRICIDAD (PLANTAS DE CARGA PICO) SISTEMAS DE PROPULSION DE AVIONES (JET) NORMALMENTE EL CICLO ES ABIERTO COMENZANDO EN A Y TERMINANDO EN D Y USA AIRE COMO FLUIDO DE TRABAJO NORMALMENTE.</p>	TURBINAS DE ALABES REFRIGERADOR	840°C	25°C	35 %	73.2 %	47.8 %
	TURBINAS SIN ALABES REFRIGERADOR	650°C	25°C	30 %	68 %	44 %
<p>MOTORES DE COMBUSTION INTERNA: CICLOS UTILIZADOS PARA VEHICULOS Y MAQUINAS ESTACIONARIAS USAN COMO FLUIDO DE TRABAJO AIRE (MEZCLADO CON COMBUSTIBLE)</p>		2000°C	25°C	35 %	85.1 %	41.1 %

UIS - AUDIOVISUALES

ENERGIA SOLAR

MAQUINA TERMICA		Temperatura Máxima	Temperatura Mínima	Rendimiento Real	Rendimiento Térmico de Carnot	% de Carnot
<p>⑤ 1965 [12] GIRARDIER SOLAR PUMP: UTILIZA UN CICLO RANKINE - COLECTOR PLANO, UTILIZA UN FLUIDO INORGANICO COMO FLUIDO DE TRABAJO Y TIENE COMO CARACTERÍSTICA IMPORTANTE QUE UTILIZA LA MISMA AGUA A SER BOMBREADA COMO REFRIGERANTE DEL SISTEMA Y UN SISTEMA DE BOMBEO (SECA) PROPIO NO SE CONOCEN DETALLES DE η Y η_c.</p>		55 °C	28 °C	< 1%	7,6 %	13 %
<p>⑥ 1958 [1] SHU S.T. & LEO B.S. HICIERON PRUEBAS QUE SON LAS UNICAS REPORTADAS UTILIZANDO CONCENTRADOR DE TIPO ESFERICO Y MAQUINA EXPANSORA A VAPOR DE TIPO MOVIMIENTO RECIPROCO.</p>	MAQUINA A VAPOR DE TIPO "LARGE SLIDE-VALVE"	148 °C		1,8 %		
	MAQUINA A VAPOR DE TIPO "SMALL SLIDE-VALVE"	148 °C		1,22 %		
	MAQUINA A VAPOR DE TIPO "ROTARY STEAM"	148 °C		0,47 %		
	MAQUINA A VAPOR DE TIPO "POPPET-VALVE"	148 °C		1,18 %		
<p>⑦ 1976 [7] BOMBA SOLAR DE 1KW: UTILIZA CICLO RANKINE, USANDO AGUA CON FLUIDO DE TRABAJO, CONCENTRADOR DE TIPO CILINDRICO-PARASOLICO ($\eta_1 = 5,5\%$, $\eta_2 = 40\%$), UTILIZA TURBINA DE ACCION (MAS RECOMENDADA PARA BAJAS POTENCIAS) DE LAS UTILIZADAS EN INGENIEROS AZUCAREROS, * TRABAJO MEXICANO CARACTERISTICAS DEL COLECTOR-CONCENTRADOR $\epsilon = 0,9$, $\epsilon = 0,2$</p>		151 °C	31 °C	$\approx 0,2\%$	28 %	1 %
<p>⑧ 1975 [4] CICLO RANKINE CON REGENERACION Y PRECALENTAMIENTO USADO PARA REFRIGERACION, USANDO N-H₂ COMO FLUIDO DE TRABAJO Y UNA MINTURBINA DE ALABES ESPECIALMENTE DISEÑADA POR BARBER NICHOLS ENG CO ($\eta_1 = 0,72$, $\eta_2 = 0,5$, $\eta_{ciclo} = 10,6\%$) UTILIZANDO COLECTOR PLANO DARYL PRIGMORE & BARBER.</p>		101,6 °C	29,45°C	$\approx 65\%$ SUPONIENDO $\eta_1 = 0,4$ $\eta_{ciclo} = 26\%$	$\approx 19\%$	34,2 % 13,8 %
<p>⑨ 1975 [6] BOMBA DE AGUA: UTILIZANDO CICLO RANKINE, COLECTOR PLANO CON $\epsilon = 0,93$, $\epsilon = 0,15$ CON DOS VIDRIOS - FLUIDO DE TRABAJO R-114 ($\eta_1 = 72\%$, $\eta_2 = 80\%$, $\eta_{colector} = 40\%$) TURBINA TIPO "ROTARY VANE". ARTHUR D. LITTLE.</p>		126,6°C	26,6°C	$\approx 9\%$	25 %	30 % = ESTE TRABAJO PASA CLASIFICADO COMO UNO DE LOS DE CARNOT

* LOS DATOS DE ESTE TRABAJO SON UN POCO DUDOSOS

UIS - AUDIOVISUALES

ESTUDIOS TEORICOS OPTIMIZADOS

MAQUINA TERMICA		Temperatura máxima	Temperatura mínima	Rendimiento térmico real	Rendimiento de Carnot	% de Carnot
⑩	1976 [13] PLANTA PRODUCTORA DE POTENCIA ELECTRICA (90 MWe): UTILIZANDO <u>COLECTORES PLANOS</u> (SIN ESPECIFICAR κ, ϵ), NI TIPO DE TURBINA SOLAMENTE SE ADOPTA $F\beta = 0.010 \text{ cal/cm}^2\text{seg} \approx 420 \text{ W/m}^2$ LO CUAL DARIA: $\eta_{\text{coleccion}} = 55\%$ (CICLO RANKINE) ADEN MEINEL	TEMPERATURA MUY ALTA PARA COLECTOR PLANO 200°C	20 °C	12 %	38 %	31,5 %
⑪	1976 [13] PLANTA PRODUCTORA DE POTENCIA ELECTRICA A CICLO RANKINE (100 MWe) ($\eta_c = 27\%$, $\eta_t = 90\%$, $\eta_{\text{ciclo}} = 13\%$): UTILIZANDO FLUIDO DE TRABAJO R-II, <u>COLECTOR PLANO</u> $\kappa = 0,90$, $\epsilon = 0,06$, UNA CUBIERTA DE VIDRIO, TURBINA NO DISEÑADA HASTA ESTE MOMENTO RODERICK E. ATNEY	120,6°C	16,7°C	3,5 %	20,3 %	13,3 %
⑫	1976 [8] PLANTA PRODUCTORA DE POTENCIA ELECTRICA A CICLO RANKINE (10 MWe): UTILIZANDO <u>SOLAR PENS</u> COMO COLECTORES ($\eta_c = 38\%$, $\eta_t = 75\%$). FLUIDO DE TRABAJO R-II Y TRES CAPAS DE PLASTICO EN LOS COLECTORES. DICKINSON	85 °C	27 °C	3 %	16 %	18,7 %
	1975 [11] PLANTA DE 10 MWe, PROYECTO DE CNRS - BOBCKOCK WILCOX Y THE SALT RIVER PROJECT OF PHOENIX, UTILIZANDO <u>CONCENTRADOR HELIOSTATICOS</u> F. A. BLAKE & J. D. WALTON.	482 °C	65 °C	25 %	55 %	45,5 %

TABLA N° 1

DEBIDO A QUE LAS FUENTES BIBLIOGRAFICAS CONSULTADAS PARA OBTENER ESTOS DATOS, NO INFORMAN SOBRE RENDIMIENTOS TERMICOS DE LAS CALDERAS VA A SER ADOPTADO UN RENDIMIENTO DE $\approx 75\%$ PARA TODOS LOS CICLOS, SIENDO ESE RENDIMIENTO CONSERVATIVO.
EL RENDIMIENTO DE TURBINA DEPENDE DE MUCHOS PARAMETROS (r_p/m , P_a/P_b , T_a/T_b , etc.) MAS SUPONIENDO CONDICIONES OPTIMAS DE DISEÑO SE PUEDE ADOPTAR UN $\eta_t = 0.85$

- ni posible el uso de combustibles convencionales.
4. Es recomendable el dirigir investigaciones sobre el uso de ciclos termicos de Stirling, Erickson, Voullemier, o el estudios de sistemas directos de conversi3n.
 5. Debido a que los usos posibles de la energia solar son solamente tres:
 - a) Conversi3n directa (celulas solares, fotosintesis)
 - b) Conversi3n a energia mecanica (via maquina termica ciclica o no ciclica)
 - c) Calentamiento (agua caliente y vapor)

Y en base a las consideraciones anteriores, se recomienda un estudio profundo sobre los usos mas promisorios de la energia solar para calentamiento.

Bibliografia

- [1] Shu. S.T., Leo B.S., A simple reaction turbine as a Solar engine, Solar energy, 11 (3-4), 7-11,1958.
- [2] John, R. Howel, Optimun Solar Collector operation University of Houston 1875, Solar energy.
- [3] Roderick, E. Athey, Evaluacion of the flat plate solar collector system for a electric power generation, solar energy, vol.18, pp.143-147, 1976.
- [4] Daryl Prigmore, Cooling with the sun's heat, solar energy, vol.17, pp.185-192, 1975.
- [5] S.A. Klein, W.A. Beckman, J.A. Duffie, A design procedure for solar heating systems, solar energy, vol.18, pp.113-127, 1976.
- [6] Arthur D. Little, Inc. Waterpumping Using solar driven organic Rankine Cycle Engines, Cambridge, Massachusetts, 02140.
- [7] Bomba Solar de 1 Kw, 1976. Investigaci3n hecha en M3xico.
- [8] W.C. Dicknson, A.F. Clark, J.A. Day, L.F. Wouters, the shallow solar pond energy conversion system, solar energy, vol.18, pp.3-10, 1976.

- [9] R. Beam, J. Jedlicka, A solar Engine using the thermal expansion of metals, Solar Energy, vol.15, pp.133-1-2, 1973.
- [10] Jaimes A. Eibling, Donald H. Frieling, A solar heat pump, solar energy, vol.17, pp.313-315, 1975.
- [11] F.A. Blake, J.D. Watton, Update of the solar power system and component research program, solar energy, vol.17, pp.213-219, 1975.
- [12] H. Masson, J.P. Girandier, solar motors with flat-plate collectors, solar energy, vol.10, n°4, 1966.
- [13] Aden Meinel, Energy transfer in a large scale solar power farm, solar energy, vol.18, pp.177-181, 1976.
- [14] S.K. Rao, R.K. Suri, Optimization of Flat-plate solar collector Area. Solar energy, vol.12 (1969).
- [15] Robert Barber. Solar air conditioning systems using Rankine Power Cycles - Design and test results of prototype three ton unit.
- [16] Thomas, L. Freeman, Computer modeling of Solar Rankine systems for Space Cooling.
- [17] S.E. Eckard, J.A. Bond, Performance characteristics of a 3 ton Rankine powered vapor-compression air conditioners.
- [18] Frank Blancardi, Maurice Meader, Demonstration of a 3 ton Rankine Cycle powered air conditioners.
- [19] Benjamin Shelpak - Air conditioning using a gas regenerative cycle.
- [20] Henry M. Curran, Assesment of solar cooling.
- [21] R.C. Schlinchtig, J.A. Morris, Jr. Thermoelectric and mechanical conversion of solar power, Solar energy, Phoenix, Arizona 3 (2), pp.14-18, 1959.
- [22] J.H. Dannies, Solar water pumping, solar energy, III (1), pp.29-33, 1959.

- [23] J.I. Yelbtt Phoenix, Arizona, Power From Solar Energy, transactions of the ASME, 79, pp.1349-1359, 1957.
- [24] Gerald, T. Ward, Possibilities for the utilization of solar energy in under developed rural areas, Agricultural Engineering, Informal Working Bulletin, 16, Food and Agriculture organization of the United Nations, FAO, pp.43-51, 1960.
- [25] Seki hara, Kyo. Distribution chart of yearly mean of amount of Solar radiation on a horizontal surface in Japam, solar energy utilization solar engineering exhibits Tokyo, Japan Society of Mech. Eng., Pag.24, 1956.
- [26] D'Aurelio, L., A steam engine a mixture of vapor from non-vinsable Fluids as a solar engine with flat-plate absorbers. Transaction of the conference on the use of solar energy, the scientific bases, Tucson Arizona, the University of Arizona Press, II: 239-253, 1958.
- [27] MacCracken Jet heat Ive. of Englewood, New Jersey a movil pump which emplys a collapsible rubber lung. (5% rend).



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 • 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TECNOLÓGICO

TECHNICAL PAPER

N.º AT-01

P.P. 011-020

O DESTILADOR SOLAR TIPO BANDEJA DE DUPLO EFEITO

Pio Caetano Lobo

Professor Visitante, LES/CT

UFPb - João Pessoa, Pb - Brasil

SUMÁRIO

O destilador solar tipo bandeja de múltiplo efeito po-
de oferecer uma alternativa mais econômica ao destilador
convencional, de único efeito. Ensaios em um módulo de du-
plo efeito revelarem um acréscimo de 40 a 55% na produção
de água destilada comparado com um módulo semelhante de sim-
ples efeito. O melhoramento aumenta com a intensidade de ra-
dição solar incidente, um resultado conveniente em aplica-
ções onde a demanda cresce mais rapidamente que a intensida-
de da radiação solar incidente.

SUMMARY

The multi-effect basin type solar still can offer a
more economical alternative to the usual, single effect, ba-
sin still. Tests on a double effect module showed an increa-
se of 40% to 55% in the distilled water yield as compared
to a similar single effect module. The improvement increases
with incident solar radiation intensity, a convenient result
for applications in which the demand increases more rapidly
than incident solar radiation intensity.

INTRODUÇÃO

O destilador de tipo bandeja oferece prolongada vida útil e pode ser facilmente operado por mão-de-obra não especializada. Este tipo de destilador [1,2] foi desenvolvido até um estágio onde o investimento por unidade de produção não varia significativamente entre bons projetos alternativos. O principal obstáculo para sua utilização em larga escala é que o custo de água produzida excede o das técnicas alternativas de dessalinização para produções acima de 20 m^3 por dia [1]. Destiladores mais eficientes, tais como bandeja em cascata [1,2,3], tecido inclinado [2, 4] ou vertical [5] e o destilador tipo coluna de múltiplo efeito acoplado a um coletor solar [1,2] são mais caros e há dúvida se sua produtividade mais elevada, compensa o aumento dos custos de construção [1,2]. O destilador múltiplo efeito tipo bandeja promete um investimento mais baixo por unidade de produção. Ele mantém a simplicidade de construção a operação do destilador convencional, enquanto aumenta a produção através dos efeitos adicionais. Devido ao número limitado de dados levantados, os resultados apresentados são ainda de natureza preliminar.

PRINCIPIO DO PROJETO

Em um destilador de múltiplo efeito, a entalpia de condensação a uma determinada pressão é utilizada para a evaporação a uma pressão ligeiramente mais baixa. A destilação por múltiplo efeito normalmente envolve equipamentos relativamente sofisticados [1,2,6] e sua economia depende do uso de uma fonte de calor a temperatura elevada. Uma vez que coletores solares de alta temperatura são mais caros ou menos eficiente, enquanto o funcionamento a baixa temperatura reduz a produção, o investimento nos destiladores solares múltiplo efeito não é muito diferente daquele no convencional por unidade de produção [1].

Para se minimizar o investimento, projetou-se o destilador tipo bandeja [7,8] múltiplo efeito baseado no destilador convencional, no qual problemas construtivos estão razoavelmente resolvidos. A estrutura principal da uni

dade de múltiplo efeito é idêntica ao correspondente destilador padrão. Os efeitos extras são obtidos através da evaporação de água colocada no conjunto de bandejas transparentes entre a cobertura de vidro e a bandeja principal da estrutura como mostra a figura 1. A evaporação em cada bandeja é energizada pela condensação sob sua superfície. A água nas bandejas intermediárias pode ser mantida estacionária de acordo com a figura 1 ou pode escoar em película contínua sobre uma chapa transparente. Em ambos os casos, a superfície inferior deve ser molhável e plana na direção do fluxo do condensado, a fim de se obter a condensação por película. As paredes laterais das bandejas devem ser vedadas contra o vazamento da água salobra para a superfície de condensação.

PROTÓTIPO DE ENSAIO

Para se obter dados de testes comparativos, abstrahindo-se de efeito de escala e de condições muito especiais, modelos físicos foram construídos na forma de dois módulos com idênticas dimensões externas. Para simplificar a construção os módulos foram pequenos (0,50mx0,50m) e a fim de facilitar a comparação com destiladores maiores a geometria foi similar à dos destiladores de polistireno expandido (nº 58) de Howe [1]. As paredes e a base foram de polistireno expandido, os vitrais de 3mm sendo inclinados a 10º da horizontal. A área da bandeja principal foi de 0,25 m². O módulo padrão tipo bandeja está descrito na figura 1. O outro módulo, tipo efeito duplo, aparece na figura 2. Para o segundo efeito, uma lamina de vidro de 2 mm foi colocada paralela à cobertura externa com 9 paredes separando 10 canais, contendo água de alimentação a ser destilada. A produção foi medida com uma proveta calibrada e as temperaturas com termômetro de mercúrio. A intensidade de radiação solar incidente sobre um plano horizontal foi obtida através de actinôgrafos Robitsch-Fuess.

PROCEDIMENTO DOS ENSAIOS

Duas unidades foram operadas lado a lado com a mes-

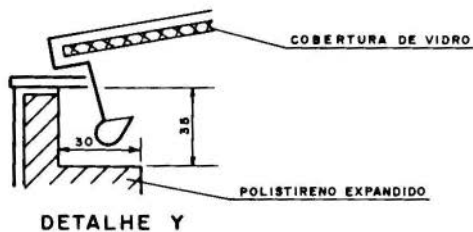


Fig.1. MÓDULO DE ENSAIO TIPO BANDEJA CONVENCIONAL

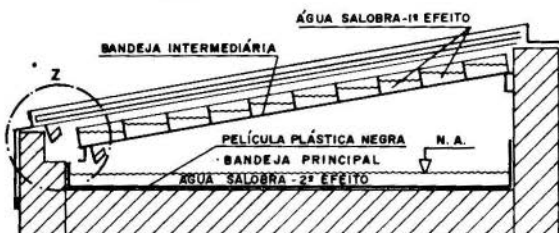
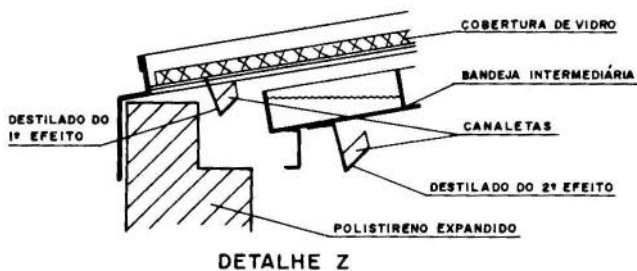
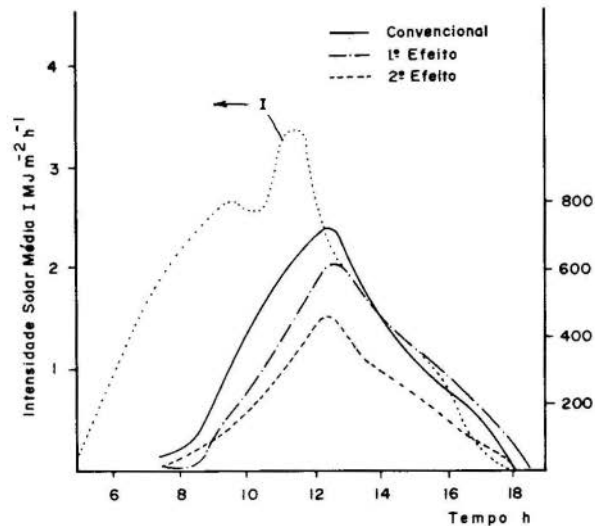
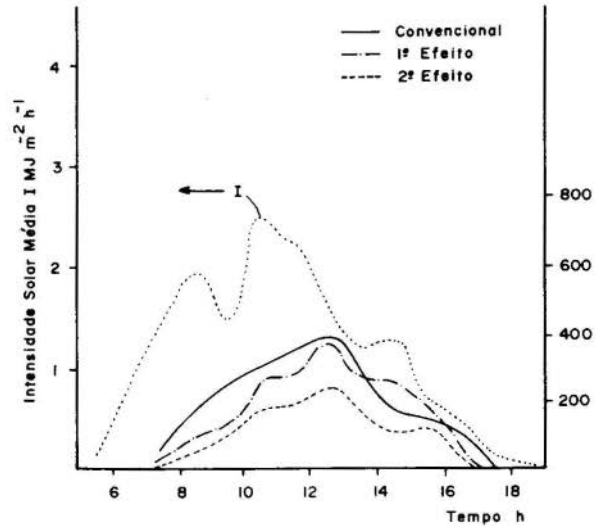


Fig.2. MÓDULO DE ENSAIO TIPO BANDEJA DE DUPLO EFEITO



(a) dia mais claro (energia solar diária = $21,5 \text{ MJ/m}^2$) $t_a = 26,4\text{C}$



(b) dia mais nublado (energia solar diária = $16,5 \text{ MJ/m}^2$) $t_a = 26,1\text{C}$

Fig.3. INTENSIDADE SOLAR MÉDIA E PRODUÇÕES DOS DESTILADORES BANDEJA CONVENCIONAL E DE DUPLO EFEITO vs TEMPO

ma orientação geográfica. Cada manhã, 2500 cm^3 de água era colocada na bandeja principal de cada módulo e 250 cm^3 em cada um dos 10 canais da bandeja intermediária, correspondendo a uma profundidade média em torno de 1 cm, suficiente para evitar que os destiladores apresentassem áreas secas mesmo durante dias de radiação solar máxima. Para o módulo de teste de duplo efeito, foram realizadas medições separadas da coleta de condensado de vidro externo, designada produção do primeiro efeito, e da superfície inferior da bandeja intermediária, chamada produção do segundo efeito. Em alguns dias, foram feitas medições horárias da produção. A intensidade de energia solar correspondente foi obtida por integração dos actinogramas.

RESULTADOS E OBSERVAÇÕES

Os resultados estão apresentados graficamente nas figuras 3 e 4. A figura 3 é uma representação gráfica das médias horárias da energia solar incidente e produção da água para um dia mais ensolarado e um mais nublado. As produções medidas não refletem exatamente as taxas verdadeiras de evaporação em cada efeito, uma vez que algum vapor produzido na bandeja inferior escapa pela bandeja intermediária para ser condensado sob a cobertura de vidro, aumentando assim a produção do primeiro efeito.

A produção diária do primeiro efeito é aproximadamente igual a produção do destilador convencional. A produção do segundo efeito, portanto, representa aproximadamente o ganho do destilador de duplo efeito sobre o destilador convencional. Devido à influência da inércia térmica sobre as produções horárias, foi realizada uma regressão linear entre a produção e a energia solar incidente separadamente para os dados obtidos pela manhã e pela tarde. A partir destas regressões deduziu-se a curva de correlação média entre produção e radiação solar incidente. As curvas médias de correlação são plotadas nas figuras 4(a) e 4(b), onde é evidente que o ganho do destilador de duplo efeito está relacionado com a energia solar incidente e para uma análise econômica global necessi

tar-se-ia a distribuição temporal esperada da intensidade de radiação solar incidente baseada nas frequências de possíveis sequências obtidas de registros anteriores. Na figura 4(a), os resultados de Cooper [9] e Bloemer [10], que correspondem a aquecimento elétrico direto da água na bandeja de um destilador simples efeito, foram multiplicados por 0,8 para incorporar o efeito do produto transmissividade-absortividade do destilador. Vê-se que a curva corrigida do Bloemer aproxima o desempenho medido. A fig. 4(b) descreve o desempenho em função da energia incidente diária para módulo convencional, cada efeito e global do duplo efeito, e tres outros tipos de destilador [1]. O destilador Howe nº 58 é de construção e dimensões muito semelhantes com o módulo convencional dos ensaios aqui descritos, e seu desempenho é muito parecido.

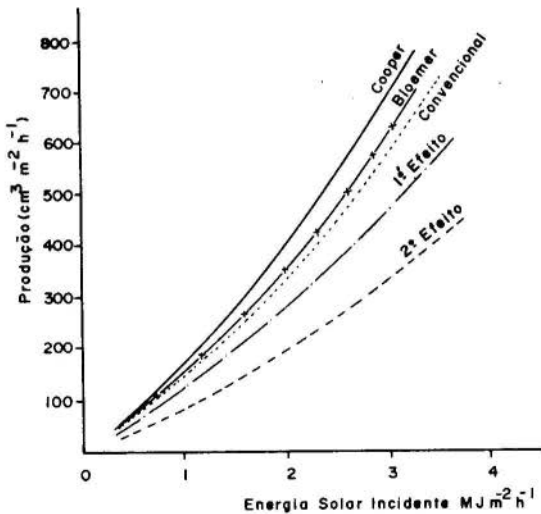


Fig.4(a). PRODUÇÃO HORÁRIA MÉDIA DOS DESTILADORES BANDEJA CONVENCIONAL E DE DUPLO EFEITO - as curvas "Cooper" e "Bloemer" correspondem aos trabalhos respectivos [9,10].

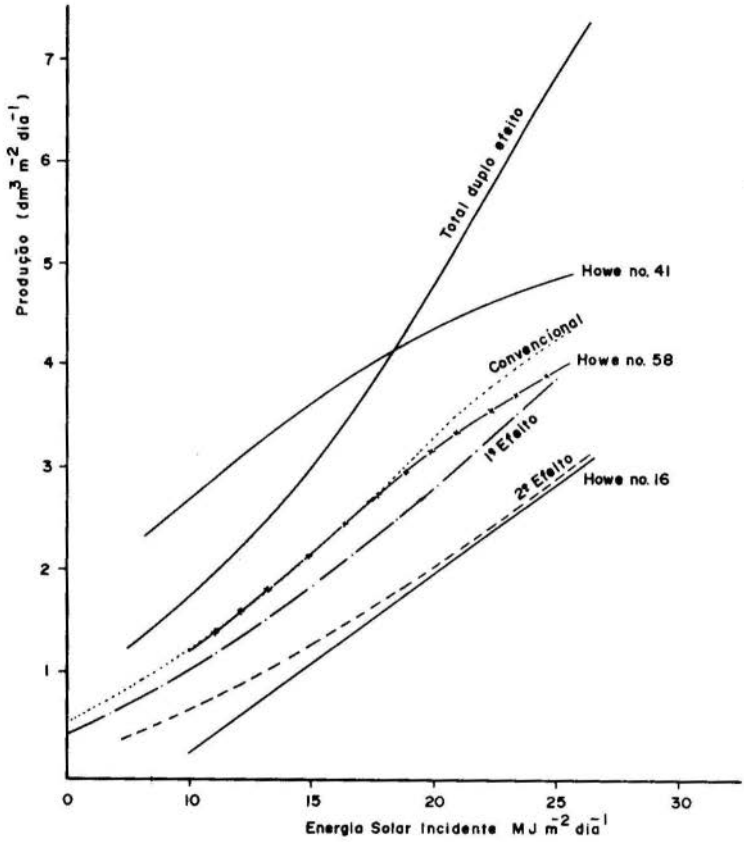


Fig.4(b). PRODUÇÃO DIÁRIA MÉDIA DOS DESTILADORES BANDEJA CONVENCIONAL E DE DUPLO EFEITO

Os desempenhos dos destiladores "Howe" foram obtidos de [1]

CONCLUSÕES

A principal conclusão a ser extraída dos resultados é que o ganho do destilador de duplo efeito sobre o destilador convencional é quase 40% a $10 \text{ MJ m}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ e sobre com a radiação total diária para cerca de 55% a $25 \text{ MJ m}^{-2} \text{ dia}^{-1}$. Como a demanda de água aumenta rapidamente com intensidade de radiação solar o melhoramento não-linear é uma vantagem porque assim uma planta para satisfazer a demanda máxima não será super-dimensionada para condições normais.

O custo adicional da bandeja intermediária depende principalmente dos custos da lâmina de vidro. Como a operação do novo destilador não difere essencialmente dos destiladores convencionais, acrescentando somente limpeza das bandejas intermediárias, não seriam introduzidos maiores problemas de adaptação. Se forem utilizados plásticos para estas bandejas, o correspondente custo por unidade de produção seria bastante reduzido se, espessuras muito menores da lâmina de plástico tornam-se viáveis, resultando ainda em valores de condutância térmica substancialmente mais baixos, e conseqüentemente em produções mais elevadas no segundo efeito. O ganho na produção poderia talvez aproximar-se de 80% por cada efeito, o que é normal nas plantas convencionais de dessalinização por múltiplo efeito [11].

AGRADECIMENTOS

O autor recebe bolsa de pesquisa do CNPq.
(Proc. nº 1111.1755/76.

REFERÊNCIAS

01. E.D. Howe & B.W. Tleimat, "Twenty Years of Work on Solar Distillation at the University of California," UNESCO Conference, The Sun In The Service of Mankind, Paris, Julho, 1973.
02. S.G. Talbert, J.A. Eibling & G.O.G. Lof, "Manual on Solar Distillation of Saline Water," R&D Progress Report nº 546, U. S. of Interior, Abril 1970.

13. B. Achilov, T.D. Zhuraev & R.A. Akhtamov, "Results of Yearlong Tests of Tilted Step Solar Stills", *Gelioteknika*, vol. 8, n° 3, 1972, p. 78-83.
14. G. Frick & J. V. Sommerfeld, "Solar Still of Inclined Evaporating Cloth", *Solar Energy*, vol. 14, n° 3, Março 1973, p. 427-431.
05. J.P. Coffey, "Vertical Solar Distillation", *Solar Energy*, vol. 17, n° 6, Dezembro 1975, p. 375-378.
06. H. Weihe, "Fresh Water From Sea Water, Distillation by Solar Energy", *Solar Energy*, vol. 13, n° 4, Julho, 1972, p. 439-444.
07. P.C. Lobo & S.R. Araújo "A Simple Multi-effect Basin Type Solar Still" International Solar Energy Congress New Delhi, India, Janeiro 1978.
08. S.R. Araújo "Desempenho Empirico de Destiladores Solares de duplo Efeito" Tese de Mestrado, Curso de Engenharia Térmica, UFPb, João Pessoa, Pb, 1979.
09. P.I. Cooper "Heat And Mass Transfer Withim a Solar Still Envelope" the Sun in the Service of Mankind, JNESCO, Paris 1973.
10. J.W. Bloemer "Factors Affecting Solar Still Performance" Asme Winter Annual Meeting 65.Wa/Sol. 1, 1965.
11. D.Q. Kern, "Process Heat Transfer", Kogakusha Company Ltd., Tokio, McGrawhill, New York, 1950, p.384-386.



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO TECNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

N.º AT-02 P.P. 021-031

UM MODELO TEÓRICO PARA OS NÍVEIS DE INSOLAÇÃO NO RIO DE JANEIRO E
SUA APLICABILIDADE A UM SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO SOLAR À ABSORÇÃO.

Gonçalo Rendeiro

Programa de Engenharia Mecânica
COPPE/UFRJ - Rio de Janeiro-RJ- Brasil

Leopoldo E.G. Rastos

Prof. Adjunto Prog. de Engenharia Mecânica
COPPE/UFRJ - Rio de Janeiro-RJ- BrasilSUMÁRIO

Este trabalho apresenta uma metodologia de cálculo para a obtenção dos níveis de insolação na cidade do Rio de Janeiro. Objetivou-se escolher um modelo determinístico para a radiação solar, que melhor se ajustasse às curvas solarimétricas medidas na região.

Com a utilização deste modelo teórico, foi determinada a área útil de captação para um coletor cilindro-parabólico empregado em um sistema de refrigeração à absorção e avaliados os períodos de funcionamento deste sistema.

RÉSUMÉ

Dans cet article est présentée une méthodologie de calcul pour l'obtention des niveaux d'insolation dans la ville de Rio de Janeiro.

Un modèle non probabiliste a été utilisé pour le rayonnement solaire pour analyser les courbes d'ensoleillement mesurés dans la région.

A partir ce modèle théorique a été déterminée la surface utile de captation pour un miroir cylindro-parabolique utilisé dans un système de réfrigération à absorption et ont été obtenu les périodes de fonctionnement de ce système.

I - Introdução

O estudo de sistemas de refrigeração a ciclos de absorção utilizando como fonte de calor a energia solar é assunto de real interesse devido a sua aplicabilidade em câmaras para conservação de alimentos, na fabricação de gelo e no condicionamento ambiental. Diversos trabalhos tem sido publicados a respeito [1-2]; porém, em virtude do grande número de elementos intervenientes no projeto do sistema de refrigeração (nível local de insolação, tipos de coletores solares e de ciclos de absorção) é ainda necessária uma análise rigorosa a fim de que se possa adequar o projeto a um fim específico.

Neste trabalho, esta análise compreende três etapas. Inicialmente são determinados os níveis de insolação local a partir de modelos determinísticos; a seguir é escolhido o coletor solar baseado nas características do sistema de refrigeração, e finalmente são avaliadas as condições de operação do sistema em função do nível de potência fornecida ao gerador do ciclo de absorção.

II - Determinação dos Níveis de Insolação Direta

Como sítio para a instalação do sistema de absorção foi escolhido o Rio de Janeiro. Porém, para esta região inexistem dados solarimétricos de radiação solar direta e difusa, dispendo-se somente de dados diários de radiação solar total [3].

Assim, a partir destas curvas de insolação total diárias foram ajustados modelos determinísticos a fim de se conseguir um modelo que melhor representasse as condições diárias de insolação total na região considerada.

Basicamente, os modelos determinísticos existentes para a radiação solar total são constituídos de três parcelas: Radiação Solar Direta, Radiação Solar Difusa e Radiação Refletida do Solo. Esta última depende do tipo de albedo existente, e neste trabalho sua influência sobre a radiação solar total foi considerada desprezível como em [4].

Para a radiação solar direta utilizou-se os modelos

de Holman [5], Dogniaux [6] e Kreider [7].

Esses modelos, seguem a expressão geral dada pela Eq. (1), distinguindo-se basicamente quanto aos valores do argumento da função exponencial.

$$I_D = I_0 \cdot \cos b \cdot e^{-kt} \quad (1)$$

onde, I_D é a radiação solar direta em W/m^2 , I_0 a constante solar $1353 W/m^2 \pm 21 W/m^2$, b o ângulo formado pela reta que une terra-sol e a perpendicular ao plano do observador, k o coeficiente de atenuação total ao longo de todos os comprimentos de onda e t a espessura da camada que absorve a radição.

No cálculo da radiação solar difusa foi utilizado o modelo de Liu-Jordan [8], que determina a radiação solar difusa (I_d) em termos da radiação solar direta considerada.

$$I_d = 0,2710 I_0 \cdot \cos b - 0,2939 \cdot I_D \quad (2)$$

Este modelo já se verificou aceitável para duas regiões do País [5], [9].

Nos modelos, foi considerada a variação da posição do sol a cada minuto, sendo para tanto utilizado um programa automático de cálculo desenvolvido a partir de [6].

Como base para o desenvolvimento dos cálculos, utilizou-se o ano de 1974, pois para este ano se dispunha dos dados de insolação diária total integrados [3].

Os modelos teóricos empregados, se referem à condições de céu claro sem nuvens e conseqüentemente foram desprezados na comparação dos resultados os dias que apresentaram acentuado grau de nebulosidade.

Desta maneira, foram estimados os níveis diários de insolação total utilizando-se os modelos considerados e posteriormente comparados com as curvas medidas disponíveis. Foi admitido para a radiação solar total integrada no dia considerado um erro máximo de $\pm 10\%$.

III - A Escolha do Coletor Solar

III.1- Tipo de Coletor

A energia solar utilizada para o aquecimento do gerador do sistema de absorção pode ser captada através de coletores planos ou concentradores (Parabólicos ou Esféricos) dependendo da temperatura de trabalho do fluido frígido do gerador. Para um ciclo amônia-água de funcionamento contínuo, utilizado neste estudo, a temperatura necessária do fluido no gerador é em média de 135°C [10], tornando inadequado o emprego dos coletores de placa plana do tipo comercial. Um concentrador solar parabólico de foco linear permite fornecer ao fluido de trabalho altas temperaturas tendo boa eficiência [2] e não apresentando a sofisticada automatização requerida para o dispositivo orientador como no concentrador tipo esférico [11].

O concentrador parabólico se fixado na direção Leste-Oeste, deverá ter um movimento obedecendo a eclíptica do sol, cujo valor médio diário é dado por [6].

Devido a simplicidade do sistema de controle utilizado no coletor parabólico e o preenchimento das especificações requeridas pelo ciclo de absorção empregado, este tipo de coletor será escolhido.

As dimensões características do concentrador parabólico: Comprimento, largura e distância local serão dependentes do binômio carga de resfriamento-insolação.

III.2- Área do Concentrador

A área do concentrador pode ser determinada por:

$$S = \frac{P}{\eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \bar{I}_D} \quad (3)$$

onde, P é a potência requerida no gerador do ciclo de absorção, η_1 a eficiência do ciclo de absorção, η_2 a eficiência do coletor, incluindo as perdas térmicas e óticas, que pode ser obtida a partir de [12] e \bar{I}_D a radiação solar direta média.

III.3- Cálculo da Radiação Solar Direta Média (I_D)

Como os modelos de insolação utilizados são para condições de céu claro, vários dias durante o ano foram selecionados a fim de tornar a escolha do modelo mais rigorosa. Dias com percentual de nebulosidade maiores que 5/10 (10/10 céu totalmente encoberto, 0/10 céu descoberto) foram excluídos.

A tabela 1, mostra a variação média diária da radiação solar total medida e calculada para 96 dias selecionados.

DIA	VALOR MEDIDO ($W/m^2 \cdot dia$)	% ERRO		
		MODELO I	MODELO II	MODELO III
05/01/74	330	-4,2	-0,6	-12,1
06/01/74	315	+0,3	+2,7	-8,0
07/01/74	307	+2,8	+2,1	-5,6
08/01/74	300	-6,9	-4,0	-3,5
16/01/74	270	+6,1	+11,4	+6,0
17/01/74	307	+0,5	-12,6	-6,9
18/01/74	285	+9,2	+7,7	+0,1
19/01/74	315	-1,3	+1,4	-9,6
20/01/74	298	+4,1	+4,6	-4,6
23/01/74	338	-8,6	-8,6	-16,3
24/01/74	322	-4,2	-2,6	-12,3
25/01/74	307	+0,4	-2,9	-8,1
26/01/74	277	+4,0	+2,8	+1,6
02/02/74	292	+4,1	-8,1	-5,0
04/02/74	313	-3,3	-0,2	-11,8
05/02/74	307	-1,6	-5,2	-10,3
06/02/74	309	-2,5	+0,6	-11,1
07/02/74	307	-2,0	-0,2	-10,8
08/02/74	310	-3,2	-0,2	-11,9
09/02/74	285	-5,0	+6,8	-4,5
13/02/74	301	-1,5	-1,2	-10,5
14/02/74	305	-3,0	-2,9	-11,9
15/02/74	299	-1,4	-11,4	-10,5
17/02/74	286	+2,5	-7,6	-7,0
20/02/74	284	+2,4	-6,2	-7,3

DIA	VALOR MEDI- DO(W/m ² .dia)	% ERRO		
		MODELO I	MODELO II	MODELO III
21/02/74	293	-1,0	-16,4	-10,4
22/02/74	266	+8,7	-14,6	-1,7
23/02/74	270	+6,6	-12,8	-3,5
02/03/74	270	+4,1	+3,2	-5,9
03/03/74	277	+0,87	+0,4	-9,1
04/03/74	270	+3,3	-2,3	-6,9
05/03/74	271	+2,5	-7,0	-7,7
06/03/74	272	+1,6	-14,2	-8,5
09/03/74	279	-2,1	-3,1	-12,0
10/03/74	280	-3,1	-1,0	-12,5
11/03/74	249	+8,7	+10,6	-2,3
15/03/74	261	+1,8	+3,0	-8,7
16/03/74	262	+0,7	+2,8	-8,7
31/03/74	247	+1,2	-6,1	-12,3
01/04/74	232	-2,5	-9,5	-7,2
04/04/74	225	+1,9	+0,1	-5,8
07/04/74	238	+2,7	-5,8	-13,0
30/04/74	211	-6,2	-12,6	-15,9
03/05/74	195	-0,9	-2,3	+11,1
04/05/74	180	+6,7	-0,2	-4,3
11/05/74	181	+1,4	+11,7	-8,9
16/05/74	185	-4,3	-5,4	-13,9
17/05/74	176	+0,2	-3,0	-9,8
18/05/74	187	-6,2	-6,5	-15,7
21/05/74	165	+4,7	-12,4	-5,6
22/05/74	166	+3,6	+1,8	-6,6
23/05/74	180	-5,3	-1,2	-14,6
24/05/74	171	+0,7	+0,6	-10,4
25/05/74	180	-6,1	-6,5	-15,3
03/06/74	148	-6,2	-23,6	-0,7
09/06/74	157	+1,9	+6,5	7,9
15/06/74	163	-2,8	-1,0	-11,9
03/07/74	172	-6,2	-1,5	-15,4
04/07/74	172	-6,3	-6,5	-15,1

DIA	VALOR MEDIO (W/m ² .dia)	§ ERRO		
		MODELO I	MODELO II	MODELO III
05/07/74	176	-8,1	-8,1	-16,7
06/07/74	168	-3,5	-9,3	-12,6
07/07/74	167	-2,3	-17,0	-11,5
08/07/74	164	-0,06	-24,2	-9,5
10/07/74	151	+9,3	-7,2	-1,2
11/07/74	181	-8,4	-15,6	-17,1
12/07/74	165	+1,5	-10,8	-8,2
13/07/74	172	-2,5	-13,0	-11,9
17/07/74	173	-0,8	-20,6	-10,5
21/07/74	171	+3,0	-33,0	-7,1
27/07/74	166	+9,9	-33,0	-1,0
29/07/74	172	+7,9	-11,8	-2,9
03/08/74	183	+5,1	-8,7	-5,6
20/08/74	202	+8,4	+11,1	-3,0
21/08/74	210	+5,5	-14,7	-5,6
24/08/74	223	+1,4	-27,0	-9,3
25/08/74	211	+8,4	-6,6	-3,1
26/08/74	213	+7,7	-9,6	-3,7
13/09/74	247	+5,3	+4,4	-5,9
14/09/74	249	+5,2	-1,4	-5,9
16/09/74	258	+2,9	+3,8	-8,3
22/09/74	255	+7,6	+10,0	-3,6
25/09/74	268	+3,8	+4,4	-6,9
11/10/74	292	+1,8	+4,4	-8,2
15/10/74	285	+6,1	+6,0	-4,2
23/10/74	285	+8,7	+4,0	-1,6
01/11/74	315	-0,4	+1,2	-9,3
05/11/74	296	+7,0	+10,3	-2,5
19/11/74	300	+7,0	+9,6	-2,1
24/11/74	328	+7,0	+1,4	-10,4
25/11/74	311	+3,4	+7,1	-5,3
26/11/74	298	+7,8	+11,7	-1,2
01/12/74	306	+5,2	+9,0	-3,5
02/12/74	296	+8,9	+12,8	-0,2
09/12/74	330	-2,5	+0,8	-10,5
12/12/74	311	+3,1	+7,3	-5,3
28/12/74	318	+0,2	+2,1	-8,0

Tabela 1- Comparação dos modelos utilizados com o valor medido (média Diária) da radiação solar total. Modelo I Dogniaux + Liu/Jordan, modelo II- Holman + Liu/Jordan e modelo III-Kreider + Liu/Jordan.

Para a determinação da radiação solar direta média foram considerados cinco dias com céu claro para diferentes meses na primeira metade do ano [13], e a partir daí estabeleceu-se um nível médio de radiação solar direta disponível (ver tabela 2).

DIA	I MEDIO W/(m ² dia)
06/01/74	267,23
21/02/74	246,54
16/03/74	223,54
03/05/74	156,08
09/06/74	124,12
VALOR DE \bar{I}_D	214,19

Tabela 2- Determinação de \bar{I}_D

IV-Avaliação das Condições de Operação do Sistema

A área do concentrador calculada pela Eq.(3) é um valor estimado pois \bar{I}_D foi escolhido segundo o critério indicado no §3.3. Por conseguinte, necessita-se conhecer os períodos de funcionamento do sistema de refrigeração ao longo do ano e verificar se estes períodos atendem às necessidades de projeto.

A potência disponível (P_d) no gerador do ciclo de absorção ao longo do dia será determinada por:

$$P_d = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot S \cdot \bar{I}_D \quad (4)$$

Sendo I_D a intensidade de radiação solar direta, que é variável ao longo do dia e dada através do modelo determinístico selecionado.

Conhecida a variação de P_d ao longo do dia, pode-se estabelecer um período de funcionamento do sistema em função da potência requerida (P) pelo ciclo de absorção. E assim reavaliar-se o valor anteriormente assumido para \bar{I}_D e S .

V - Resultados e Conclusões

A tabela 1 mostra a comparação entre as médias diárias de radiação solar total obtidas a partir de três diferentes modelos determinísticos e de dados solarimétricos para o Rio de Janeiro.

Observa-se que para o modelo de Dogniaux + Liu/Jordan o percentual de erro obtido para 96 dias do ano de 1974 foi menor do que 10%. Assim, este modelo representa de uma maneira, satisfatória as condições de insolação total e consequentemente o modelo de radiação de Dogniaux será utilizado para o cálculo de I_D (Eq.4).

Com a finalidade de ilustrar a determinação dos períodos de funcionamento do sistema de refrigeração considerou-se um ciclo de absorção tipo comercial ($\eta_1=17,8\%$ e $P=325\text{ W}$) e admitido $\eta_2=60\%$ [12]. Utilizando-se o modelo de Dogniaux para o dia 28/12/74 e as Eqs.(3) e (4) pode-se através da Fig.1 avaliar neste dia o período de funcionamento (δ) do sistema de refrigeração.

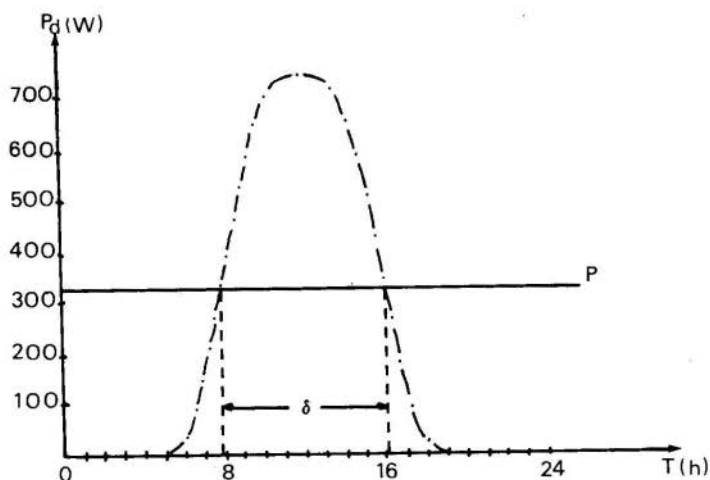


Figura 1 - Período de Funcionamento do Sistema para o dia 28 de Dezembro de 1974.

Observa-se que para as horas de baixa insolação o sistema para funcionar necessitará de um sistema de estocagem ou fonte auxiliar de energia. Também existirão períodos neste dia em que a potência fornecida pelo sistema de concentração será maior do que a potência necessária ao sistema de refrigeração requerendo conseqüentemente um controle da vazão do fluido de trabalho no concentrador.

Por conseguinte, para se obter a confiabilidade do sistema ao longo do ano para um determinado período de funcionamento, faz-se necessária uma análise semelhante para os 96 dias selecionados.

VI - Agradecimentos

- A M.R. Maroun e M.S. Cruz bolsistas de iniciação científica (UFRJ e CNPq) pela sua valiosa colaboração.

- Ao Departamento de Climatologia do Aeroporto Santos Dumont e ao Departamento Nacional de Meteorologia do Rio de Janeiro pelos dados meteorológicos fornecidos.

BIBLIOGRAFIA

- [1] J.C.V.Chinnapa; "Performance of an Intermittent Refrigerator Operated by a Flat-Plate Collector", Solar Energy, 6(4), 1962.
- [2] R.B.Bannerot, J.R.Howell; "The Utilization of Solar Energy for Heating and Cooling", Class notes for Three-Day Short Course held at the University of Houston, Houston-Texas, May 2-4, 1977.
- [3] Dados Solarimétricos Fornecidos pelo Departamento Nacional de Meteorologia do Rio de Janeiro.
- [4] M.K.Ogura, M.A. Dand; "Estimativa das Quantidades de Radiação Solar Global e Difusa em Médias Mensais para o estado de São Paulo", Trabalho apresentado no Iº Congresso Brasileiro de Energia, A-4, pp30-42, Rio de Janeiro, 1978.
- [5] J.P. Holman, "Heat Transfer", Chap 13, McGraw-Hill Book Company-1972.

- [6] R.Dogniaux; "Programme de Calcul pour la Predetermination Precise des Eclairnements Energetiques et Lumineux em Relation Avec L'utilization de L'Energie Solaire", Colloque International-Eletricite So laire, 1-5 Mars, 1976- Toulouse.
- [7] J.F. Kreider; "Solar Heating and Cooling Engineering Practical Design and Economics", McGraw-Hill Book Company, 1975.
- [8] B.Y.H. Liu, R.C. Jordan; "The Interrelationship and Characteristic Distribution of Direct, Diffuse and Total Solar Radiation", Solar Energy, 3(4), 1960.
- [9] I.C.Macedo, J.T.V. Pereira, L.F.Milanez; "Aplicação de um Método Indireto de Solarimetria para a energia Incidente na Região Amazônica", Trabalho apresentado no 1º Congresso Brasileiro de Energia, A-2, pp 127-137, Rio de Janeiro, 1978.
- [10] D.M.Considine, "Energy-Technology Handbook", Section 6, McGraw-Hill Book Company, 1977, USA.
- [11] S.V.Szokolay, "Energia Solar Y Edificacion", Editorial Blume, 1978, Barcelona.
- [12] J.L.Boy-Marcote, "Les Centrales Solaires de Moyenne Puissance a Collecteurs Distribues 100 à 1000 KWe", Bertin e Cia, 26 de Junho de 1978, França.
- [13] J.L.Abatut, A.Achaibou, " Analysis and Design of a Field of Heliostats for a Solar Power Plant", Solar Energy, Vol.21, pp453-463, 1978.
- [14] Comunicação Particular da Consul S/A, em 19/04/79.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

N.º A-02

P.P. 032-041

RADIAÇÃO SOLAR: CONSTRUÇÃO DE UM PIRANÔMETRO

Hirosi Suzuki

Pesquisador do Deptº. de Engenharia Mecânica
 COPPE/UFRJ - Rio de Janeiro - Brasil

SUMÁRIO

Um método teórico para avaliar a eficiência de um piranômetro é apresentado.

As leituras espectralradiométrico das superfícies dos sensores e campânula de vidro utilizados são os parâmetros necessários e suficientes para prever o seu grau de confiabilidade.

SUMMARY

An theoretical method for evaluation of on piranometer efficiency is presented.

The spectroradiometrics lectures of the glass chamber and sensors surfaces are the necessary and sufficient parameters to confiability evaluation.

I- Introdução

Antes de se conhecer a precisão de qualquer aparelho de medição, é necessário ter certeza do seu funcionamento adequação ao ambiente e às condições solicitadas.

O nível dessa adequação deverá ser evidentemente relacionado à precisão do aparelho e poderá ser chamado de grau de confiabilidade.

O grau de confiabilidade poderá, sem dúvida ser obtida experimentalmente submetendo o aparelho construído às várias condições e ambientes e comparando a um outro aparelho padrão.

Esse procedimento, além de necessitar de equipamentos auxiliares de grande precisão e uma tarefa bastante árdua, sempre trás dúvidas quanto ao seu bom funcionamento do aparelho projetado, colocando até em dúvida a fidelidade do aparelho padrão.

Um estudo de modelo teórico aplicado a um Piranometro, possibilitará, através do método computacional, avaliar o seu grau de confiabilidade, analisando os parâmetros de transferência de calor existente no sensor de radiação.

O sensor de um piranometro mais simples consiste de duas placas metálicas finas conectados por um fio metálico nos centros conforme a fig.1

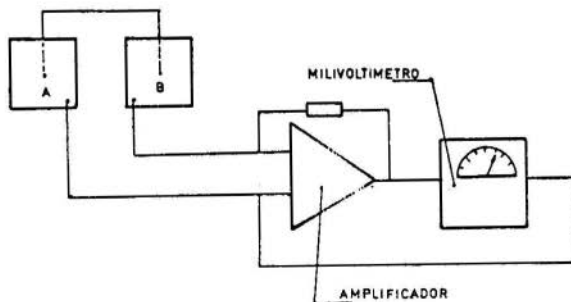


Fig.1 Esquema de um Piranometro

As placas e os fios metálicos são de materiais distintos a fim de possibilitar um efeito termoelétrico. Deve se salientar que as placas A e B da fig.1 possuem características espectrais diferentes nas suas superfícies de modo que, quando expostas a radiação solar estabelecem a uma temperatura de equilíbrio diferentes. Observando que a parte inferior das placas são isoladas termicamente.

A tensão da ordem de milivolte gerada nas extremidades das duas placas é uma função da diferença de temperatura das mesmas, conseqüentemente uma função da intensidade de radiação.

A fim de evitar poeiras, umidades e atenuar a transferência de calor por convecção, o sensor é coberto por uma campanula de vidro conforme a fig.2

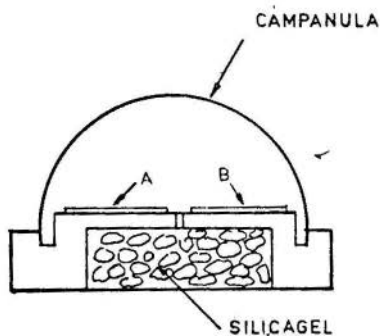


Fig.2 Sensor de um Piranometro

II- Modêlo Teórico

A análise do comportamento da temperatura superficial em chapas expostas à radiação solar nas condições do estacionário ou de equilíbrio térmico já é bem conhecida, Long [1], Howell et ale [2], ÖZISIK [3], Hibbard [4], shaffer [5], Siegel e Howell [6].

Neste caso, além das chapas expostas, é necessário incluir no estacionário, a influência da campanula utilizada, uma vez que o vidro é totalmente opaco a radiação de grande comprimentos de ondas, onde se processa a reemissão das chapas.

Problemas semelhantes foi estudado por Suzuki [7] e Suzuki e Hackenberg [8], adaptando ao modelo de esfera com centrada analisado por Siegel e Howell [6].

E neste caso o modelo é bastante simples uma vez constatada que a campanula apresenta uma temperatura praticamente igual à temperatura ambiente durante toda exposição solar.

$$\alpha(T)qr = \frac{\sigma(T^4 - T_a^4)}{1/E(T) + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{E_v(T)} - 1\right)} + c(T - T_a)^{5/4} \quad (1)$$

onde:

qr = Fluxo de radiação solar

σ = Constante de Boltzmann

T = Temperatura absoluta da superfície da chapa

$\alpha(T)$ = Absortividade global da chapa de temperatura T

E(T) = Emissividade global da chapa a temperatura T

$E_v(T_a)$ = Emissividade global da campanula de vidro a temperatura T_a

T_a = Temperatura absoluta do meio Ambiente.

c = Fator de convecção

A_1 = Área da chapa

A_2 = Área da campanula de vidro

O cálculo da Emissividade e Absortividade global para a banda de comprimento de onda no qual a radiação é emitida ou absorvida poderá ser facilmente determinada, bastando para isso conhecer a distribuição da emissividade monocromática E_λ e utilizando a seguinte equação:

$$E(T) = \frac{\int_0^\infty E_\lambda q_{eb, \lambda} d\lambda}{\int_0^\infty q_{eb, \lambda} d\lambda} \quad (2)$$

nde q_{eb} , λ corresponde à potência de emissão espectral e um emissor ideal, ver Plank [9]

Da mesma forma para absorptividade temos:

$$\alpha(T) = \frac{\int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} q_{eb, \lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} q_{eb, \lambda} d\lambda} \quad (3)$$

onde α_{λ} é a absorptividade monocromática.

A avaliação numérica destas integrais pode ser simplificada observando de que o denominador é igual a σT^4 , mudando a variável de integração de λ para λT obtemos:

$$E(T) = \int_0^{\infty} E_{\lambda} \frac{q_{eb, \lambda}}{\sigma T^5} d(\lambda T) \quad (4)$$

$$\tau(T) = \int_0^{\infty} \frac{\alpha_{\lambda} q_{eb, \lambda}}{\sigma T^5} d(\lambda T) \quad (5)$$

Dunkle [10], mostra que com a curva $\alpha_{\lambda} v_{\lambda}$ ou $E_{\lambda} v_{\lambda}$, já que segundo a lei de Kirchhoff $E_{\lambda} = \alpha_{\lambda}$, pode ser avaliado numericamente, tornando-se um incremento adequado de λT , tabelando-se os produtos individuais $\alpha_{\lambda} (q_{eb, \lambda} / \sigma T^5) \Delta[\lambda T]$ e finalmente somando-os.

O coeficiente de convecção é dado por

$h = c(T - T_a)^{1/4}$ ver Hottell e B.B Woertz [11], onde c é o fator de convecção utilizado na equação [1]

III - Resultados

O método computacional aplicada as equações [1], [4] e [5] permitiu mostrar as influências das variações dos parâmetros em função das diferenças de temperaturas de equilíbrio das duas chapas A e B

As figuras 3,4,5 e 6, mostram que o aparelho pode trazer erros bastante grosseiros a qualquer alteração das características espectais das superfícies dos sensores.

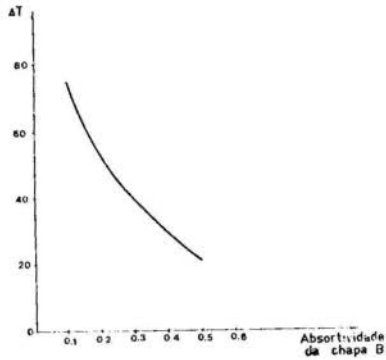


Fig.3 Influência da Variação da Absorvidade Global da Chapa B

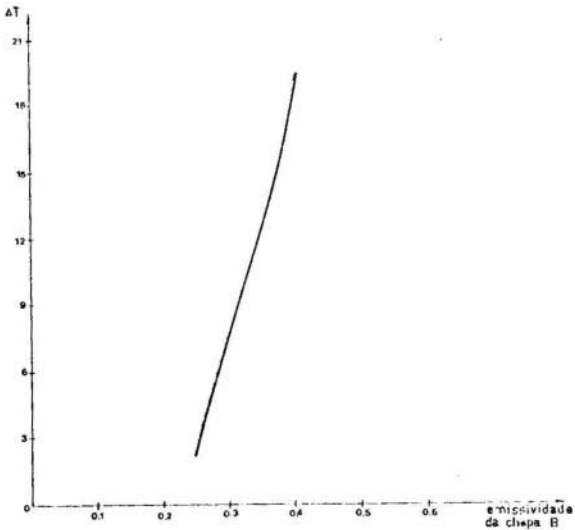


Fig. 4 Influência da variação da Emissividade Global da Chapa B.

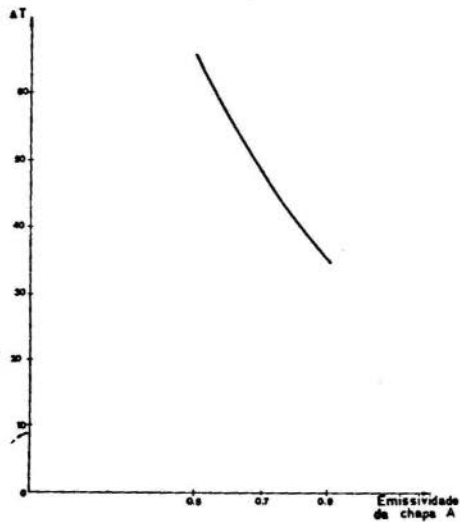


Fig.5 Influência da Variação de Emissividade Global da Chapa A

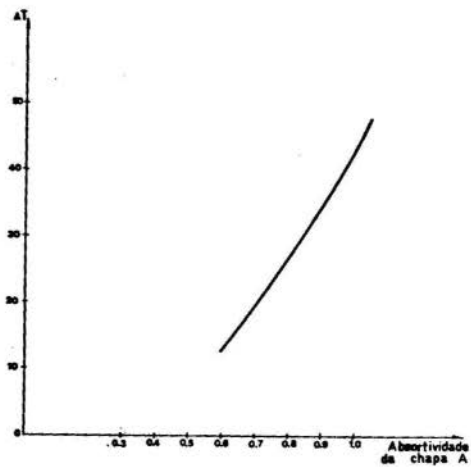


Fig.6 - Influência da Variação da Absortividade Global da chapa A.

Parametros como fator de convecção e emissividade do vidro praticamente não sofrem alterações, mas podem influenciar na variação da temperatura ambiente como mostra na fig,7

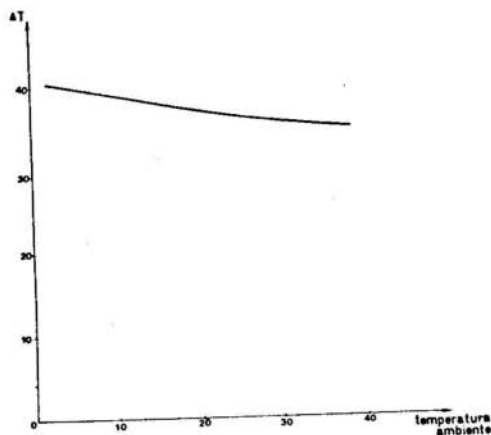


Fig.7 Influência da variação da Temperatura ambiente

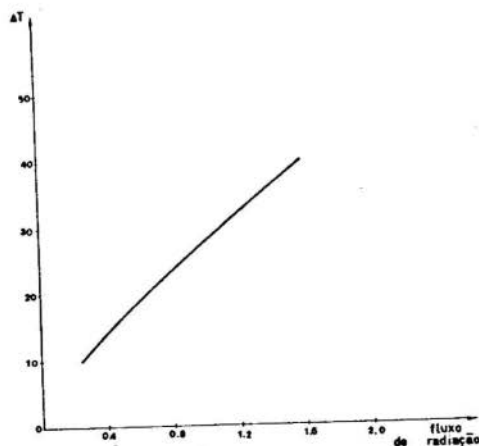


Fig.8 Variação do fluxo de radiação

A não linearidade do fluxo de radiação com a diferença de temperatura ΔT , conforme mostra na fig. 8 demonstra o grau de confiabilidade para os parâmetros considerados.

IV - Conclusão:

O método utilizado permitirá a priori estabelecer a faixa de adequação do aparelho determinado o seu grau de confiabilidade.

É possível fazer uma tabela de correção às variações de certos parâmetros como temperatura ambiente para obter um resultado mais exato na medição com o aparelho utilizado.

O método possibilitará comparar os aparelhos de radiação medindo o seu grau de confiabilidade.

V - Bibliografia:

- [1] Long, RL, "A REVIEW of Recent AIR FORCE RESEARCH on SELECTIVE SOLAR ABSORBERS", J. Eng. POWER, 87, 3, (1965).
- [2] HOWELL, J. R.; BANNEROT; D. G. ELLIOT e J. REBER; "Performance Comparison BETWEEN FLAT PLATE and MODERATELY Concentrating Solar Energies. Collectors", AIAA IITH. Thermophysics Conference, Paper n° 76, 447, San Diego, California, (1976)
- [3] ÖZISIK, M. N., "Radiative Transfer", Wiley-Interscience; J. Wiley & Sons, NY. 1973
- [4] Hibbard, R. R., "Equilibrium Temperatures of ideal Spectrally Selective Surface", Solar Energy, 5, 4 (1961)
- [5] Shaffer, L. H., "Wavelength - Dependent (Selective) Processes for the Utilization of Solar Energy" I. SIMPOSIO BRASILEIRO de Energia Solar.
- [6] SIEGEL; R e J. R. HOWELL "Thermal Radiation Heat Transfer" Mac Graw Hill Book Company 1972.
- [7] Suzuki, H., "Radiação Térmica: Temperatura Transiente e

em Seletividade Superficial", Tese de Mestrado
COPPE/UFRJ - 1978

- [8] Suzuki, H; HACKENBERG, C.M. - "Radiação Térmica":
Transferência de Calor Transiente em Chapas Super_
ficialmente Seletivas"
I Congresso Brasileiro de Energia -1978
- [9] Plank, Max: "DISTRIBUTION of Energy in the Spectrum
Ann Physik, vol 4, nº3 -(1901)
- [10] Dunkle, RV "Thermal Radiation Constants
"Trans. ASME, vol. 65 (1954)
- [11] HOTTELL, H.C. Woertz, B.B. "The Performance of Flat,
Plate Solar Heat Collectars", Camerridge, Mass,
Transactions of the A.S.M.E., 1942



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-03

p.p. 042-053

ESTUDOS DA DISTRIBUIÇÃO DE INTENSIDADES DE RADIAÇÃO
NA REGIÃO FOCAL DE COLETORES DE PARÁBOLA COMPOSTA

I. C. Macedo

Prof. Titular, Depto. de Eng. Mecânica
 FEC, UNICAMP, SP - Brasil

C. L. Faria Alves

Auxiliar de Ensino, Div. de Eng. Mecânica
 ITA, S. José dos Campos, SP- Brasil

SUMÁRIO

Estuda-se a distribuição de radiação no absorvedor de coletores parabólicos compostos como função de vários parâmetros, em situações de interesse para aplicações térmicas e em sistemas fotovoltaicos. Pelo método de traçado de raios determina-se a influência dos parâmetros na distribuição de radiações direta e total não isotrópica, sobre o plano focal. Determinou-se também a influência do deslocamento vertical do absorvedor, de refletividade e não especularidade da superfície refletora na distribuição de radiação direta. Medidas da distribuição de radiação em alguns absorvedores foram realizadas com uma sonda especialmente construída e os resultados foram comparados com os obtidos do traçado de raios.

SUMMARY

Ray tracing techniques are used to determine the radiation intensity distribution on the focal plane of compound parabolic solar collectors, as a function of many parameters. Distribution for direct and total (non-isotropic) radiation are established, considering vertical displacement of the absorber plane and the reflectivity and non-specularity of the side walls. Measurements were made at some absorbers, for different concentration ratios, with a specially designed probe; results are compared with the ray tracing methods.

1. Introdução

Os trabalhos de Winston [1] e [2] mostraram a possibilidade de concentrar a radiação solar com um fator de aproximadamente dez sem rastreamento diurno usando um novo princípio - o do coletor de luz ideal cilíndrico, mais comumente - chamado de concentrados parabólico composto (CPC).

Para fatores de concentração de aproximadamente três não é necessário qualquer ajuste, mesmo sazonal, e a aceitação de luz difusa é muito maior do que a dos coletores focais. O coletor é uma parede refletora não geradora de imagem que concentra um feixe de luz no valor máximo permitido pela conservação do espaço de fase [1]. Se a metade do ângulo máximo do feixe divergente é θ_m este valor de concentração máximo permissível (relação entre as áreas da abertura e do absorvedor dos concentrados) C, será segundo Winston [1]:

$$C = 1/\text{sen } \theta_m \quad (1)$$

A geometria básica [4] tem a curva do cone como uma parábola com foco no lado oposto do absorvedor e eixo inclinado de um ângulo θ_m com respeito ao eixo óptico. O comprimento do cone (ℓ) é o suficiente para transmitir raios diretos com ângulos θ_m ; e o comprimento do coletor (ℓ) é o mínimo possível [1].

Toda a radiação com θ maior que θ_m é rejeitada; os raios chegando ao plano de abertura com $\theta < \theta_m$ são aceitos e atingem o absorvedor.

Comparado com uma parabólica simples, o CPC é muito profundo, exigindo maior área refletora para uma dada abertura. Na prática, grande parte do topo do concentrador pode ser cortada (truncada) com pequena perda na aceitação porque as superfícies cortadas são quase paralelas. O traçado de raio no CPC é facilitado com o uso de dois sistemas de coordenadas, figura (1). A equação da parábola do ramo direito dos concentrador parabólico composto é [6]

$$y = \frac{x^2}{2 d_1 (1 + \text{sen} \theta_m)} \quad (2)$$

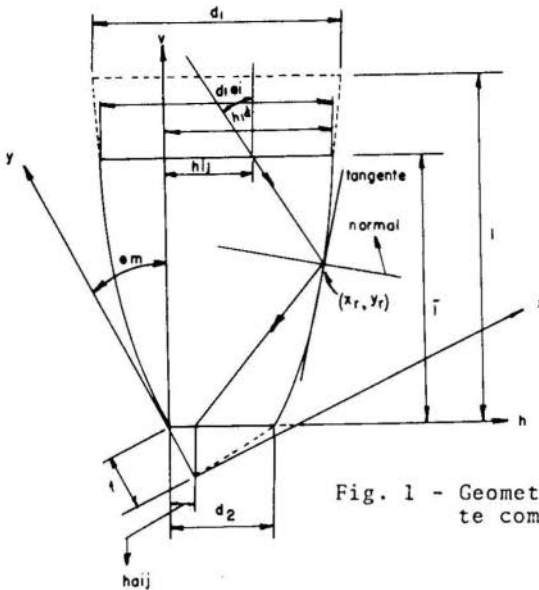


Fig. 1 - Geometria, raio incidente com θ .

Exemplos de concentradores parabólicos compostos com outros tipos de absorvedores são dados por Winston, Hinterberger, Goodman e Rabl em [7] e [6]. Os estudos de concentradores parabólicos compostos são poucos e não há dados experimentais disponíveis, com poucas exceções. Dentre as aplicações possíveis uma possibilidade é o seu uso para baixas concentrações, menores que dez, em sistemas fotovoltaicos. Neste caso é essencial ter-se uma iluminação razoavelmente uniforme no absorvedor. Welford e Winston [5] mencionam o problema da distribuição de radiação no absorvedor de alguns concentradores parabólicos compostos sem no entanto discutir a influência dos vários parâmetros nesta distribuição e sem apresentar resultados experimentais; sugerem o uso do método de Burkhard e Shealy [5] para projetar concentradores assemelhados aos CPC que iluminariam o absorvedor uniformemente para um feixe axial. Contudo, [5] a aceitação de radiação por estes coletores é bem menor que a dos CPC para feixes não axiais, levando a baixas eficiências.

Neste trabalho calcula-se a distribuição de radiação no plano do absorvedor para diversos CPC e estuda-se a influência de vários parâmetros nesta distribuição: fator de

concentração (c), fator de truncamentos (tr), ângulo de incidência (θ), altura do absorvedor (ha), não especularidade e refletividade (ρ) da superfície refletora. Analisa-se também o efeito da não isotropicidade da radiação total na distribuição de radiação. Verificou-se experimentalmente a validade desses programas com medidas de radiação no absorvedor - feitas com uma sonda.

2. Formulação

Foi inicialmente desenvolvido o programa para cálculo da distribuição de radiação no plano focal quando a incidência é de radiação direta. Este programa foi sucessivamente adaptado para incluir a possibilidade de deslocamento vertical do absorvedor, da radiação incidente incluir a difusa, isotropicamente ou não, e de haver imperfeições angulares na superfície refletora. O estabelecimento das equações e programas é um procedimento muito extenso, e está descrito com detalhes na ref. [3]. Um sumário do trabalho é apresentado em seguida.

a. Distribuição de radiação direta como função dos parâmetros geométricos (c, d_2 , tr) do CPC e do ângulo de incidência (θ).

Supondo um feixe paralelo de radiação direta formando um ângulo θ_i com a normal a abertura (positivo no sentido anti-horário), deseja-se determinar a distribuição de radiação no absorvedor de um concentrador parabólico composto (c, d_2 , tr). Na figura (1) indica-se os eixos coordenados x,y e v,h usados para o traçado dos raios. A abertura é dividida em N_{d1} partes, isto é, em N_{d1} mais um ($N_1 d_1$) pontos denominados h_{1j} , figura (1). Havendo truncamento, calcula-se a abertura truncada (\bar{d}_1). As coordenadas do ponto de intersecção do raio incidente com o ramo direito do concentrador serão, no sistema h,v:

$$h_r = \frac{-B_{18} \pm \sqrt{B_{18}^2 - 4A_{18}C_{18}}}{2 A_{18}}$$

$$v_r = A_8 h + B_8$$

se $\theta_i \neq 0$; para θ_i igual a zero, obtêm-se:

$$v_r = \frac{-B_{19} \pm \sqrt{B_{19}^2 - 4 L_{12} C_{19}}}{2 L_{19}}$$

$$h_r = h_{1j}$$

onde

$$C_1 = \frac{1}{2d_2 (1 + \sin \theta_m)}$$

$$A_{18} = C_1 (A_8 \sin \theta_m + \cos \theta_m)^2$$

$$B_{18} = -A_8 \cos \theta_m + \sin \theta_m + 2B_8 C_1 \sin \theta_m (A_8 \sin \theta_m + \cos \theta_m)$$

$$C_{18} = -\frac{1}{4C} + B_8 (B_8 C_1 \sin^2 \theta_m - \cos \theta_m)$$

$$A_{19} = C_1 \sin^2 \theta_m$$

$$B_{19} = 2 h_{ij} C_1 \cos \theta_m \sin \theta_m - \cos \theta_m$$

$$C_{19} = C_1 h_{ij}^2 \cos^2 \theta_m + h_{ij} \sin \theta_m - \frac{1}{4C_1}$$

Se o raio atinge o ramo esquerdo do concentrador, trabalha-se com o seu raio simétrico. Equações simplificadas são obtidas das precedentes [3] em casos particulares.

Para calcular o ponto que o raio incidente atinge o absorvedor, h_{ij} , quando ele é refletido em (x_r, y_r) utilizamos a figura (2).

A equação do raio refletido, que forma com x o ângulo \hat{R} e que passa pelo ponto (x_r, y_r) é:

$$y = \tan \hat{R} x + (y_r - \tan \hat{R} x_r)$$

Daí obtêm-se que ponto de intersecção com o absorvedor h_{ij} quando o raio seguido é refletido é dado por:

$$h_{a_{ij}} = \frac{\frac{1}{4C_1} - C_r}{\tan R \cos \theta_m + \sin \theta_m}$$

onde

$$C_r = y_r - \tan R x_r$$

Pode haver mais que uma reflexão; a sequência é então repetida [3] até encontrar-se o valor de $h_{a_{ij}}$ menor que d_2 .

A análise é completada com o cálculo da abertura do concentrador quando este é truncado (\bar{d}_1) de um fator tr , o que sempre ocorrerá na prática; isto implica em uma modificação das equações anteriores [3].

A distribuição de radiação direta no absorvedor pode agora ser obtida plotando-se o número de raios incidentes que atingem cada faixa do absorvedor dividido pelo número total de raios que entram pela abertura; isto é feito para cada conjunto de parâmetros geométricos e para vários ângulos de incidência do feixe.

b. Distribuição de radiação total isotrópica e não isotrópica, como função da não isotropicidade e dos parâmetros geométricos do concentrador.

Repete-se o procedimento do caso de radiação direta para o traçado dos raios, mas aqui cada ponto da abertura é encarado como sendo uma fonte luz cuja intensidade é função da direção.

Seguindo, para cada ponto da abertura, todos os raios com ângulos de incidência dentro do ângulo de aceitação tem-se os pontos de intersecção respectivos no absorvedor; regista-se as intensidades destes raios nas respectivas posições. A distribuição é então obtida plotando-se a somatória das intensidades em cada faixa do absorvedor divididas pela intensidade de radiação incidente; esta é igual à soma dos produtos dos números de raios incidentes em cada ângulo de incidência pela intensidade naquela direção.

c. Distribuição de radiação direta como função do deslocamento vertical do absorvedor em relação ao plano focal; extensão para radiação não isotrópica.

Mudando a posição do absorvedor espera-se conseguir maior uniformidade na distribuição de radiação. Como o tamanho do absorvedor varia com a altura em que ele é colocado, temos uma variação no fator de concentração. Esta variação é pequena para pequenos deslocamentos do absorvedor. Calcule-se o tamanho do absorvedor como função da sua altura em relação ao plano focal (figura 3)

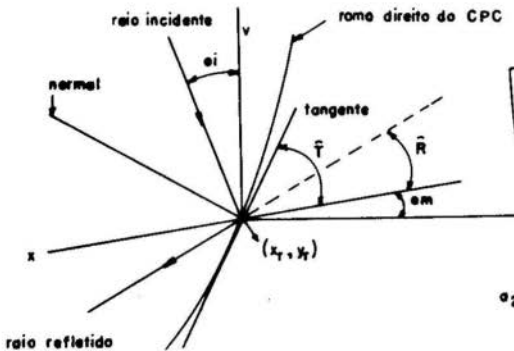


Fig. 2 - Geometria, intersecção do raio refletido com a superfície.

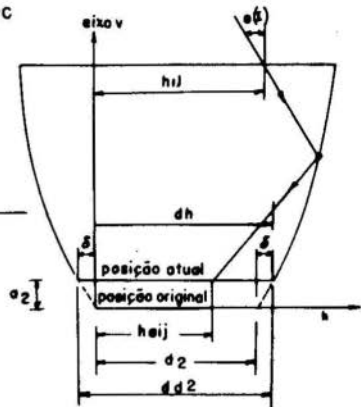


Fig. 3 - CPC com absorvedor deslocado verticalmente de posição focal.

Pode-se mostrar [3] que os novos pontos de intersecção no absorvedor serão dados por:

$$dh_{1j} = \frac{1/4C_1 + (\cos\theta_m - \tan R \operatorname{sen}\theta_m) dh - C_r}{\tan R \cos\theta_m + \operatorname{sen}\theta_m}$$

A distribuição de radiação direta no absorvedor deslocado é conseguida da mesma maneira já utilizada. A distribuição de radiação não isotrópica também é obtida de maneira análoga.

d. Distribuição de radiação direta no absorvedor supondo uma aproximação para o comportamento não especular e re-

fletividade não unitária da superfície refletora.

A não especularidade pode ser aproximada supondo que os ângulos das tangentes à parábola, nos pontos de intersecções dos raios incidentes com a superfície refletora, com o eixo coordenado x (\uparrow), tem uma distribuição normal. Esta distribuição tem esperança (\uparrow) que é o ângulo do raio refletido specularmente e desvio padrão (σ), arbitrado. Gera-se vários números aleatórios pertinentes a uma distribuição normal com valor esperado \uparrow e desvio padrão σ , para cada raio que atinge a superfície refletora. Associa-se a cada raio seguindo uma série de raios refletidos, chamados raios probabilidades, cujas equações são obtidas associando a cada um deles uma tangente no ponto de reflexão com valor igual a um dos números aleatórios gerados. Segue-se todos os raios probabilidades e obtêm-se os seus respectivos pontos de intersecção com o absorvedor.

Ao seguir-se um raio probabilidade pode-se ter uma nova reflexão deste raio. Neste caso gera-se um único número aleatório pertencente a uma distribuição normal com valor esperado igual ao ângulo que a tangente a curva tem naquele ponto e desvio padrão σ , e supõe-se que este valor é o valor da tangente quando o raio é refletido não specularmente; continuando a seguir o raio probabilidade.

Supondo que a intensidade do raio seguido seja unitária, a cada reflexão atenua-se a intensidade do raio probabilidade de ρ .

Los raios que atingem o absorvedor sem reflexão, associamos uma distribuição uniforme unitária de raios probabilidades com pontos de intersecções com o absorvedor iguais. Seguindo-se todos os raios de um feixe paralelo com $\theta < \theta_m$, calcula-se a distribuição.

A extensão para o caso onde a posição do absorvedor varia é feita mudando convenientemente [3] o cálculo dos pontos de intersecção.

3. Metodologia Experimental

Para as medidas locais de radiação desenvolveu-se uma sonda de radiação constando de uma termopilha associada a um corpo negro. Três sistemas foram desenvolvidos, com negro de

fume cobrindo superfícies de cobre e conjuntos de quatro a oito termopares.

Coberturas transparentes eram calotas esféricas de plástico e vidro. Problemas surgiram em alguns casos com a solda dos termopares, com grande inércia térmica em dois dos modelos, e com a deformação de coberturas de plástico em regiões de alta concentração. No modelo definitivo, a sonda foi montada num corpo de Teflon com cobertura de pirex; o diâmetro total era de 1 cm e a altura 4 cm. As juntas de referência foram mantidas em gelo fundente. Não foi possível obter calibração com radiação solar concentrada além de um fator 3, contra um radiômetro Eppley de precisão; a calibração até um fator 10 foi feita com um laser de argônio. A descrição do aparelho e do método de calibração constam da ref. [3]; na faixa de concentrações de interesse, a resposta foi linear com um desvio máximo de 5.1%. Desta forma foi possível levantar os perfis de intensidade no foco dos concentradores, orientados com eixos longitudinais na direção leste-oeste.

Inicialmente os coletores eram posicionados para incidência normal; depois, a base era ajustada sucessivamente para os diversos ângulos onde se efetuava medidas. Radiação total e difusa eram medidas no plano de abertura do concentrador com um pireliômetro Eppley de precisão e uma sombra, para cada posição medida no foco.

4. Resultados e Conclusões

Os resultados dos programas de simulação são extensamente analisados na ref. [3]. Observações gerais são:

1. O truncamento não uniformiza a distribuição para todos os ângulos de incidência, em um dado coletor, mas sempre atenua fortemente os picos que ocorrem para incidência próxima de θ_m (o que é importante, porque estes são os maiores picos).

2. Para qualquer ângulo de incidência, aumentos no fator de concentração tendem a uniformizar a distribuição. Portanto, é sempre possível jogar com maior concentração de projeto e maior truncamento para obter a mesma concentração final, com maior uniformidade. Os resultados 1 e 2 são extensivos a condições de radiação não isotrópica, também analisada.

3. Pequenos deslocamentos verticais do absorvedor atenuam a distribuição.

4. Superfícies não especulares melhoram sensivelmente a distribuição, para qualquer ângulo de incidência.

Alguns dos resultados experimentais são apresentados nas Figuras 4 a 8. Resultados completo estão na ref. [3]. As Figs. 4,5 e 6 mostram os resultados, para três ângulos de incidência, no concentrador B. Resultados da simulação, incluindo a refletividade real e três níveis de não especularidade, são sobrepostos. A comparação é muito boa, sendo a defasagem de picos menor que 1 cm (3%). O erro experimental, na posição, é desta ordem por causa do diâmetro da sonda. As Figuras 6,7 e 8 comparam, para o mesmo ângulo de incidência, três superfícies refletoras diferentes. Note-se que o mylar deve ser representado por $\delta < 0,01$, pelos resultados experimentais. O trabalho feito mostra-se suficiente para a análise preliminar de opções de concentração truncamento e fabricação (material refletor e métodos) no projeto de concentradores de Winston. Podemos avaliar a uniformidade de iluminação conseguida com truncamento, concentração, etc. Várias melhorias podem ser introduzidas na simulação e no procedimento experimental visando outras aplicações (por exemplo, absorvedores tubulares). No momento, os programas são utilizados para o projeto de um concentrador de concentração 9 para uso com fotocélulas.

5. Agradecimentos

Este trabalho contou com o suporte financeiro da FAPESP (Contrato tecnol. e ind. 78/0298).

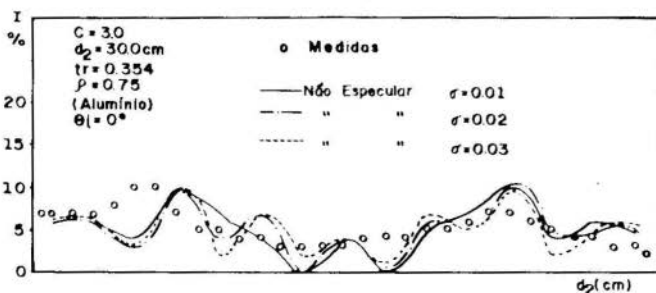


Fig. 4 - Resultados analíticos e experimentais.

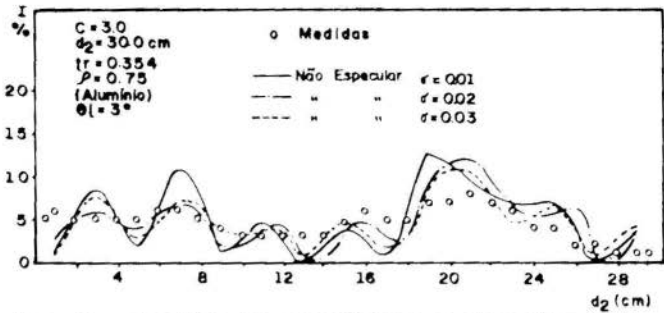


Fig. 5 - Resultados analíticos e experimentais.

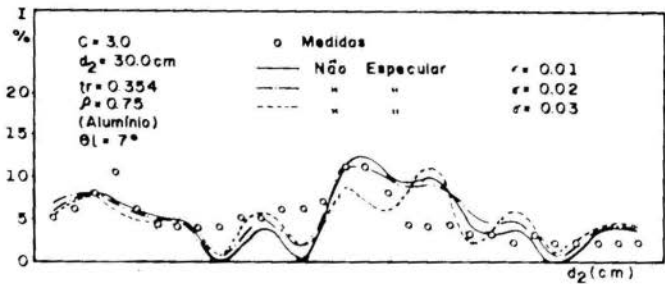


Fig. 6 - Resultados analíticos e experimentais.

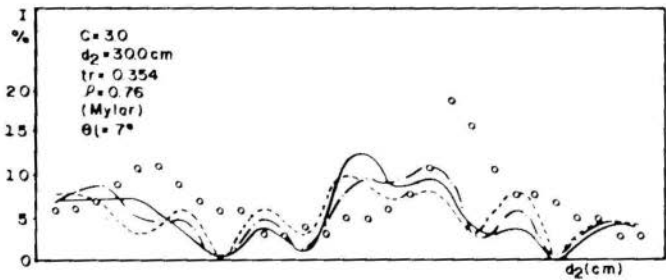


Fig. 7 - Resultados analíticos e experimentais.

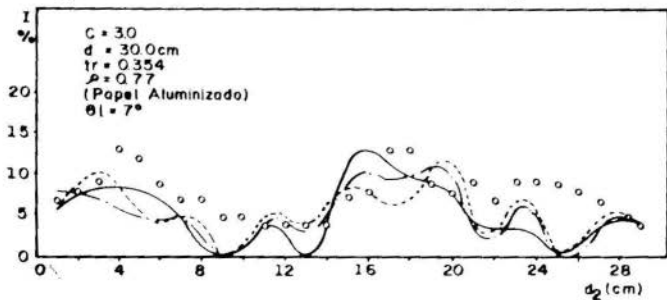


Fig. 8 - Resultados analíticos e experimentais.

Bibliografia

- [1] Winston, R. - Light Collection Within the Frame of Geometrical Optics - Journal of the Optical Society of America, Vol.60, Num. 2, Feb. 1970.
- [2] Winston, R. - Principles of Solar Concentrators of a Novel Design, Solar Energy, Vol.16, 1974.
- [3] Alves, C.L.F. - Distribuição de Intensidades de Radiação na Região Focal de Coletores de Parábola - Composta - Tese de Mestrado, Div.Eng.Mec.,ITA,1979.
- [4] Hintenberger, H. and Winston, R. - Efficient Light for Threshold Cerenkov Counters - Rev. Scient. Instrum., Vol.37, 1966.
- [5] Welford, W.T. and Winston, R. - The Optics of Non-imaging Concentrators: Light and Solar Energy - Academic Press, London, 1978.
- [6] Rabl, A. - Optical and Thermal Properties of Compound Parabolic Concentrators - Solar Energy, Vol.18, 1976.
- [7] Winston, R. and Hintenberger, H. - Principles of Cylindrical Concentrators for Solar Energy - Solar Energy, Vol.17, 1975.

ANAI S



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

PROCEEDINGS



TRABALHO TÉCNICO
 TECHNICAL PAPER

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

N.º AT-03 p.p. 054-064

DESEMPENHO TÉRMICO DE COLETORES WINSTON DE BAIXA
CONCENTRAÇÃO

I.C. Macedo

Prof. Titular, Deptº de Eng. Mecânica
 FEC, UNICAMP, SP - Brasil

F.A. França

Prof. Instrutor, Deptº de Eng. Mecânica
 FEC, UNICAMP, SP, Brasil

SUMÁRIO

Análise de desempenho térmico instantâneo de coletores solares de concentração linear, tipo "Winston". Princípios óticos do coletor de Winston são apresentados, assim como indicações da simulação do desempenho térmico instantâneo. São discutidas as técnicas de construção de protótipos de concentrações 2,43 e 5,3 e apresentadas as curvas de eficiência instantânea, teóricas e experimentais, para temperaturas do absorvedor variando entre 50°C e 160°C. São apresentados também resultados de simulação para absorvedor com deposição de superfície seletiva.

SUMMARY

In this research the instantaneous thermal performance of linear concentration solar collectors (Winston) is analysed. Collectors optical principles are described and the simulation and experimental of the instantaneous thermal performance is indicated. Construction techniques of prototypes (concentrations of 2.43 and 5.3) are discussed and instantaneous efficiency curves presented for absorber temperatures ranging from 50°C to 160°C. Simulation results for absorber with deposition of selective surface are considered.

1. Introdução

O coletor de parábola composta proposto por Roland Winston em 1969 [1,2] é um concentrador que atinge o limite termodinâmico máximo de concentração

$$C = \frac{n_2}{n_1} (1/\sin \theta_{\text{máx}}), \quad (1)$$

onde $2\theta_{\text{máx}}$ é o ângulo máximo de divergência da radiação incidente e n_1 e n_2 , respectivamente, os índices de refração dos meios na entrada e saída do coletor. A concentração máxima para configurações bidimensionais é dada por

$$C = n/\sin \theta_{\text{máx}} \quad (2)$$

onde n é o índice de refração do meio interno ao coletor. Para coletores tridimensionais onde o meio interno é ar, a radiação incidente no plano de abertura de largura D , dentro de uma faixa angular $2\theta_{\text{máx}}$, atinge diretamente e por reflexão a superfície receptora de largura d e,

$$C = D/d = 1/\sin \theta_{\text{máx}}. \quad (3)$$

Os perfis planos dos refletores são duas parábolas distintas e simétricas, de eixo inclinado do ângulo $\theta_{\text{máx}}$ em relação ao eixo óptico do coletor, cujos focos coincidem com as extremidades da superfície receptora (figura 1).

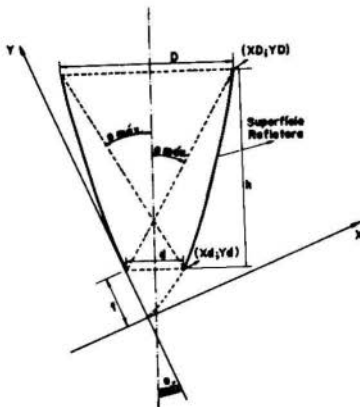


Fig.1 - Perfil plano do CPC e dimensões características.

Com o aumento da concentração torna-se progressivamente desfavorável a relação entre a área de refletor e a área de abertura do coletor CPC. Torna-se necessário, então truncar o coletor, isto é, reduz-se a altura original, diminuindo sua concentração, para reduzir a área do refletor. As dimensões características da parábola truncada, em relação a um sistema cartesiano de eixos inclinados de $\theta_{\text{máx}}$ em relação ao eixo ótico do coletor, estão descritas detalhadamente em [3].

Em aplicações térmicas, a superfície receptora da radiação solar, agora denominada absorvedor, deve ser um tubo de seção transversal circular ou elíptica ou um tubo aletado [4,5,6]. A transferência de calor convectiva do absorvedor para o meio ambiente é reduzida utilizando-se uma placa de vidro no plano de abertura do coletor ou envolvendo-se o absorvedor em tubo de vidro evacuado. A transferência de calor radiativa do absorvedor para o meio ambiente é reduzida utilizando-se absorvedor com deposição de material seletivo como o cromo-preto, o níquel-preto ou óxido de cobre [7].

O coletor solar de parábola composta é então, um concentrador linear cilíndrico que apresenta vantagens sobre os coletores tradicionais: em relação aos concentradores de foco único, aceitando a radiação solar dentro de uma faixa angular $2\theta_{\text{máx}}$, concentram parte da radiação difusa incidente e não necessitam de seguimento diário contínuo do sol; em utilização térmica sendo a superfície receptora uma fração da superfície de abertura, atingem temperaturas mais altas com eficiência superior aos coletores de placa plana.

2. Simulação do Desempenho Térmico Instantâneo

A análise teórica do desempenho térmico instantâneo do coletor CPC foi realizada para três montagens distintos do coletor CPC:

1. cobertura de vidro no plano de abertura e refletor isolado;
2. cobertura de vidro no plano de abertura e refletor sem isolamento;
3. cobertura de vidro imediatamente acima do absorvedor.

O desempenho térmico instantâneo do coletor CPC foi analisado teoricamente por Allen, Levitz, Rabl, Reed, Schertz e Winston [6], para absorvedor envolto em tubo evacuado, e por Rabl [7], que confrontou resultados teóricos e experimentais para montagens com cobertura de vidro no plano de abertura e refletor isolado.

As expressões para a potência transferida ao fluido são baseados em deduções de Duffie e Beckmann [8] para o coletor de placa plana e a determinação dos coeficientes globais de transferência de calor é analisada detalhadamente em [4].

O coeficiente da transferência de calor convectiva para a 2a. montagem, refletor sem isolamento lateral, foi determinado experimentalmente, a partir da identificação visual, com o auxílio de fumaça, e de medidas dos perfis de velocidade e temperatura das correntes de convecção interna, junto às superfícies laterais e cobertura do coletor.

Em um coletor CPC truncado, de concentração 2.4, com $\theta_{\text{máx}} = 19,4$ graus, $\bar{h} = 0,6$ m, $d = 0,3$ m, $D = 0,72$ m, refletor de alumínio apoiado em superfície de poliéster reforçado com lã de vidro de 0,002 m de espessura, inclinado de 20 graus em relação à horizontal e submetido a dois níveis de temperatura no absorvedor, observou-se, com o auxílio de fumaça, que o ar interno circula sob uma única configuração, acompanhando as fronteiras do coletor, no sentido de sua inclinação com a horizontal (figura 2).

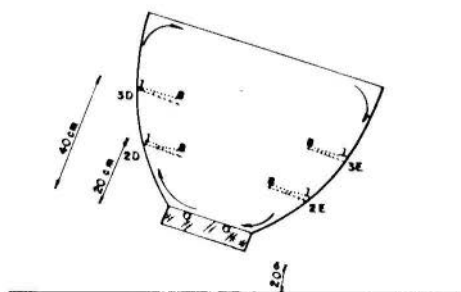


Fig. 2 - Corrente convecção no interior de CPC e pontos de medição de temperatura e velocidade.

Utilizando anemômetro de fio quente e termopares, foram realizadas medidas de velocidade e temperaturas do ar interno e do refletor em pontos simétricos de uma mesma seção transversal do coletor, além das temperaturas do absorvedor, cobertura e ambiente. Os perfis de velocidade e temperatura da corrente de ar estão traçados nas Figuras 3,4,5 e 6.

O calor transferido do absorvedor para o ar interno é dado por

$$q_{ci} = \bar{h}_{ci} \cdot \Lambda_a \cdot (t_a - t_{ar})$$

onde \bar{h}_{ci} é o coeficiente médio da transferência de calor por convecção natural, podendo ser calculado pela expressão

$$\bar{N}_{ud} = \frac{\bar{h}_{ci} \cdot d}{K_{ar}} \cdot c (Gr_d Pr_{ar})$$

onde $Pr_{ar} \equiv$ número de Prandtl do ar;

$c \equiv$ constante que dependa da inclinação do absorvedor, assumindo os valores 0,54 e 0,59 para placas horizontais ou verticais, respectivamente, em escoamento laminar;

$a \equiv$ constante igual a 1,4 para escoamento laminar;

$K_{ar} \equiv$ condutividade do ar imediatamente acima do absorvedor e ,

$$Gr_d = g \beta (t_a - t_{ar}) \cdot d^3 / \nu_{ar}^2$$

Para os dois níveis de temperatura impostos ao absorvedor, variando de 76,5°C a 78,9°C e 101,0°C a 108,3°C e supondo uma variação linear da temperatura do ar interno junto ao absorvedor, obteve-se a expressão

$$t_{ar} = 0,77 \left(\frac{t_a + t_c}{2} \right) + 70^\circ\text{C}$$

Para o absorvedor inclinado de 20 graus com a horizontal, admitindo para c o valor de 0,55, calculou-se o fluxo de calor do absorvedor para os dois níveis de temperaturas citados. Para

$t_a = 76,5^\circ\text{C} - 78,9^\circ\text{C}$, $\bar{h}_{ci} = 4,16 \text{ w/m}^2\text{°C}$ e $q_{ci}/\Lambda_a = 113 \text{ w/m}^2$;

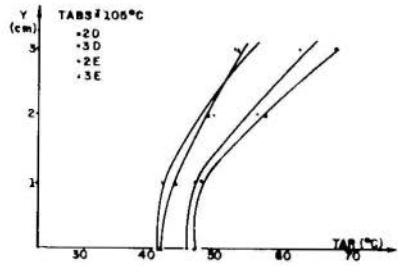
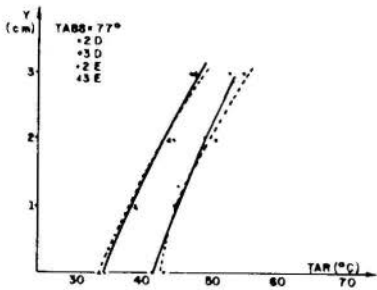


Fig.3 - Perfil temperatura da corrente de convecção no interior de CPC, concentração 2,43.

Fig.4 - Perfil temperatura da corrente de convecção no interior de CPC, concentração 2,43.

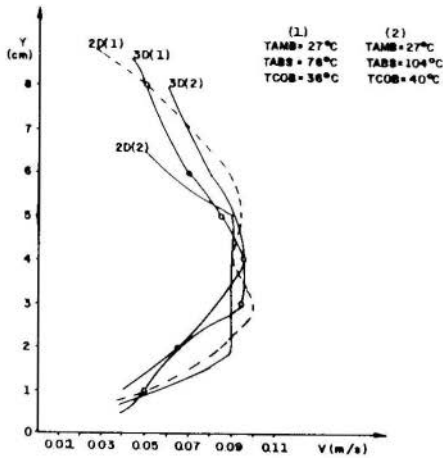


Fig.5 - Perfil velocidade da corrente de convecção no interior CPC, concentração 2,43.

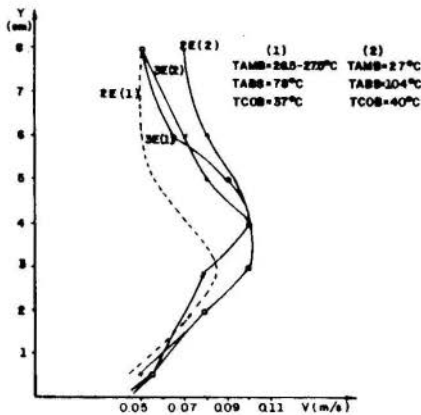


Fig.6 - Perfil velocidade da corrente de convecção no interior CPC, concentração 2,43.

$$t_a = 101,0^{\circ}\text{C} - 108,3^{\circ}\text{C}, \quad \bar{h}_{ci} = 4,55 \text{ w/m}^2\text{ }^{\circ}\text{C} \quad \text{e} \quad q_{ci}/A_a = 189 \text{ w/m}^2$$

O fluxo de calor através de cada uma das superfícies laterais e da cobertura pode ser calculado se são conhecidos os valores médios da velocidade e temperatura da corrente de ar junto às seções consideradas e admitindo que elas se comportam como placas planas em regime de convecção forçada laminar. O coeficiente médio da transferência de calor é dado por

$$\bar{h} = 0,664 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Rey}_L^{-1/2} \cdot \frac{K_{ar}}{L}$$

onde K_{ar} \equiv condutividade térmica do ar;

Rey_L \equiv número de Reynolds;

sendo,

$$\text{Rey}_L = \frac{\rho_{ar} V_{ar} L}{\mu_{ar}}$$

onde ρ_{ar} \equiv densidade do ar;

V_{ar} \equiv velocidade do ar;

μ_{ar} \equiv viscosidade do ar;

L \equiv comprimento das superfícies laterais ou da cobertura sendo, neste caso, igual a D .

O número de Prandtl, a condutividade térmica, a densidade e a viscosidade do ar são avaliados para a temperatura média da corrente junto a cada seção e para o cálculo do número de Reynolds, a velocidade considerada é a velocidade máxima média na seção.

Para os dois níveis de temperatura impostos ao absorvedor, o fluxo de calor por unidade de área de observador está dado na Tabela abaixo.

ta	tc	tabm	qci/Aa			
			LD	LE	COB.	TOTAL
76,5- 78,9	36	27	39,0	46,0	49,0	134,0
101,0-108,3	40	27	60,0	47,0	63,0	170,0

LE=lateral direita; LE=lateral esquerda; COB=cobertura. ta, tc e tamb em $^{\circ}\text{C}$ e q_{ci}/A_a em watt/m^2 .

Comparando-se os resultados do fluxo total de calor por unidade de área de absorvedor obtidos por métodos distintos, verifica-se que se situam dentro de uma faixa de variação de 10%, afirmando a validade da suposição inicial. Observa-se, ainda, que o fluxo de calor através da cobertura, nos dois casos analisados, representa pouco mais que 1/3 do fluxo total. Este resultado não deve ser generalizado a outros tipos de coletores CPC que tenham características diferentes do modelo analisado.

3. Construção dos Protótipos

Os protótipos construídos para os testes de desempenho térmico são modelos truncados de concentração médio, 2,4 e 5,3, com ângulos de aceitação de 19,47 graus e 8,21 graus, o que resultaria, respectivamente, em modelos integrais, nas concentrações 3,0 e 7,0.

O suporte dos refletores foi moldado em poliéster reforçado com lã de vidro, de espessura média 0,002 m, de tal forma que, com três pontos de apoio longitudinais, na base e extremidades laterais, interligados entre si, o conjunto adquirisse rigidez estrutural, permitindo ser inclinado sem se deformar. O refletor, folha de alumínio polida, foi aderido ao suporte com adesivo à base de silicone, que suporta temperaturas até 100°C.

Os absorvedores, isolados inferiormente com 0,05 m de lã de vidro, são do tipo tubo aletado. Para o coletor de concentração 2,4, construiu-se o absorvedor com dois tubos de cobre soldados, com estanho a uma chapa também de cobre. O coletor de concentração 5,3 utiliza um perfil industrializado de alumínio, tipo "brise", com tubo único no centro da chapa, constituindo uma só peça.

Como cobertura transparente utilizou-se vidro comum, 0,003 m de espessura, que, quando montado na superfície de abertura, se apoia em esquadrias de alumínio fixadas no suporte do refletor. Para os testes de desempenho com cobertura próxima ao observador, as placas de vidro, com guarnições de borracha em suas laterais, foram colocadas a 0,02 m do absorvedor.

A oxidação dos refletores de alumínio, sob a ação do

ambiente, reduzindo sua refletividade, constitui-se uma limitação séria para a sua utilização em concentradores. A utilização de plásticos especiais com deposição a vácuo de película de alumínio, por exemplo "mylar aluminizado", conduz a melhores resultados de eficiência ótica e acabamento da superfície refletora, mas ainda não se conhece resultados experimentais da ação da radiação ultravioleta sobre tal produto.

4. Resultados Experimentais e da Simulação

Foram realizadas medidas experimentais do desempenho térmico instantâneo para a segunda e terceira montagens do coletor de concentração 2,43 e para a segunda montagem do coletor de concentração 5,3. As Figuras 7 e 8 apresentam os resultados das medidas experimentais e das simulações para os dois níveis de concentração. Na Figura 7 a linha tracejada representa o desempenho teórico de um coletor de placa plana, uma cobertura e absorvedor não-seletivo, a título de comparação.

A utilização de absorvedor com deposição seletiva é fator importante no desenvolvimento dos coletores de parábola composta, aumentando sobremaneira sua eficiência.

A Figura 9 mostra os resultados de simulação para absorvedor seletivo, $\alpha_a=0,87$ e $\epsilon_a=0,17$ nos modelos de concentração 2,43 e 5,3. A linha tracejada da figura 9 representa o desempenho teórico de um coletor de placa plana com absorvedor seletivo.

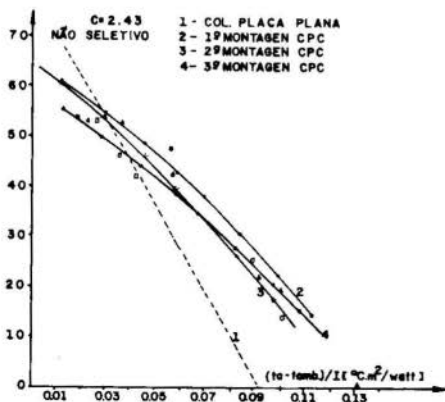


Fig.7 - Desempenho térmico instantâneo de CPC, concentração 2,43, $I=1000 \text{ w/m}^2$

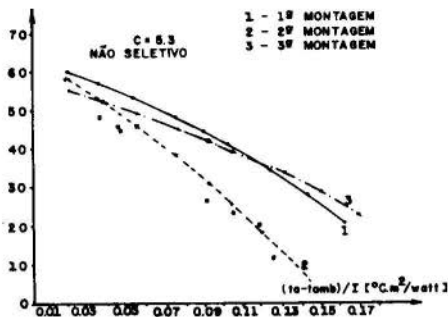


Fig.8 - Desempenho térmico instantâneo de CPC, concentração 5,3, $I=1000 \text{ w/m}^2$.

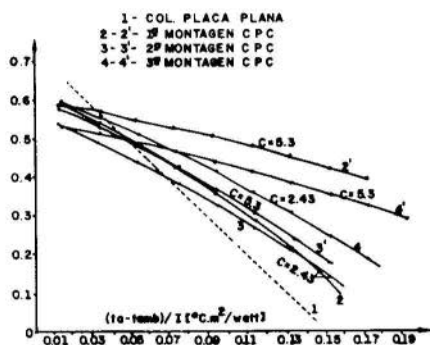


Fig.9 - Desempenho térmico instantâneo de coletores com superfície seletiva, $\alpha=0,87$, $\epsilon=0,17$, $I=1000 \text{ w/m}^2$.

Bibliografia

- [1] Winston, R., "Light collection within the framework of geometrical optics". Journal of the Optical Society of America, vol.60, nº 2, 1970.
- [2] Winston, R., "Principles of solar concentrators of a novel design". Solar Energy, vol.16, 1974.
- [3] França, F.A., "Desenvolvimento de coletores Winston de baixa concentração", Tese de Mestrado, Publ.FEC-19/79, UNICAMP, 1979.
- [4] Winston, R., "Principles of solar concentrators for solar energy", Solar Energy, vol.17, 1975.
- [5] Goodman, Rabl e Winston, "Optical and thermal design considerations for ideal light collectors", Inst. Eurico Fermi, University of Chicago.

- [6] Allen, Levitz, Rabl, Reed, Schertz and Winston, "Development of lightweight compound parabolic concentrators for solar thermal electric and process heat applications", Inst. Enrico Fermi, University of Chicago.
- [7] Rabl, A., "Collector with cupslike compound parabolic concentrator and selective absorber", Inst. Enrico Fermi, University of Chicago.
- [8] Duffie, J.A., Beckman, W.A., "Solar Energy thermal process", John Wiley & Sons, 1974.



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

ABC M

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-04

P.P. 065-075

COLETOR SOLAR PLANO DE PLACA POROSA

Kamal Abdel Radi Ismail

Prof. Adjunto do Deptº. Eng. Mecânica
UNICAMP - FEC - Campinas, SP, Brasil

Antonio Carlos Banwart

Prof. Instrutor do Deptº. Eng. Mecânica
UNICAMP - FEC - Campinas, SP, Brasil

Nelson Murcia

Prof. da Faculdade de Eng. Guaratinguetã
UNESP - Guaratinguetã-SP, BrasilRESUMO

O coletor solar projetado utiliza um sanduiche de malhas imersa parcialmente no fluido de trabalho, acetona. A secção coletora é coberta com duas placas de vidro, a secção adiabática é isolada, e a secção de condensação é imersa num tanque armazenador. Seu funcionamento consiste na evaporação do fluido de trabalho na secção coletora, condensação na condensadora, cedendo calor ao armazenador e retornando na forma líquida a secção coletora, movido pela pressão gravitacional e pressão de capilaridade.

SUMMARY

This collector uses meshes in the form of a sandwich and is partially immersed in acetone. The collecting section is covered with two glass sheets, the adiabatic section is isolated while the condensing section is immersed in the storage tank. In this collector the working fluid is evaporated in the evaporator flow to the condenser where it transfers its heat to the storage tank, condenses and flows back due to gravitational and capillarity pressures.

1. Introdução

O mecanismo sob o qual os coletores planos operam é bastante conhecido e igualmente explorado. O novo conceito, consiste em utilizar uma placa porosa fixada entre uma cama da isolante por baixo e um absorvedor plano, rugoso ou liso, de metal por cima, com todas as partes laterais fechadas. Um fluido de trabalho é introduzido e conseqüentemente absorvido pelo material poroso. Uma cobertura dupla de vidro é também ajustada na parte superior a uma distância calculada para reduzir as perdas de calor por convecção. A parte externa do conjunto é isolada, enquanto o outro lado é convenientemente fixado dentro de um tanque armazenador. Quando o lado exposto é suficientemente aquecido o fluido de trabalho irá evaporar e mover-se para a outra extremidade, onde perde calor latente e condensa, retornando ao ponto inicial por dentro do material poroso e assim completa o ciclo.

Este modelo de coletor é comparativamente mais barato que os convencionais, não tem problemas com tubulações ou vazamento e pode ser incorporado aos sistemas existentes praticamente sem nenhuma modificação. Será de grande utilidade no aquecimento de água residencial, aquecimento de ar para secadores, etc.

2. Projeto de Sistema

2.1. Lay-Out e Características do Coletor

O esquema da instalação e projeto é apresentado na figura 1.

O sistema deve funcionar com duas coberturas de vidro comum e não possui nenhuma espécie de tubos.

As demais características são as seguintes:

- Área útil de absorção de energia: 1m^2 (0,8x1,25m)
- Isolante: poliuretano rígido, de espessura 0,05m
- Meio poroso: malhas metálicas (latão de bronze)
- Placa absorvedora: chapa de cobre tratada quimicamente
- Moldura interna e aletas: cobre comercial
- Inclinação de coletor com a horizontal: 30°N
- Fluido de trabalho: acetona comercial (ponto de ebulição: 57°C).

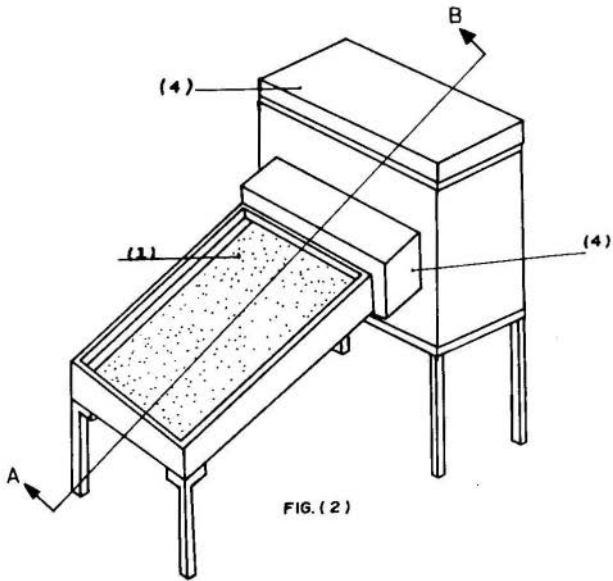


FIG. (2)

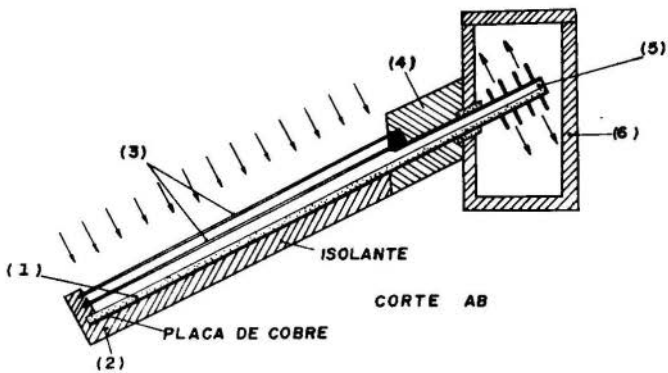


FIG. (1) ESQUEMA DO COLETOR SOLAR DE PLACA POROSA.

- Fluido armazenador: água.

2.2. Cálculo de Perdas no Coletor

O funcionamento regular do sistema exige que a placa absorvedora atinja e se mantenha na temperatura de ebulição da acetona. Um tratamento químico comum, no lugar de tinta preta, realizado sobre a chapa de cobre, melhora substancialmente suas propriedades de absorção e emissão, e satisfaz o problema.

O cálculo das perdas por convecção, radiação e condução é feito segundo os procedimentos usuais apresentados por Duffie & Beckman (1). O Esquema iterativo para obtenção da temperatura da cobertura externa (já que se pode afirmar que a temperatura da cobertura interna é praticamente igual à temperatura de saturação da acetona) foi apenas levemente alterado para incluir uma otimização no espaçamento entre as camadas de vidro, reduzindo as perdas por convecção, a partir do trabalho de (2). Garante-se desta forma condução pura entre as camadas de vidro ($Nu=1$).

Utilizando os dados:

$$\epsilon_{c1} = \epsilon_{c2} = \epsilon_c = 0,88 \quad ; \quad \epsilon_p = 0,25$$

$$T_p = T_{c1} = 57^{\circ}\text{C} \quad ; \quad T_{ar} = 20^{\circ}\text{C} \quad ; \quad T_{c\acute{e}u} = 15^{\circ}\text{C}$$

onde: ϵ_{c1} = emitância da cobertura interna

ϵ_{c2} = emitância da cobertura externa

ϵ_c = emitância média das coberturas

ϵ_p = emitância da placa

T_{ar} = Temperatura ambiente

T_{c1} = Temperatura da cobertura interna

T_p = Temperatura da placa

$T_{c\acute{e}u}$ = Temperatura de corpo negro do céu

obtemos, após algumas tentativas:

$$T_{c2} = 29^{\circ}\text{C} \quad ; \quad d_{c1 - c2} = 0,00979\text{m} \quad ; \quad U_L = 7,06 \text{ W/m}^2\text{K}$$

onde: T_{c2} = Temperatura de cobertura externa

d_{c1-c2} = espaçamento entre as coberturas

U_L = condutância global de perdas

o fluxo de energia perdida é então:

$$q_L = U_L (T_p - T_a) \approx 261 \text{ W/m}^2$$

onde: q_L = fluxo de energia de perdas.

Se poderá notar que estas perdas já são bem inferiores a de coletores comuns, devido principalmente à baixa temperatura da placa.

2.3. Escolha da Malha Metálica (Tipo Mesh quadrado comum).

A escolha da malha metálica é feita de acordo com esquema tradicional utilizado no projeto de heat-pipes, conforme Dunn & Reay (3) e Chi (4). Evidentemente a malha selecionada deverá prever a maior razão possível de acetona, proporcionando uma perda de carga compatível no escoamento do líquido, uma vez que não há problemas de compatibilidade de materiais. A seleção é feita como segue.

A potência de radiações absorvida pela placa é dada por:

$$S = HR\tau\alpha$$

onde: $S, S(t)$ = radiação absorvida na placa

H = radiação incidente num plano horizontal local

R = correção angular da radiação incidente

τ = transmitância global da cobertura

α = absortância da placa

Para uma absortância de 0,75 (obtida com o tratamento químico), o produto $\tau\alpha$ para duas coberturas de vidro de 2,7mm, de espessura, resulta em aproximadamente 0,6. Um pico de radiação de 1000 W/m^2 ao meio dia solar no inverno ($R \approx 1,56$) nos dá:

$$S_{\max} = 1000 \times 1,56 \times 0,6 \approx 936 \text{ W/m}^2$$

onde: S_{\max} = máxima radiação absorvida

Assim a potência útil máxima é:

$$Q_{u\max} = (S_{\max} - q_L) A_C = 675 \text{ W}$$

onde: A_C = área do coletor

Esta potência útil máxima é transferida ao armazenador por meio da condensação da acetona. Admitindo-se que não ocorra subresfriamento no condensador temos:

$$Q_u = \dot{m} h_{\ell v}$$

onde: Q_u = potência útil

\dot{m} = fluxo do fluido de trabalho

\dot{m}_{\max} = fluxo máximo do fluido de trabalho

$h_{\ell v}$ = calor latente de evaporação

Logo, o fluxo máximo de acetona será:

$$\dot{m}_{\max} = \frac{Q_{u\max}}{h_{\ell v}} = \frac{675}{519,85 \times 10^3} \cong 1,3 \times 10^{-3} \text{ Kg/S}$$

O estabelecimento do ciclo da acetona no interior do sistema exige que:

$$(\Delta P_C)_{\max} \geq \Delta P_{\ell} + \Delta P_v - \Delta P_g$$

onde: $(\Delta P_C)_{\max}$ = máxima pressão de capilaridade

ΔP_{ℓ} = queda de pressão na fase líquida

ΔP_v = queda de pressão no vapor

ΔP_g = diferença de pressão gravitacional

$$(\Delta P_C)_{\max} = \frac{2\sigma}{r_c} = \frac{2\sigma}{(W+d_w)/2} \cong 157,48 \text{ Mσ}$$

$$\Delta P_{\ell} = \frac{v_{\ell}^{\ell} \dot{m}}{KA_w} = \frac{v_{\ell}^{\ell} \dot{m}}{K\bar{a}b}$$

$$\Delta P_v = \frac{12 v_v \dot{m} \ell_{ef}}{a^2 A_v} = \frac{12 v_v \dot{m} \ell_{ef}}{a^3 b}$$

$$\Delta P_g = \rho \ell g \ell_{ef} \text{ sen } \psi$$

- onde: g = aceleração gravitacional
 σ = Tensão superficial do líquido
 K = permeabilidade do meio poroso
 ℓ_{ef} = comprimento efetivo
 v_ℓ = viscosidade cinemática do líquido
 v_v = viscosidade cinética do vapor
 a = distância entre o meio poroso e a cobertura interna
 \bar{a} = espessura do meio poroso
 A_v = área normal ao fluxo de calor
 A_w = área normal ao fluxo de líquido
 b = largura do coletor
 r_c = raio de capilaridade equivalente
 ψ = ângulo do coletor com a horizontal

Admitindo uma camada de malha metálica ($a=2d_w$), dimensões $\ell_{ef} = L/2 = 0,63\text{m}$, $b=0,8\text{m}$; $a=0,01\text{m}$ e utilizando as propriedades da acetona na temperatura de saturação temos:

$$\Delta P_g = (747,3) (9,8067) (0,63) \text{ sen } 30^\circ = 2308 \text{ N/m}^2$$

$$\Delta P_v = \frac{12(4,11602 \times 10^{-6})(1,3 \times 10^{-3})(0,63)}{(0,01)^3 (0,8)} = 0,05159 \text{ N/m}^2 \ll \Delta P_g$$

Supondo ainda $(\Delta P_c)_{\max} \ll \Delta P_g$ para efeito de estimativa conservativa ficamos com:

$$\Delta P_\ell \leq 2308$$

Utilizando a equação de Blake-Koseny modificada:

$$K = \frac{d_w^2 \epsilon^3}{122(1-\epsilon)^2}$$

onde: d_w = diâmetro do fio da malha
 ϵ = porosidade

com:

$$\epsilon = 1 - 32,467 M d_w$$

onde: M = número da malha metálica

obtemos:

$$\frac{d_w^3 \epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} > 8,416 \cdot 10^{-12} m^3$$

Resolvendo por tentativas com o auxílio de catálogos de malhas obtemos:

$$M \leq 80$$

Optamos por duas camadas de mesh 60 com $d_w = 0,16 \cdot 10^{-3} m$, por razões de custo. Assim, $(\Delta P_c)_{\max} = 180 N/m^2$ satisfazendo a equação inicial.

2.3. Cálculo do Armazenador e Quantidade de Acetona:

Admitindo uma distribuição senoidal da radiação absorvida durante o ciclo diário temos:

$$S(t) = S_{\max} \operatorname{sen} \frac{\pi}{N} t$$

onde: N = duração média do dia [hr]

t = tempo [hr]

$$e \quad Q_u(t) = \begin{cases} A_c [S(t) - q_L] & , \text{ se } S(t) > q_L \\ -0 & , \text{ se } S(t) < q_L \end{cases}$$

Os dados de radiação disponíveis para Campinas nos dão $N \approx 11,98$ h. O uso dos valores $S_{\max} = 936 W/m^2$ $q_L = 100 W/m^2$ é satisfatório para o dimensionamento do armazenador.

O intervalo de tempo útil pode ser obtido e resulta:

$$t_1 = 1,078 \text{ h} \quad t_1 = \text{hora de início de operação}$$

$$t_2 = 10,902 \text{ h} \quad t_2 = \text{hora de término de operação}$$

onde t é contado a partir do nascer do sol.

Assim a energia útil máxima a ser armazenado é:

$$E_{\max} = \int_{1,078}^{10,902} Q_u(t) dt = 15440 \text{ KJ}$$

onde: E_{\max} = energia máxima armazenada

A massa de água do armazenador é então obtido por meio de:

$$E_{\max} = mC_p (T_1 - T_2)$$

onde: T_1 = temperatura máxima do armazenador

T_2 = temperatura mínima do armazenador

C_p = calor específico do fluido armazenador

m = massa de fluido armazenador

Levando em conta que a temperatura do armazenador nunca ultrapassará 57°C (temperatura de saturação da acetona) e nunca será inferior a 20°C (ambiente) temos:

$$m = \frac{15440 \times 10^3}{4180 \times (57-20)} = 99,83 \text{ Kg}$$

O reservatório escolhido tem as dimensões $1 \times 0,35 \times 0,35 \text{m}$ (dimensões internas), sendo isolado com $0,05 \text{m}$ de poliuretano rígido.

O comprimento total do sistema de transmissão de calor pode ser calculado. Estimando-se em $0,20 \text{m}$ o comprimento do trecho isolado à entrada do armazenamento e em $0,30 \text{m}$ o comprimento do condensador teremos:

$$L_t = L_e + L_a + L_c = 1,25 + 0,20 + 0,30 = 1,75 \text{ m}$$

onde: L_t = comprimento total

L_e = comprimento do evaporador

L_a = comprimento da seção adiabática

L_c = comprimento do condensador

resultando também em:

$$l_{ef} = L_a + \frac{L_e + L_c}{2} = 0,975m$$

Este valor não altera os resultados anteriores, obtidos com $l_{ef} = 0,63m$.

A quantidade de acetona aproximadamente necessária (superestimada) é obtida com:

$$M_{ac} = A_v L_t \rho_v + A_w L_t \epsilon \rho_l = a b L_t \rho_v + \bar{a} b L_t \epsilon \rho_l$$

onde: M_{ac} = massa do fluido de trabalho

resultando em:

$$M_{ac} = (0,01)(0,8)(1,75)(2,172) + (4 \times 10^{-3})(0,8)(1,75) \\ (0,6883)(747,3) = 0,03041 + 0,46088 = 0,4913 \text{ Kg}$$

3. Montagem Experimental

A bancada de testes disponível no Departamento de Engenharia Mecânica da UNICAMP possui pireliometro e banco de termopares a serem instalados ao longo do coletor, da seção isolada e do condensador. Termômetros, cronômetros e material permanente comum são suficientes para a execução dos testes-padrão em coletores solares convencionais. Cuidado é tomado no sentido de instalar os termopares por baixo da placa de cobre a fim de evitar perdas de acetona por efeito capilar, devendo-se também assegurar boa vedação ao sistema. O controle do sistema é efetuado através de um manômetro e uma válvula instalados no condensador. Trincas nas coberturas são evitadas usando fixadores moles.

Por fim o rendimento do sistema pode ser comparado aos coletores convencionais.

4. Discussão e comentários

Está sendo montado em nossas oficinas um protótipo deste coletor, com o objetivo de efetuar comparações com o modelo tradicional.

Numa análise preliminar, podemos destacar que o novo

coletor possui capacidade de captação energética por metro quadrado, cerca de 30% a mais, tem uma construção mais simples, e pela ausência de tubos, elimina o problema de vazamentos destes. Outro ponto importante é que o custo de construção deste novo modelo é menor o que obviamente implica na obtenção de energia e menor custo.

Como o problema de custo é crítico, estamos estudando algumas maneiras de diminuir ainda mais o custo do coletor, dentre eles podemos destacar a "sinterização" da areia ou a utilização de um tecido negro como material poroso.

Bibliografia

- [1] Duffie, J.A. & Beckman, W. - Solar Energy Thermal Processes, John Wiley & Sons, New York, 1974.
- [2] Hollands, K.G., Unny, T.E., Raithby, G.D. and Konicek, L. Free Convective Heat Transfer Across Enclined Air Layer, Trans. ASME: J. Heat Transfer Vol. 98 (2): 189 - 193, Maio, 1976.
- [3] Dunn, P.D. & Reay, D.A. Heat Pipes, Pergamon Press 2a. Edição 1978.
- [4] Chi, S.W. Heat Pipe Theory and Practice, McGraw-Hill 1976.



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

DEZEMBRO 1979

PROCEEDINGS



TRABALHO TECNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

N.º AT-04

P.P. 076-085

DESEMPENHO DE COLETORES PLANOS PARA ABSORÇÃO DE ENERGIA SOLAR

Ari Sauer Guimarães

Professor Assistente

Programa de Metalurgia e de Materiais

COPPE-EE/UFRJ

Sergio Neves Monteiro

Professor Titular

Programa de Metalurgia e de Materiais

COPPE-EE/UFRJ

SUMÁRIO

Avaliou-se o desempenho de coletores planos para absorção de energia solar com diferentes superfícies através das quais o calor é transmitido a um fluxo de água. Apresenta-se uma análise de cálculo do rendimento térmico com base na eficiência de transferência e nas perdas energéticas no sistema.

ABSTRACT

The performance of flat plate solar energy collectors has been evaluated for different types of surface conditions through which heat is transferred to a flux of water. The analysis of the thermal efficiency based on the transfer characteristics and the energetic losses of the system is presented.

1. Introdução

O mais conhecido método para converter energia solar em calor é através de coletores de placa plana para aquecimento de água, ar e outros fluidos. O tipo clássico de coletor consiste em uma chapa de metal recoberta por uma camada escura na face exposta ao sol e isolada termicamente no reverso a fim de evitar as perdas de calor absorvido. Acima e paralelamente ao coletor são montadas uma ou mais placas de materiais transparentes de forma a reduzir as perdas por convecção e irradiação (efeito de estufa) e proteger a superfície contra as intempéries.

A natureza da camada escura que irá absorver a energia solar influi decisivamente no rendimento do coletor. Por isso desenvolveram-se métodos especiais [1] [2] de revestimento das superfícies de coleta de tal forma que elas apresentassem uma característica espectral própria para evitar as perdas por irradiação das ondas longas.

Considerando a não existência, em termos práticos, do coletor plano ideal e como a maioria dos trabalhos pertinentes apresentam a sua solução própria e isolada, partiu-se para a construção de protótipos que permitissem analisar materiais, técnicas construtivas e operacionais e comportamento a longo prazo.

Neste trabalho dar-se-á ênfase à última parte a qual, sob certo aspecto, engloba as demais.

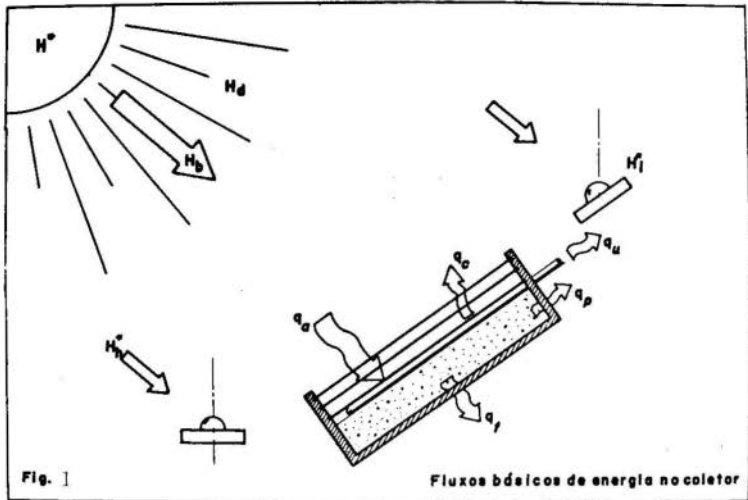
2. Aspectos Teóricos

Para um melhor entendimento como se processa a coleta de calor em um coletor plano será apresentada uma análise suscinta dos fenômenos térmicos ali desenvolvidos. Detalhes específicos sobre as parcelas das equações poderão ser obtidos nos trabalhos referenciados.

A Fig. 1 apresenta esquematicamente os fluxos térmicos associados ao sistema coletor.

No equilíbrio térmico é assumida a equação básica do processo:

$$q_u = q_a - q_L \quad (1)$$



onde q_u é a potência térmica utilizável, q_a a potência absorvida do sol e q_L é a parcela que representa as perdas totais para o exterior.

$$q_L = q_c + q_f + q_p \quad (2)$$

As perdas por condução para o exterior para o fundo, q_f , e pelas paredes, q_p , são calculadas convencionalmente pelas expressões de transmissão de calor. As perdas devidas à reirradiações da placa coletora, convecção e condução através da expressão apresentada por Klein [3].

Para a determinação da potência absorvida pelo sol, Hottel e Er̄way [4] apresentam a seguinte aproximação:

$$q_a = \bar{\alpha}_e R H_h^*$$

onde H_h^* é irradiação solar total (direta + difusa) incidente em uma superfície inclinada para aquela em uma horizontal e $\bar{\alpha}_e$ é o valor médio do produto da absorvância pela transmi-

tância efetiva (cobertura e superfície de coleta). Considerando a natural dispersão de resultados e para a maioria das aproximações usuais, Mc Veigh [5] sugere um acréscimo de 5% ao produto $\bar{\alpha}\tau$ em virtude do efeito da refletância da placa absorvedora. Para obtenção do valor da transmitância das coberturas fazem-se medidas piranométricas diretamente no coletor.

A perda total de calor, q_L , dividida pela diferença entre a temperatura da placa absorvedora, T , e a temperatura ambiente, T_a , não varia rapidamente com a temperatura do absorvedor [4]. Este quociente é chamado "Coeficiente Global de Perda de Calor", U_L , sendo igual a:

$$U_L = \frac{q_L}{T - T_a} \quad (4)$$

Na prática U_L pode ser obtido analiticamente de um gráfico de q_L versus T para diversos valores de T_a . A Equação (1) poderá ser então reescrita da seguinte forma:

$$q_u = q_a - U_L (T - T_a) \quad (5)$$

Finalmente a eficiência de coleta ou rendimento, η , pode ser definida como a relação entre a energia utilizável que sai do coletor, q_u , pela radiação solar normal incidente em sua face, H_i^* , ou seja:

$$\eta = \frac{q_u}{H_i^*} \quad (6)$$

Compondo as Equações (3) e (5) e considerando o fator de eficiência da placa coletora, F , definido por Hottel e Woertz [6], tem-se:

$$\eta = F \left[\alpha\tau_e - U_L \frac{T_p - T_a}{H_i^*} \right] \quad (7)$$

3. Técnicas Experimentais

De posse dos conceitos teóricos partiu-se para a construção do protótipo esquematizado na Fig. 2 e cujo aspecto final é mostrado na Fig. 3.

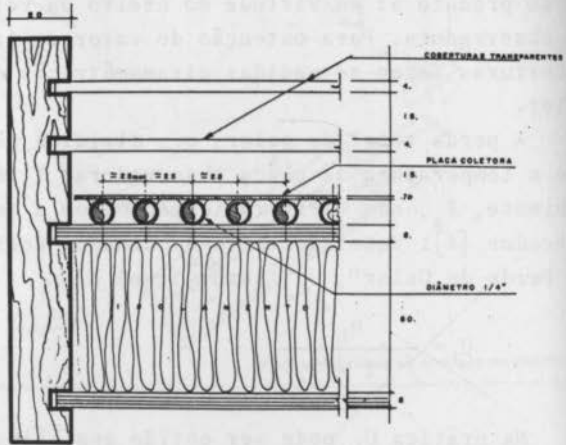


Fig. 2

Corte transversal do coletor (medidas em mm)

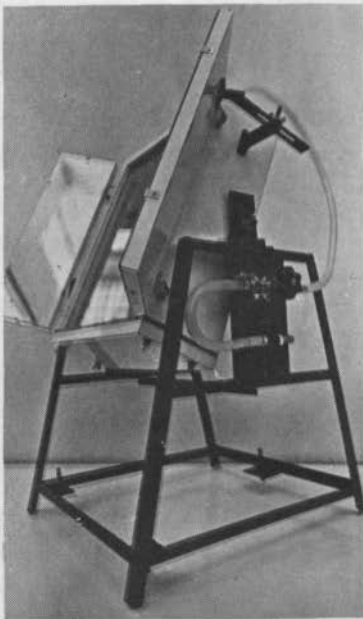


Fig. 3 Protótipo

O coletor foi posicionado em direção ao Equador com inclinação de 30° em relação a horizontal [7]. O instrumental de medição utilizado e sua disposição estão representados na Fig. 4 e são referenciados da seguinte forma: A- Coletor Plano; B- Entrada de água; C- Saída de água; D- Rotômetro; E- Registro; F- Seletor; G- Piranômetro; H- Termômetro; I- Registrador; J- Termopares e K- Potenciômetro. Além do registro eletromecânico foram executadas medições pessoais diárias, na faixa estabelecida de 10:00 às 14:00 de 10 em 10 min.

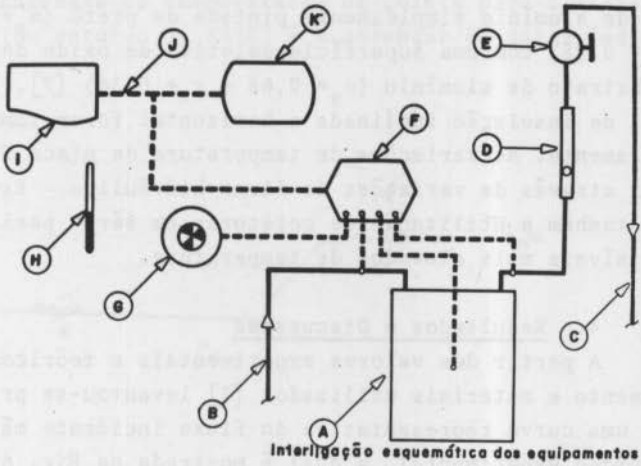


Fig. 4

A Fig. 5 apresenta o sistema montado nas condições em que eram realizadas as medições.



Fig. 5 Tomada de Medidas no Campo

Como superfície de coleta procurou-se comparar uma placa de alumínio simplesmente pintada de preto ($\alpha_s = 0,95$ e $\epsilon_t = 0,95$) com uma superfície seletiva de óxido de cobre em substrato de alumínio ($\alpha_s = 0,68$ e $\epsilon_t = 0,36$) [7]. Levantamentos de insolação inclinada e horizontal foram tomados paralelamente. As variações de temperatura de placa foram obtidas através de variações de fluxo hidráulico. Experimentou-se também a utilização de coletores em série para obtenção de níveis mais elevados de temperatura.

4. Resultados e Discussões

A partir dos valores experimentais e teóricos do equipamento e materiais utilizados [7] levantou-se primeiramente uma curva representativa do fluxo incidente máximo no período experimental, a qual é mostrada na Fig. 6.

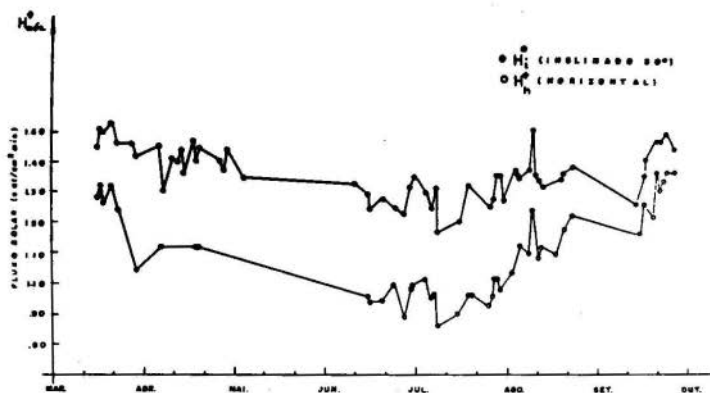


Fig. 6

Fluxo solar máximo incidente no dia

Verifica-se a importância do bom posicionamento do coletor, o qual, mesmo estático, permite uma coleta de fluxo solar com uma constância razoável durante grande parte do ano.

Na determinação das perdas convectivo-radiativas verifica-se a influência ponderável do efeito seletivo das superfícies. Porém, quando foi aplicada a expressão global de ren-

dimento (Eq. 7) para as chapas seletivas e não seletivas em pregadas, Figs. (7) e (8), respectivamente, verificou-se quão preponderante em temperaturas de coleta para utilização doméstica (no entorno de 80°C) é a obtenção de altos índices

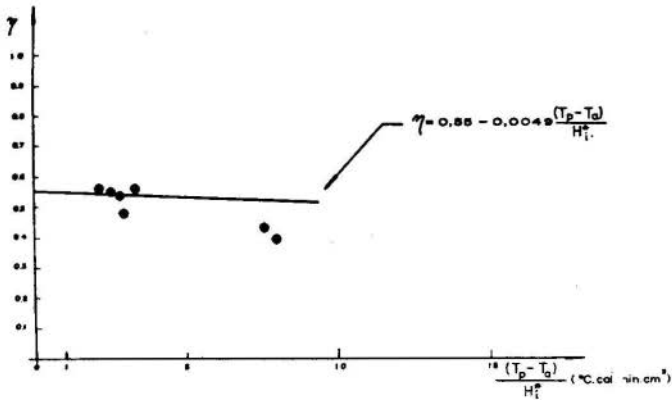


Fig. 7 Performance teórica e experimental da chapa seletiva

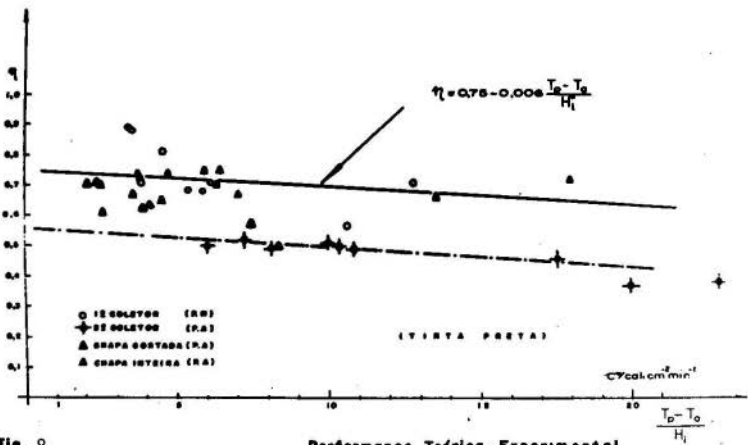


Fig. 8 Performance Teórica-Experimental

de absorvidade na faixa solar, nas superfícies especiais. Na

presente experiência, a superfície pintada apresentou um melhor comportamento já que a chapa especial utilizada, apesar de seletiva, tinha um baixo valor de absorção solar.

Verificou-se também pela Fig. 8 que a chapa pintada de preto sofreu, ao ser re-utilizada após um longo período de exposição solar e umidade, uma degradação de propriedades (curva experimental tracejada). Este deslocamento de tendência paralela indica, pela equação (7), ou uma alteração na transmitividade das coberturas (sujeira, umidade) ou alteração da absorvidade da superfície coletora.

5. Conclusões

- a- As equações já estabelecidas para estudo de performance são perfeitamente utilizáveis para previsão de resultados, projetos, confrontos com valores experimentais e análise de alterações no sistema.
- b- Deve-se levar em conta, na execução de superfícies seletivas que para as temperaturas normais de trabalho de coletores planos a alta absorvidade da faixa solar é muito mais decisiva no comportamento global do equipamento do que a baixa emissividade no infravermelho.

6. Agradecimentos

Os autores agradecem o auxílio financeiro e o apoio apresentado pelo CNPq e FINEP que através do projeto COARES permitiram a realização deste trabalho.

7. Bibliografia

- [1] - Irvine, T.F. Jr.; Hartnett, J.P. e Eckert, E.R.G. "Solar Collector Surfaces with Wavelength Selective Radiation Characteristics" J. Solar Energy Pergamon Press, vol. 2 (2/3), pp. 12-16, 1958
- [2] - Monteiro, S.N.; Souza e Silva, A.S.; Miranda, P.V. E. e Losch, W.P.H. "Revestimentos Seletivos para Absorção de Energia Solar em Chapas Metálicas" Congresso Anual da ABM, SP., 1977
- [3] - Klein, S.A. "Calculation of Flat Plate Collectors

Loss Coefficients" J.Solar Energy, Pergamon Press
vol. 17 pp. 79-80, 1975

- [4] - Hottel, H.C. e Erway, A.D. "Collection of Solar Energy - Introduction to the Utilization of Solar Energy" Mc Graw-Hill Inc. N.Y., 1963
- [5] - Mc Veigh, J.C. "Sun Power - An Introduction to the Applications of Solar Energy", Pergamon Press 1. ed., 1977
- [6] - Hottel, H.C. e Woertz, B.B. "The Performance of Flat Plate Solar-Heat Collector", Solar Energy Conversions Research Project, publication n° 3 MIT, Cambridge, Mass., 1940
- [7] - Guimarães, A.S. "Análise de Parâmetros Associados a Absorção de Energia Solar em Coletor Plano" Tese (M.Sc.) COPPE/UFRJ, 1978

ANAIS



TRABALHO TECNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

PROCEEDINGS



N.º AT-05 P.P. 086-095

ESTUDO DA ESTRUTURA DE USO INDUSTRIAL DA ENERGIA
TÉRMICA NO ESTADO DE SÃO PAULO

Osvair Vidal Trevisan

Engenheiro, Companhia de Desenvolvimento
Tecnológico

CODETEC - Campinas - SP - Brasil

Isaias de Carvalho Macedo

Prof. Titular - Faculdade de Engenharia de
Campinas

FEC/UNICAMP - Campinas - SP - Brasil

SUMÁRIO

Analisa-se a distribuição, por temperatura, do calor de processo utilizado nas indústrias do Estado de São Paulo. O método empregado é baseado na aplicação dos padrões de distribuição, em cada setor, levantados para a indústria americana, aos totais estimados de calor de processo dos setores paulistas correspondentes. Com a composição dos perfis dos setores de consumo preponderante obtemos a distribuição para todo o setor industrial.

SUMMARY

The distribution, per temperature, of the process heat consumed by the industries in the State of São Paulo is analysed. The method used is based on the application of the distribution patterns in each sector, gathered for the american industry, to the estimated amount of the process heat in the correspondent sectors in the State of São Paulo. The distribution of the process heat of all industrial sector is obtained by compounding the profiles of major consumption sectors.

1. Introdução

Dentre os setores da economia, o maior consumidor de energia é o setor industrial. Dado o volume do consumo energético industrial, cabe atentar melhor para as formas específicas de conservação que podem ser proporcionadas pelos caracteres desta classe de consumo.

Na indústria, os combustíveis são utilizados para diversos propósitos, incluindo o consumo não energético, como o de matéria-prima para a indústria química. Um primeiro detalhamento aparece na Tabela abaixo e consta do levantamento feito para o setor industrial dos EUA. No ano de 1968 o consumo total de energia do setor industrial norte-americano distribuiu-se da seguinte forma (3):

TABELA I

USO FINAL DE ENERGIA, EUA, 1968.

Uso Final	% do Total
Vapor de Processo	40,6
Tração Elétrica	19,2
Processo Eletrolítico	2,8
Calor Direto	27,8
Matéria-Prima Química	8,8
Outros	0,8

FONTE: Energy Handbook (3)

Nota-se, pelo quadro acima, que a maior parte do consumo energético industrial é realizado na forma térmica. O consumo, para geração de vapor e aquecimento direto, soma a 68,4% do consumo total. Podemos estimar, assumindo a mesma distribuição para o uso final, que o consumo de energia na forma térmica do setor industrial brasileiro, em 1977, foi da ordem de 26×10^3 Tep (3.28×10^8 kWh), equivalente a um quarto de toda a energia consumida no país no mesmo ano.

De outro lado, a energia apresenta-se na natureza em

diversos níveis de qualidade, ou de disponibilidade termodinâmica que, no caso da energia térmica, é dada pela temperatura. A importância da caracterização do uso de energia térmica por níveis de temperatura fica evidenciada na medida que nos preocupamos com a melhor alocação dos recursos energéticos disponíveis.

Este trabalho tem por objetivo iniciar a análise do consumo de calor de processo na indústria. Neste sentido, procuramos primeiramente traçar um panorama do consumo por gênero de indústria, identificando aqueles em que a conservação trará maiores resultados por serem mais prementes as necessidades. A partir deste panorama selecionamos os setores de maior consumo de combustível, para os quais são levantados os perfis de consumo de calor de processo por temperatura.

2. Panorama

A Tabela II mostra o consumo energético do setor industrial do Estado de São Paulo em 1970, detalhado por gêneros industriais conforme a Classificação das Indústrias do IBGE ou o Código de Atividades do Ministério da Fazenda e em ordem decrescente de consumo. O consumo é dado em "toneladas equivalentes de petróleo" (tep) e as equivalências são as do Balanço Energético Nacional. Na Tabela são apresentados apenas os gêneros com consumo superior à fração de 5% da energia de todo o setor industrial.

O consumo energético das indústrias classificadas nestes gêneros durante o ano de 1970 no Estado de São Paulo foi de 3.226.688 tep, o que representa 85% do consumo de todo o setor industrial.

Deste grupo, apenas a classe das Indústrias Diversas não está organizada na base de produtos relacionados, o que dificulta o levantamento de um perfil de consumo para o setor como um todo, pois os processos de fabricação envolvidos são totalmente distintos entre si.

TABELA II

CONSUMO DE COMBUSTÍVEL, ESP, 1970 (tep)

Gêneros Industriais	Eletricidade Autogerada=A	Óleo Combustível	Outros	Total - 2A	% do Total
Minerais não Metálicos	892	691460	284230	974798	26,4
Química	77899	475554	92029	489684	13,3
Metalúrgica	87	267389	194296	461598	12,5
Produtos Alimentares	44592	188995	253346	397749	10,8
Diversas	69	273351	23041	296323	8,0
Têxtil	12765	204453	36081	227769	6,2
Bebidas	780	153833	27940	190993	5,2
Papel e Papelão	28008	194270	21512	187774	5,1

FONTE DOS DADOS BRUTOS: IBGE (7)

3. Perfis de Consumo

Analisamos a seguir o consumo de cada um dos principais setores. Estabeleceu-se um perfil para o setor através dos dados dos estudos norte-americanos (1)(2), levando em conta diversos fatores, inclusive as possíveis diferenças de estrutura em relação ao setor equivalente no Brasil.

O levantamento foi feito tomando como base o lay-out de cada processo industrial e, portanto, as temperaturas apontadas nos perfis são aquelas nas quais o calor é fornecido ao processo, não as de geração do calor encontradas na indústria.

Os histogramas do consumo por temperatura são dados na escala Fahrenheit por ser a escala mais adequada, nesta fase do estudo, dada a natureza das fontes de dados.

3.1 Produtos de Minerais não Metálicos: é o setor que mais consome energia dentre os setores industriais, sendo o óleo combustível sua principal fonte primária. O perfil do consumo do setor é mostrado na Fig. 1. O calor de processo utilizado na faixa de temperaturas mais baixas (100°F-600°F), é utilizado basicamente pelas indústrias de Gesso e Blocos de Concreto que somam a 4% de todo o calor consumido pelo

setor americano. Cerca de um terço de toda a energia usada nesta faixa é dispendida em processos de secagem espalhados por várias indústrias do setor. A faixa imediatamente superior (1000-2000°F) tem como consumidor preponderante a indústria do Vidro, mais especificamente nos processos de têmpera e conformação. O consumo na faixa de temperaturas mais altas (2000-3000°F) é dividido e espalhado por indústrias de todo o setor, podendo-se dizer que a média ou a característica do setor é o consumo de calor de processo em altas temperaturas. Estima-se que o consumo de energia em calor de processo seja de 80% do combustível comprado pelo setor.

3.2- Produtos Alimentares e Bebidas: para haver compatibilidade com a classificação das indústrias americanas, unimos os gêneros brasileiros de Produtos Alimentares e de Bebidas, indistintos na classificação dos EUA. Esta união alça o novo setor para o segundo maior consumo do Estado. O perfil de consumo pode ser visto na Fig. 2, onde se nota que o consumo característico nesta indústria é o de calor em temperaturas relativamente baixas (<400°F). Estima-se que 92% de todo combustível gasto pelo setor é destinado a calor de processo.

3.3- Química: é necessário englobar, no setor, os gêneros nacionais de Produtos Farmacêuticos e de Perfumaria, Sabões e Velas, para que haja compatibilidade entre as classificações americana e brasileira. Por outro lado, a indústria petroquímica, subclassificação do gênero, é tratada independentemente nas estatísticas americanas, possui levantamento muito detalhado de seus processos e produtos, além de estes apresentarem uma inter-relação muito bem definida: o petróleo. Estes dados justificam a atitude de tratar, em separado, o consumo na indústria petroquímica.

Na indústria do petróleo, o consumo de calor de processo está concentrado em torno da temperatura de 1000°F e abaixo de 1700°F. No Brasil estima-se que o consumo de calor de processo seja da ordem de 2,7% do óleo processado.

É muito difícil obter um perfil para as indústrias químicas não petroquímicas, dado que os seus processos e produtos são muito distintos entre si. A distribuição mostrada na

Fig.3 provavelmente está viesada pelos consumos na produção de amônia (1400-1600^oF) e cloro e soda (200-300^oF).

3.4- Metalúrgica: o consumo de energia no setor é fortemente ponderado pelo ramo siderúrgico. No Brasil em 1970, só a siderurgia consumiu 90% do combustível demandado pelo setor metalúrgico, (4) e no Estado de São Paulo, no mesmo ano, este índice foi de 75% (5). O perfil do setor é mostrado na Fig.4 e dele podemos afirmar que o consumo se dá numa faixa de temperaturas muito bem definida. Praticamente todo o calor de processo é utilizado em alta temperatura (2600-2800^oF).

3.5- Têxtil: o perfil é mostrado na Fig.5, que aponta o setor como consumidor de energia térmica em baixas temperaturas.

3.6- Papel e Papelão: os processos de fabricação e sua participação na produção do setor são praticamente os mesmos dos EUA. Outra característica importante do gênero é a potencialidade de geração de calor e eletricidade a partir dos resíduos de madeira, cascas e principalmente pelo aproveitamento do licor negro. O perfil do uso por temperaturas pode ser visto na Fig.6. Observamos que o consumo de calor de processo neste setor se dá basicamente em baixas temperaturas (<400^oF). A pequena porção utilizada em torno de 1900^oF é devida ao processo desenvolvido nos fornos de cal.

4. Conclusão

Tomando a estimativa do consumo de calor de processo para cada setor a partir do combustível consumido, ponderando-a com os índices do perfil de cada um dos setores por faixas de temperaturas e comparando todos os setores temos o perfil do uso industrial de energia térmica por faixas de temperaturas dado na Fig. 7.

Conforme se nota pela figura, o uso de calor de processo concentra-se em duas faixas distintas de temperatura. Aproximadamente a metade da energia (46%) é utilizada abaixo de 400^oF (204^oC). Participam desta faixa em ordem decrescente de relevância os seguintes setores: Produtos Alimentares e Bebidas com 19% do total global; Química (10%); Têxtil (8%)

e Papel e Papelão (7%). O consumo na faixa de alta temperatura tem como principais contribuintes os setores de Produção de Minerais não Metálicos e Metalurgia.

A identificação dos setores de consumo em temperaturas baixas tem interesse na programação de atividades de conservação e substituição; parte da energia em baixas temperaturas poderá ser fornecida em esquema de co-geração. Estudos visando a utilização de coletores solares térmicos, inicialmente nas faixas de baixas temperaturas, estão em realização e em alguns casos já em implementação industrial no Brasil (especificamente, secagem de alimentos e pré-aquecimento de água de caldeiras). O setor de Alimentos e Bebidas é particularmente interessante para estes fins, em São Paulo. Lenha, resíduos vegetais e derivados de biomassa poderão ser utilizados nas faixas de temperaturas mais altas. Uma análise destas possibilidades, feita com base no presente estudo, pode ser encontrada na Ref. (6).

5. Agradecimentos

Este estudo foi suportado financeiramente por parte de um contrato entre o BADESP e a CODETEC.

Bibliografia

- (1) Analysis of the Economic Potencial of Solar Thermal Energy to Provide Industrial Process Heat, Intertechnology Corp., Warrenton, Va., USA, Feb. 1977.
- (2) Survey of the Applications of Solar Thermal Energy Systems to Industrial Process Heat - Final Report - Battelle Labs., Honeywell Inc., Jan. 1977.
- (3) Loftness, Robert L., Energy Handbook, Van Nostrand Reinhold Co. New York, 1978.
- (4) Seminário sobre Conservação de Energia, FINEP, RJ - 1976.
- (5) CESP/FDTE, Consumo Energético no Brasil, CESP, 1978.
- (6) BADESP/CODETEC, Estudo da Estrutura de Uso Industrial de Energia Térmica no Estado de São Paulo, CODETEC, 1979.
- (7) IBGE, Censo Industrial São Paulo, 1970. V. IV, T. XVIII, RJ-1974.

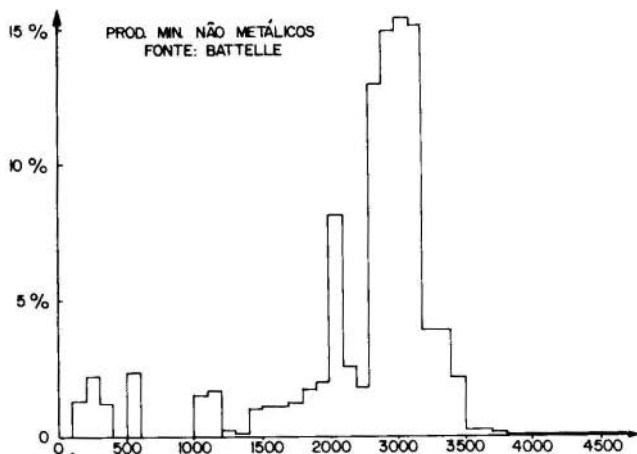


FIG. 1

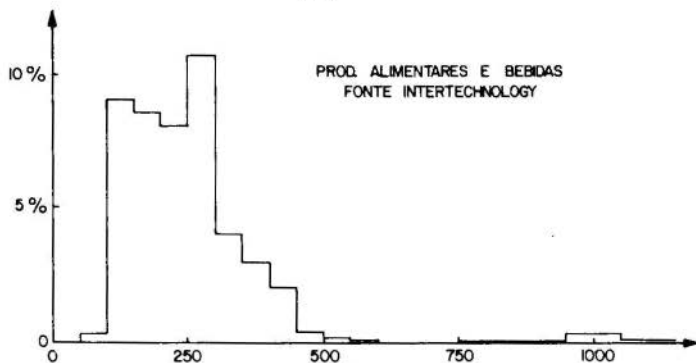


FIG. 2

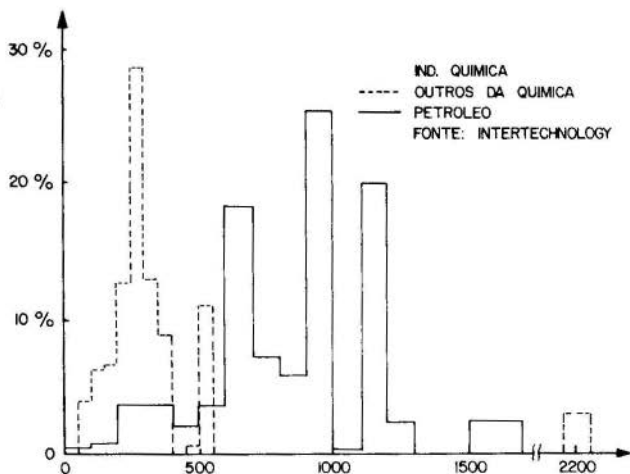


FIG. 3

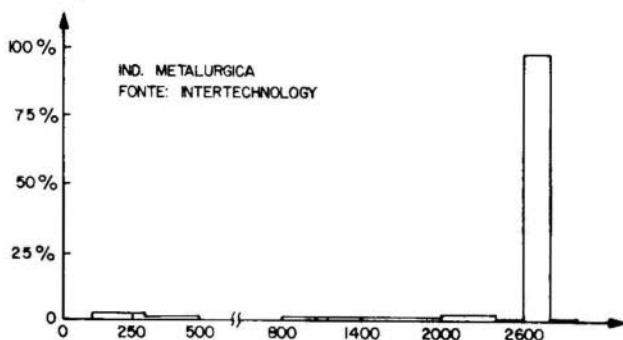


FIG. 4

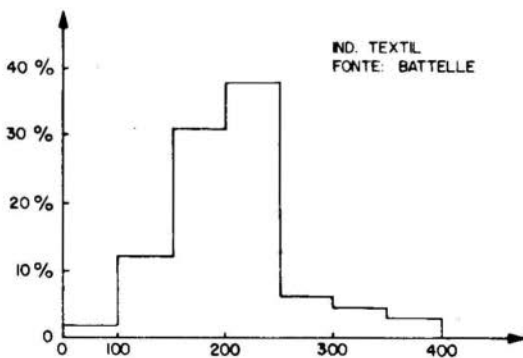


FIG. 5

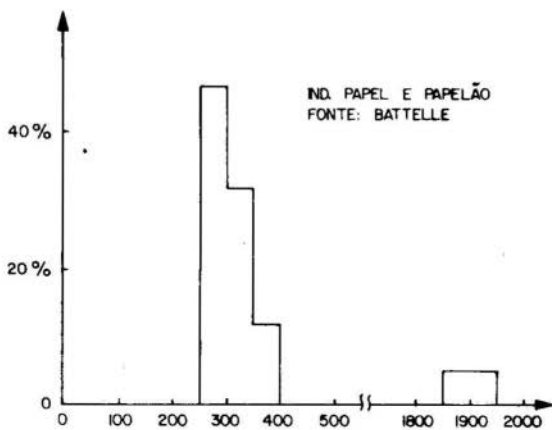


FIG. 6

PERFIL DO CONSUMO DE ENERGIA
TÉRMICA NO ESTADO DE SÃO
PAULO.

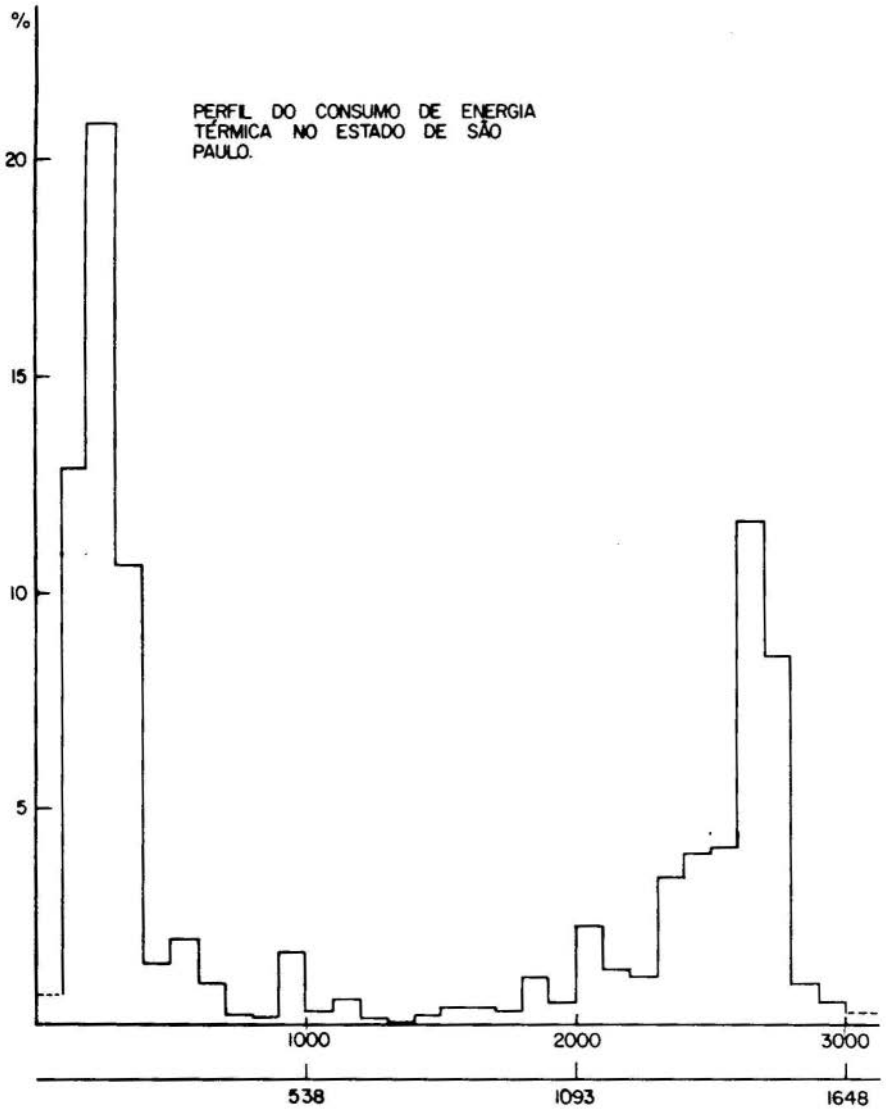


FIG. 7

ANAIS



TRABALHO TÉCNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA
CAMPINAS, 12-13-14 e 15 DEZEMBRO 1979

PROCEEDINGS



N.º AT-06 P.P. 096-104

ESPIRAL INTERNA PARA VENTILADORES

Zulcy de Souza

Professor Titular da EFEI
EFEI - Itajubá - MG - Brasil

Djalma Brighenti

Professor Titular da EFEI
EFEI - Itajubá - MG - Brasil

SUMÁRIO

O trabalho visa introduzir a espiral interna para ventiladores centrífugos, o que permitirá uma redução substancial no volume construtivo dos mesmos, sem variação de suas características de funcionamento. Após equacionamento do problema, os campos de funcionamento dos ventiladores com espiral interna e externa, permitirão determinar a faixa de rotação específica em que há viabilidade técnico-econômica da espiral interna relativamente à externa.

SUMMARY

This paper presents the introduction of the internal spiral for centrifugal fans, which allows a substantial reduction on their constructive size, without changes in the functioning characteristics. After the problem formulation, will be found (through the working characteristics of fans which internal and external spirals) the range in the specific rotation, in which the internal spiral is technoeconomically viable, relative to the external similar.

1. Introdução

Os ventiladores de modo geral, são definidos como geradores que trabalham com fluido no estado gasoso, provocando uma diferença de pressão inferior a 0,1 bar. Tão pequena diferença de pressão permite grandes simplificações em seu cálculo, uma vez que podemos considerar, em primeira aproximação, o gás como incompressível. Também variações bastante bruscas na direção e mesmo no sentido da corrente podem ser toleradas sem aumento excessivo das perdas.

A larga aplicação dos ventiladores tem levado os pesquisadores a aprimorar seu cálculo e formas construtivas, visando quase sempre uma melhoria de seu rendimento. Porém, em muitas instalações é ainda o ventilador o elemento que ocupa o maior volume, particularmente se ele for centrífugo de baixa e média pressão.

A redução do citado volume pode ser conseguida pelo aumento de rotação. Um aumento de rotação pode acarretar inconvenientes, tais como: aparecimento de vibrações, necessidade de transmissões, canais excessivamente estreitos, queda do rendimento etc.

Caso se deseje reduzir o volume sem aumentar a rotação em última análise sem alterações no rotor, resta então somente os sistemas fixos para serem alterados.

Nos ventiladores centrífugos o sistema fixo mais importante é a espiral, logo, é aí que devemos concentrar nossa atenção para serem os objetivos alcançados.

Foi este pensamento que gerou a criação do que denominamos "Espirais Internas para ventiladores centrífugos", na qual ora desenvolvemos pesquisas financiadas pela FINEP, as quais, apesar de ainda em andamento, já permitirão concluir que há viabilidade deste tipo de espiral para praticamente toda faixa de rotação específica dos ventiladores centrífugos.

2. Espirais

Os ventiladores centrífugos são normalmente munidos

de uma espiral externa cuja finalidade principal é a de coletar e conduzir o gás proveniente do rotor. Sob aspecto de escoamento teórico, pode-se determinar a equação desta espiral, considerando que a mesma é o resultado da superposição de uma fonte com uma corrente potencial circular. Na Fig. 1 está representada esquematicamente a espiral externa para ventilador centrífugo.

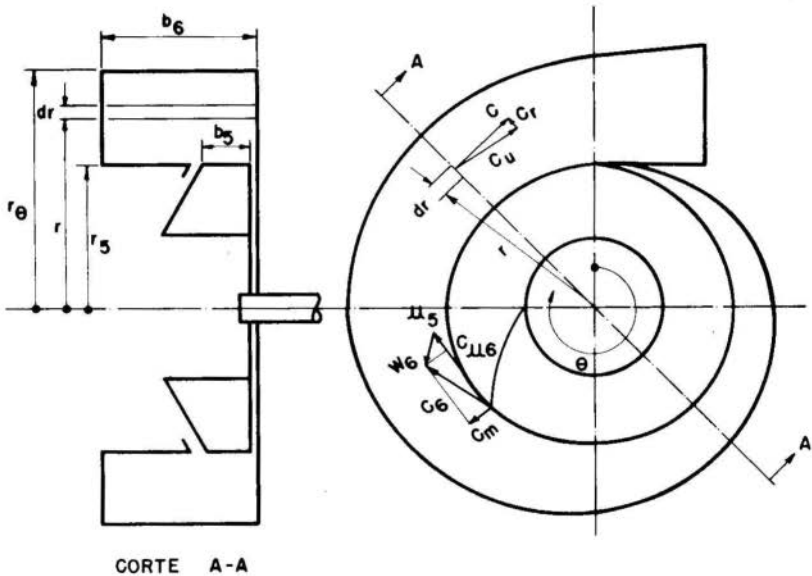


Fig. 1 - Elementos para espiral externa.

Supondo o escoamento permanente e ausência de atrito, o volume em escoamento pelo elemento de seção $b_6 \cdot dr$ será

$$dV_\theta = c_u \cdot b_6 \cdot dr$$

Para toda a seção AA, tem-se:

$$V_\theta = \int_{r_5}^r c_u \cdot b_6 \cdot dr$$

Como em θ passa V_{θ} , em 360° passará:

$$V = \frac{360}{\theta} \cdot V_{\theta} \quad \text{ou} \quad V = \frac{360}{\theta} \cdot \int_{r_5}^r c_u \cdot b_6 \cdot dr$$

Sendo a seção retangular e existindo vórtice potencial, isto é:

$$c_u \cdot r = c_{u6} \cdot r_5,$$

e com:

$$V = 2 \cdot \pi \cdot r_5 \cdot c_m,$$

vem:

$$r = r_5 \cdot \exp\left(\frac{\pi \cdot \theta}{180} \cdot \frac{b_5}{b_6} \cdot \frac{c_m}{c_{u6}}\right)$$

A passagem do escoamento teórico para o real pode ser feita multiplicando o segundo membro da equação por um coeficiente $\mu > 1$, resultado:

$$r = \mu \cdot r_5 \cdot \exp\left(\frac{\pi}{180} \cdot \frac{b_5}{b_6} \cdot \frac{c_m}{c_{u6}} \cdot \theta\right)$$

Já na espiral interna, Fig. 2, o rotor avança para seu interior; deste modo, existe um setor ABCO onde AC é um arco de raio r_5 e AB é um arco de espiral externa, para a qual, em condições ideais, tem-se:

$$dV_{\theta'} = b_6 \cdot c_t \cdot dr_1 \quad \text{logo:} \quad V_{\theta'} = b_6 \cdot \int_{r_5}^r c_t \cdot dr_1.$$

Como $c_t \cdot r_1 = k = \text{const.}$, vem

$$V_{\theta'} = b_6 \cdot k \cdot \lg_n\left(\frac{r'}{r_5}\right)$$

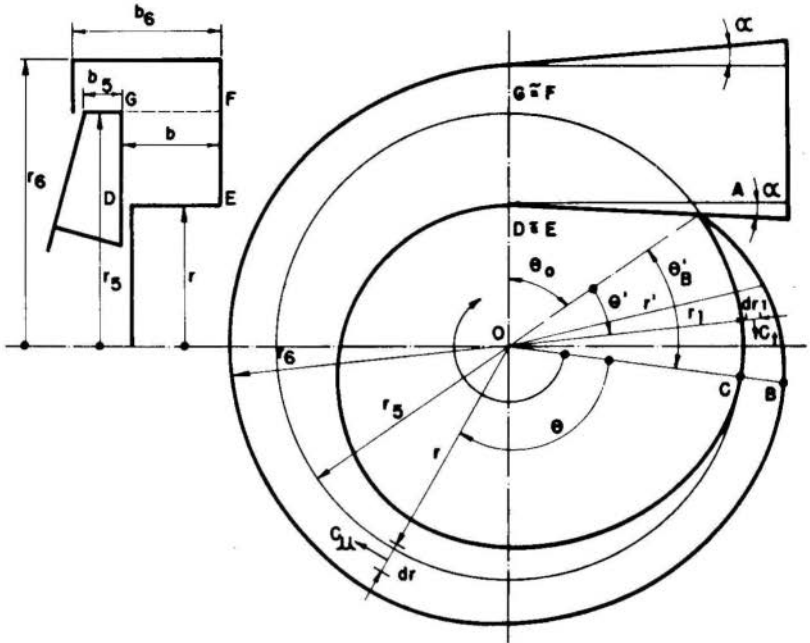


Fig. 2 - Elementos para espiral interna.

fazendo $\theta' = \theta'_B$ temos a vazão que passa na seção CB de profundidade b_6 . Esta vazão foi fornecida pelo rotor no mesmo ângulo; logo, sendo $V/360$ a vazão por grau, para θ'_B graus, tem-se:

$$V_{\theta'} = V \cdot \frac{\theta'}{360} \quad \text{ou} \quad V \cdot \frac{\theta'}{360} = b' \cdot k \cdot \lg_n \frac{\lambda'}{\lambda_5}$$

Como: $V = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_5 \cdot b_5 \cdot c_m$ e $k = c_{u6} \cdot \lambda_5$, resulta para a condição teórica:

$$\lambda' = \lambda_5 \cdot \exp \left(\frac{\pi}{180} \cdot \theta' \cdot \frac{b_5}{b_6} \cdot \frac{c_m}{c_{u6}} \right)$$

Para o caso de $\theta' = 0$, deve-se ter, mesmo em condições teóricas, um valor de λ_6 cerca de 3% maior que λ_5 para

distanciar a parte fixa do rotor. Por outro lado, perdas oriundas do atrito do fluido com a carcaça obrigam ainda a multiplicar o segundo membro da equação por um coeficiente $\mu_1 > 1$. Tal coeficiente será função do avanço do rotor dentro da espiral, já que o mesmo provoca um maior ou menor estrangulamento no escoamento. Devido a estas considerações, tem-se para equação corrigida:

$$\kappa' = 1,03 \cdot \mu_1 \cdot \kappa_5 \cdot \exp \left(\frac{\pi}{180} \cdot \theta' \cdot \frac{b_5}{b_6} \cdot \frac{c_m}{c_{u6}} \right)$$

Provavelmente, em pontos próximos de A na direção de B, ter-se-ã os valores máximos de μ_1 , sendo que, em B, este valor deve decrescer.

Como a caixa espiral já absorveu $V_{\theta'_B}$, resta somente absorver: $V_i = V - V_{\theta'_B}$ ou:

$$V_i = \frac{V}{360} \cdot [360 - (\theta'_B + \theta_0)]$$

$$dV_{i\theta} = b \cdot c_u \cdot d\kappa = b \cdot k \cdot \frac{d\kappa}{\kappa}; \quad V_{i\theta} = b \cdot c_{u6} \cdot \kappa_5 \cdot \lg_n \left(\frac{\kappa_5}{\kappa_\theta} \right), \quad \text{logo:}$$

$$V_{i\theta} = \frac{\theta}{360 - (\theta_0 + \theta'_B)} \cdot V_i$$

Resultando:

$$\theta^\vartheta = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{c_{u6}}{c_{m5}} \cdot \frac{b}{b_5} \cdot \lg_n \left(\kappa_5 / \kappa_\theta \right) \quad \text{ou}$$

$$\kappa_\theta = \kappa_5 \cdot \exp \left(- \frac{\pi}{180} \cdot \frac{c_{m5}}{c_{u6}} \cdot \frac{b_6}{b} \cdot \theta^\vartheta \right)$$

3. Conclusões

Como primeira etapa da pesquisa, foi elaborado um programa para cálculo de ventiladores centrífugos por computa

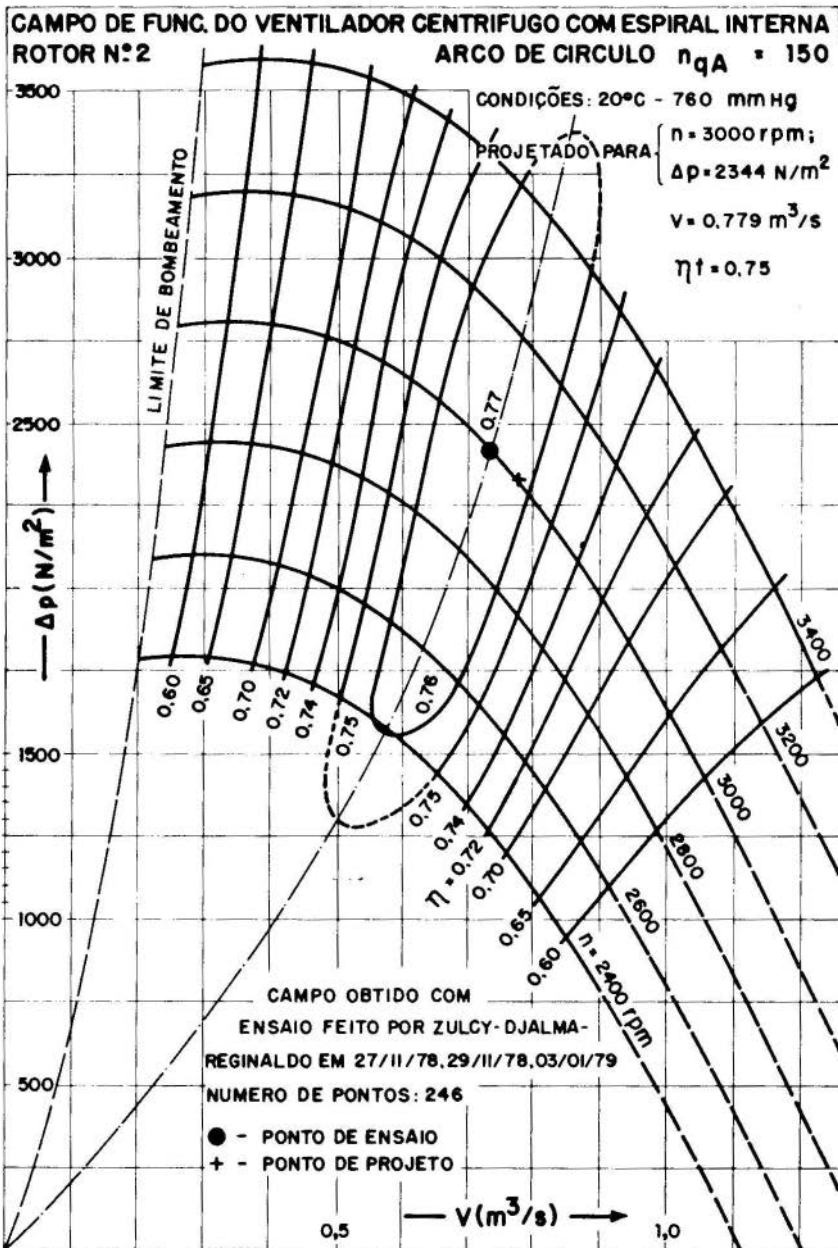


Fig. 3

**CAMPO DE FUNCIONAMENTO DO VENTILADOR CENTRIFUGO COM
ESPIRAL INTERNA - ROTOR Nº 2 - ARCO DE CIRCULO $n_{QA} = 150$**

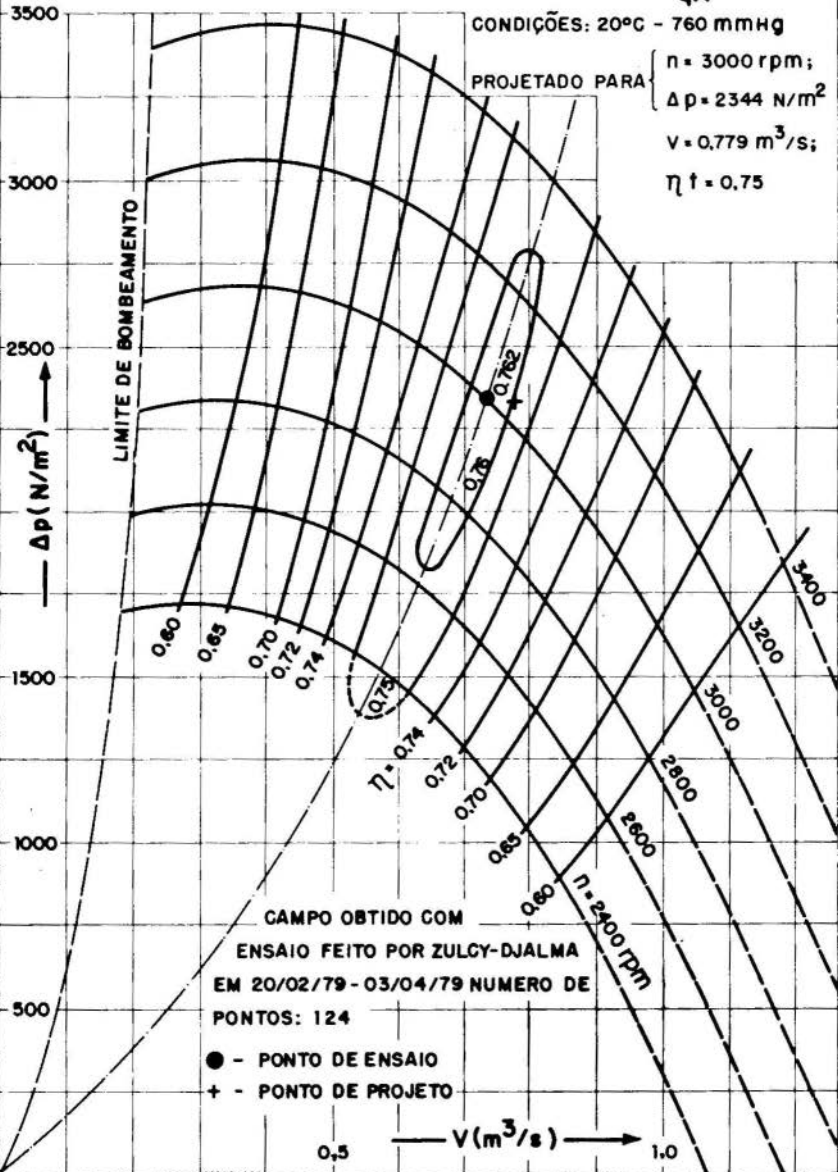


Fig. 4

dor.

Isto feito, foi elaborado o cálculo e o projeto para fabricação de 5 rotores para $n_{qA} = 100; 125; 150; 175; 200$ e 10 espirais, sendo para cada rotor uma externa e outra interna, impondo-se a condição de mesma seção na saída.

Já foram ensaiados alguns destes ventiladores, o que mostrou a viabilidade da espiral interna para toda a faixa tendo sido obtido redução de volume que aumenta com a redução do n_{qA} . A redução média está em torno de 30%.

Nas Figs. 3 e 4 apresentamos campo de funcionamento para os ventiladores com $n_{qA} = 150$ com espiral externa e interna, os quais mostram que praticamente as características são mantidas em todo o campo de funcionamento.

Agradecimentos

Agradecemos aos docentes do Departamento de Mecânica da EFEI, a seguir relacionamos, pela colaboração na execução do projeto e dos ensaios:

- José Célio Dias
- Nelson Manzanares Filho

Bibliografia

- [1] Bran, R./ Souza, Z. - Máquinas de Fluxo - Ao Livro Técnico S/A - Brasil - 1969.
- [2] Mataix, Cláudio - Turbomáquinas Hidráulicas - Edições Icai - Madrid - 1975.
- [3] Pfleiderer, C./ Petermann, H. - Máquinas de Fluxo - Livros Técnicos e Científicos - Brasil - 1979.
- [4] Souza, Z. - Nova possibilidade de redução do volume construtivo dos ventiladores centrífugos - Revista Brasileira de Tecnologia - Vol. 1 - Nº 1 - Brasil - 1970.



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-05

p.p. 105-114

UM MODELO MATEMÁTICO PARA O TRANSPORTE HIDRÁULICO HORIZONTAL

Cesar Costapinto Santana

Dept.º.Eng.Química-UNICAMP-Campinas-SP-Brasil

Kamal Abdel Radi Ismail

Dept.º.Eng.Mecânica-UNICAMP- Campinas-SP-Brasil

Giulio Massarani

Programa Eng.Química-COPPE/UFRJ-Rio de Janeiro-RJ-Brasil

SUMÁRIO

Com base nas equações de conservação da massa e da quantidade de movimento para o fluido e o sólido, foi obtida uma formulação que permite determinar a queda de pressão no transporte hidráulico horizontal. Nessa formulação são utilizadas hipóteses constitutivas para alguns termos das equações básicas e dos conceitos de velocidade relativa e concentração média local, além de modelos de perfis de concentração e velocidades. Com essa formulação foi simulado o transporte de uma mistura água-areia numa tubulação de 1 polegada de diâmetro.

SUMMARY

Based upon the equations of conservation of mass and momentum for the fluid and solid, a formulation is obtained permitting the prediction of pressure drop in horizontal hydraulic transport. In this formulation use is made of the constitutive hypothesis for some terms of basic equations and the concepts of relative velocity and local mean concentration, besides a model for the profiles of concentration and velocity. With this formulation, we simulated the transport of sand-water mixtures in a one inch tube.

1. Introdução

As contribuições existentes para a previsão da queda de pressão no transporte horizontal de partículas sólidas são caracterizadas em sua quase totalidade por uma natureza semi empírica^[1]. Deve-se isso à dificuldade de se obter a integração do sistema formado pelas equações básicas de conservação da massa e da quantidade de movimento para sistemas particulados, quando aplicadas de modo a descrever este fenômeno. Os principais obstáculos à solução do sistema consistem na determinação dos perfis de concentração e de velocidades do fluido e das partículas, da força resistiva resultante da interação sólido-fluido e das tensões no fluido e no sólido. Neste trabalho, propõe-se uma formulação que através de hipóteses constitutivas sobre alguns termos das equações da conservação da quantidade de movimento e das suposições de Gandhi^[2] referentes aos perfis de concentração e velocidade, permite obter com auxílio da definição da concentração média local na seção transversal do tubo, uma solução aproximada para a queda de pressão da mistura.

2. Fundamentos Teóricos

As equações que exprimem as leis de conservação para fluidos e partículas são bem conhecidas, sendo utilizadas por vários autores na descrição de processos que envolvem o conceito de Mistura da Mecânica do Contínuo. As bases dessa teoria foram lançadas por Truesdell^[3] e generalizada por Kelly^[4], sendo Crochet e Naghdi^[5] os primeiros a aplicar nos fenômenos de escoamento em meios porosos e Davidson e Harrison^[6] no tratamento de leitos fluidizados. Seguindo a mesma linha de idéias desses autores, as equações diferenciais de conservação da massa e da quantidade de movimento podem ser escritas como se segue:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon) + \text{div} (\rho \epsilon \underline{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \epsilon \left[\frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + (\text{grad} \underline{u}) \underline{u} \right] = -\text{grad} p + \text{div} \underline{\tau} - \underline{m} + \rho \underline{g} \quad (2)$$

para o sólido:

$$\frac{\partial}{\partial t} |(1-\epsilon)\rho_s| + \text{div} |\rho_s(1-\epsilon)\underline{v}| = 0 \quad (3)$$

$$\rho_s(1-\epsilon) \left| \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\text{grad} \underline{v}) \underline{v} \right| = \text{div} \underline{\tau}_s + m + (1-\epsilon)(\rho_s - \rho)g \quad (4)$$

Nestas equações,

\underline{u} e \underline{v} - velocidades intersticiais de fluido e sólido

ϵ - porosidade do sistema

p - pressão no fluido

$\underline{\tau}$ - tensão extra no fluido

$\underline{\tau}_s$ - tensão no sólido

\underline{m} - força resistiva exercida pelo fluido sobre o sólido

ρ e ρ_s - massas específicas do fluido e do sólido

g - força gravitacional por unidade de massa

Façamos em seguida a hipótese que $\underline{\tau}$, m e $\underline{\tau}_s$ sejam para um dado sistema partículas-fluido, funções da velocidade relativa $\underline{u} - \underline{v}$ e da porosidade ϵ :

$$\underline{\tau} = \underline{F}(\underline{u} - \underline{v}, \epsilon) \quad (5)$$

$$\underline{m} = \underline{h}(\underline{u} - \underline{v}, \epsilon) \quad (6)$$

$$\underline{\tau}_s = \underline{G}(\underline{u} - \underline{v}, \epsilon) \quad (7)$$

Para o caso de meios isotrópicos, a verificação da invariança às mudanças de referencial, leva à conclusão que \underline{F} , \underline{h} e \underline{G} devem ser funções isotrópicas. Teoremas de representação para essas funções conduzem aos resultados:

$$\underline{\tau} = \alpha_1 (|\underline{u} - \underline{v}|, \epsilon) \underline{1} + \alpha_2 (|\underline{u} - \underline{v}|, \epsilon) \left| (\underline{u} - \underline{v}) \otimes (\underline{u} - \underline{v}) \right| \quad (8)$$

$$\underline{m} = \beta (|\underline{u} - \underline{v}|, \epsilon) (\underline{u} - \underline{v}) \quad (9)$$

$$\underline{\tau}_s = \gamma_1 (|\underline{u} - \underline{v}|, \epsilon) \underline{1} + \gamma_2 (|\underline{u} - \underline{v}|, \epsilon) \left| (\underline{u} - \underline{v}) \otimes (\underline{u} - \underline{v}) \right| \quad (10)$$

O conhecimento que temos sobre a tensão $\underline{\tau}$ é bastante limitado. Telles e Fernandes^[7] mostraram que no escoamento de fluidos newtonianos através de um meio poroso rígido a função α_2 é praticamente nula, não se conhecendo ainda um esquema experimental que permita avaliar a função α_1 . Quando $\underline{u}-\underline{v}$ é uniforme, tem-se dentro da hipótese constitutiva (5), que $\text{div } \underline{\tau} = 0$.

Para a força resistiva \underline{m} , uma representação clássica da equação (8) é a forma quadrática:

$$\underline{m} = \frac{\epsilon\mu}{k} \left[1 + \frac{\epsilon c \sqrt{k} \rho \|\underline{u}-\underline{v}\|}{\mu} \right] (\underline{u}-\underline{v}) \quad (11)$$

onde k é a permeabilidade do meio, μ a viscosidade do fluido e c um parâmetro adimensional que depende apenas das características geométricas do meio poroso. Os parâmetros k e c podem ser obtidos através de medidas em fluidização homogênea e sedimentação. Formas simplificadas que satisfaçam aos resultados experimentais de Barnea e Mizrahi^[8] e de Merthes e Rhodes^[9] para sistemas de porosidades elevadas ($\epsilon > 0,60$), são:

$$k = \frac{\epsilon^2 d_p^2}{18(1-\epsilon) \left[1 + (1-\epsilon)^{1/3} \right] e^{\frac{1-\epsilon}{0,6\epsilon}}} \quad (12)$$

$$e \quad c = \frac{0,8(1-\epsilon)^{1,26}}{\epsilon^4 d_p} \sqrt{k} \quad (13)$$

onde d_p é do diâmetro médio da partícula.

As informações que temos sobre $\underline{\tau}_S$ limita-se a algumas especulações. Na equação (4), uma análise da componente na direção do escoamento mostra que num escoamento horizontal sem aceleração, o termo $\text{div } \underline{\tau}_S$ não pode ser nulo, pois este resultado implica em $\underline{m} = 0$. Utilizando os componentes r e θ dessa mesma equação, e com as suposições:

$$\epsilon = \epsilon(r, \theta)$$

$$u_z = \bar{u}_z(r, \theta) \quad (\text{coordenadas cilíndricas}) \quad (14)$$

$$v_z = \bar{v}_z(r, \theta)$$

$$u_\theta = v_\theta = u_r = v_r = 0$$

resulta que o termo isotrópico $\gamma_2(|\underline{u}-\underline{v}|, \epsilon)$ da equação (10) é diferente de zero, pois a consideração de $\tau_s = \gamma_1(|\underline{u}-\underline{v}|, \epsilon)$ implica em \underline{m} constante, o que está em desacordo com os fatos experimentais, que indicam $m = m(r, \theta)$. Devido à falta de conhecimento que temos sobre τ_s , utilizaremos apenas as equações (1), (2) e (3) acopladas a um modelo dos perfis de concentração e velocidades e à definição da concentração média local, para obter a queda de pressão total no escoamento da mistura sólido-líquido.

3. Formulação do Modelo

Da equação (2) tem-se para o escoamento estabelecido na direção axial z de um tubo horizontal, dentro das hipóteses formuladas:

$$0 = \frac{\partial p}{\partial z} - m_z \quad (15)$$

Admitindo que a queda de pressão devida à força resistiva sólido fluido é a diferença entre a queda de pressão total e a do fluido escoando isoladamente, temos a forma integrada da equação do movimento:

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_T - \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f = \frac{1}{A} \int_A m_z \, dA \quad (16)$$

Para o duto circular do raio R e com \underline{m} dado por (11), temos:

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_T - \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \left[\frac{\mu \epsilon}{k} (u-v) + \frac{c \rho \epsilon^2}{\sqrt{k}} (u-v)^2 \right] r \, dr \, d\theta \quad (17)$$

A forma integrada das equações de conservação da massa para fluido e sólido são respectivamente:

$$W_f = \rho \int_0^R \int_0^{2\pi} u e r dr d\theta \quad (18)$$

$$W_s = \rho_s \int_0^R \int_0^{2\pi} v(1-\epsilon) r dr d\theta \quad (19)$$

Para os perfis de ϵ , v e u , faremos uso das suposições de Gandhi ^[2]:

$$\epsilon = 1 - \alpha_0 e^{-\frac{z}{R} \cos \theta} \quad (20)$$

onde

$$z = \frac{V_\infty}{a \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} = \frac{V_\infty}{a \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_T \cdot \frac{R}{2\rho}}}$$

sendo V_∞ a velocidade de sedimentação da partícula isolada e a uma constante empírica,

$$\begin{aligned} v &= u - b & 0 < \theta < \frac{\pi}{2}; & \frac{3\pi}{2} < \theta < 2\pi \quad (b \text{ é constante}) \\ v &= u & \frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2} \end{aligned} \quad (21)$$

e u dado pelo perfil turbulento:

$$u = V_c \left[1 - \frac{r}{R} \right]^{1/7} \quad (22)$$

4. Solução Aproximada

Uma solução aproximada consiste na utilização da equação:

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f - \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f = \frac{\mu \bar{\epsilon}}{k} (\bar{u} - \bar{v}) + \frac{\bar{c}_p \bar{\epsilon}^2}{\sqrt{k}} (\bar{u} - \bar{v})^2 \quad (23)$$

em lugar da equação (17), onde $\bar{\epsilon}$ corresponde à média na seção transversal do tubo do perfil de ϵ dado por (20), e \bar{u} e \bar{v} obtidos de (18) e (19) através da definição de $\bar{\epsilon}$:

$$\bar{u} = \frac{W_f / \rho_f}{\pi R^2 \bar{\epsilon}} \quad (24)$$

$$\bar{v} = \frac{W_s / \rho_s}{\pi R^2 (1 - \bar{\epsilon})} \quad (25)$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \epsilon r \, dr \, d\theta \quad (26)$$

Nessas equações, $(\frac{\Delta P}{L})_T$ fica conhecido se determinarmos $\bar{\epsilon}$ para valores conhecidos de W_f e W_s de um determinado sistema.

Utilizando a definição da concentração da mistura descarregada:

$$C_v = \frac{\frac{W_s / \rho_s}{\rho_s} + \frac{W_f}{\rho_f}}{\frac{W_s / \rho_s}{\rho_s} + \frac{W_f}{\rho_f}} \quad (27)$$

é da velocidade da mistura:

$$V_M = \frac{\frac{W_s}{\rho_s} + \frac{W_f}{\rho}}{\pi R^2} \quad (28)$$

Tem-se a partir da equação (19):

$$C_v = \frac{1}{\pi R^2 V_M} \int_0^{2\pi} \int_0^R v(1-\epsilon) r \, dr \, d\theta \quad (29)$$

Introduzindo os perfis, v e u dados pelas equações (20), (21) e (22), tem-se com $V_c = 1,225 \bar{u}$, e do quociente entre (26) e (29), que:

$$\frac{1-\bar{\epsilon}}{C_V} = \left\{ 1,225 \frac{\vartheta(Z)}{\Psi(Z)} \frac{1-\bar{\epsilon}}{C_V} \frac{\bar{u}-\bar{v}}{V_m} \left[\frac{1}{2} - \frac{\Psi_1(Z)}{\Psi(Z)} \right] \right\} \quad (30)$$

onde $\vartheta(Z)$, $\Psi(Z)$ e $\Psi_1(Z)$ são os desenvolvimentos em série $Z = \frac{V_\infty}{a \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_T \cdot \frac{R}{2\rho}}}$ obtidos nas integrações após a substituição:

$$e^{Z \frac{r}{R} \cos \theta} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(Z \cos \theta)^m}{m!} \left(\frac{r}{R}\right)^m \quad (31)$$

obtendo-se:

$$\Psi(Z) = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2Z^{2m}}{(2m+2) [(2m-2) \dots 2]^2} \quad (32)$$

$$\vartheta(Z) = \frac{2}{(1+\frac{1}{\gamma})(2+\frac{1}{\gamma})} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2Z^{2m}(2m+1)!}{(1+\frac{1}{\gamma})(2+\frac{1}{\gamma}) \dots [(2m+2+\frac{1}{\gamma}) 2m(2m-2) \dots 2]} \quad (33)$$

$$\Psi_1(Z) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2Z^{2m-1}}{(2m+1) [(2m-1)(2m-3) \dots 1]^2} \quad (34)$$

Desse modo, $\bar{\epsilon}$ pode ser determinado com a solução numérica da equação (30) combinada em um processo iterativo com as equações (23), (24) e (25), sendo $\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_T$ calculado a partir da equação (23) com \bar{k} e \bar{c} obtidos das equações (12) e (13) com $\epsilon = \bar{\epsilon}$.

Nessa solução utilizamos para a constante a , o valor 0,40, que nos parece mais compatível com o valor atribuído à constante de Von-Karman na distribuição de porosidades, segundo Thomas^[10] e Govier e Aziz^[11].

5. Simulação de um Sistema de Transporte

Com a formulação proposta podemos simular o cálculo de um sistema de transporte hidráulico. Na figura 1 são apresentados os resultados obtidos no escoamento de uma mis-

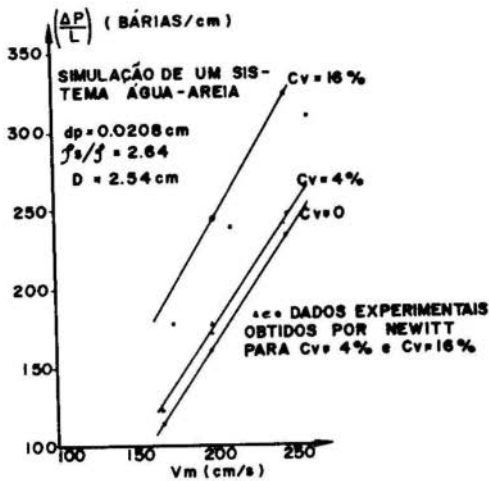


FIG.(1) COMPARAÇÃO DO MODELO COM ALGUNS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

tura água-areia numa tubulação 1 polegada de diâmetro, a duas concentrações volumétricas constantes do descarregado: $C_V = 4\%$ e $C_V = 16\%$. Os cálculos foram realizados para velocidades superiores à crítica, onde não há a formação de depósito de sólidos. Tem-se na ordenada a queda de pressão total da mistura e na abcissa a velocidade V_M . Como referência é mostrada também a curva correspondente ao escoamento do fluido puro ($C_V = 0$), e alguns resultados experimentais obtidos por Newitt et al¹².

6. Conclusões

Neste trabalho propomos uma formulação matemática para o cálculo da queda de pressão no transporte hidráulico horizontal de misturas sólido-líquido. Com o modelo proposto procuramos reduzir o caráter empírico que caracteriza os tratamentos usualmente dados a esse assunto. A verificação experimental da formulação proposta deverá ser realizada, utilizando-se dados para vários sistemas onde sejam conhecidos os valores de $\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_T$, $\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f$, W_S e W_F para um dado tipo

de partícula, diâmetro do tubo e do fluido.

Bibliografia

- [1] Thornton, W.A., The Hydraulic Transport of solids in Pipes, a bibliography. Publ. B.H.R.A., (1970).
- [2] Ghandi, R.L., An Analysis of Hold-up Phenom. in Slurry Pipelines. Proceedings of Forth International Conference on the Hydraulic Transport of Solids in Pipes, pp. A3-33, (1976).
- [3] Truesdell, C., Sulle basi della Termodinamica. Rend.Accad.Lincei, Vol. 22, pp.33 e 158, (1957).
- [4] Kelly, P.D., A Reacting Continuum, Int.J. Engng. Sci., vol.2, pp.129, (1964).
- [5] Crochet, M.J. e Naghdi, P.M., Constitutive Equations for flow through an Elastic Solid, Int. J.Engng.Sci, vol.4, pp. 383, (1966).
- [6] Davidson, J.F. e Harrison, D., Fluidization, Academic Press, London, (1971).
- [7] Telles, A.S. e Fernandes, R.C., Normal Stress in Flow through Porous Media, 43rd. Annual Meeting of Society of Theology, Cincinatti, (1973).
- [8] Barnea, E. e Mizrahi, J., A Generalized Approach to the fluid dynamics of particulated systems, Part I. The Chem.Eng.J., vol.5, pp.171, (1973).
- [9] Merthes, T.S. e Rhodes, H.B., Chem.Eng.Progr., vol. 51, pp.249 (1955):
- [10] Thomas, D.G., Transport Characteristics of Suspensions, part VI, AICHE Journal, vol.8, nº3, pp.373, (1962).
- [11] Govier, G.W., e Aziz, K., The Flow of Complex Mixtures in Pipes, Van Nostrand Reinhold Co., New York, (1972).
- [12] Newitt, D.M., Richardson, J.F., Abbott, M., Turtle, R.B., Trans.Inst .Chem.Enges., vol.33, pp.93, (1955).



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-06

P.P. 115-125

ASYMPTOTIC EXPANSION OF NAVIER-STOKES EQUATIONS
FOR LOW REYNOLDS FLOW PAST A PARTICLE

P. Vasseur and L. Robillard

Professors of Dept. of Civil Engineering,
Ecole Polytechnique, Montreal, Canada.

SUMMARY

Singular perturbation techniques are used to calculate the migration velocity of a particle sedimenting, at low Reynolds numbers, in a stagnant fluid bounded by two infinite vertical plane walls. The migration phenomenon is studied experimentally by recording the trajectory of a spherical particle settling through a viscous fluid bounded by parallel vertical plane walls. The experimentally determined migration velocities agree well with those predicted by the present theory.

SOMMAIRE

La vitesse de migration d'une particule sphérique sédimentant, à des nombres de Reynolds faibles, dans un fluide au repos bordé par deux murs plans infinis a été calculée en utilisant la technique de perturbations singulières. Ce phénomène de migration a été étudié expérimentalement en mesurant la trajectoire d'une particule sphérique sédimentant dans un fluide visqueux bordé par des murs verticaux plans. Les vitesses de migration ainsi mesurées concordent de façon satisfaisante avec les vitesses prédites par la théorie.

1. Introduction

Existing theories for the behaviour of a spherical particle settling, at small Reynolds numbers, in a viscous fluid bounded by vertical plane walls are based on the creeping motion equations [1,2]. Although these analyses are able to predict the rotation of and the drag on the particle, they fail to reveal the presence of any force tending to move the particle towards or away from the wall. The absence of such a lift force is a characteristic of the creeping-motion equations and results from the neglect of fluid inertia in the basic equations of motion [2]. An attempt to obtain corrections for the inertial effects using the Oseen equations was made by Faxén [1]. However, using the Oseen equations to estimate inertial effects to $O(\text{Re})$ (where Re is the Reynolds number) has been criticized by Proudman & Pearson [3] because these equations do not give the correct asymptotic behaviour of the Navier-Stokes equations to this order in Re .

In this paper, the horizontal migration due to fluid inertia of a spherical particle sedimenting in a stagnant fluid bounded by two infinite vertical plane walls is considered using the method of matched asymptotic expansions. An understanding of such particle migration is important in many branches of engineering and technology. The transport of solid particles by fluid through pipelines, capillary tube viscometry, the deposition of suspended materials on solid surfaces, the flow of dissolved macromolecules, reinforcing particles in polymer melts, fibre suspensions in paper making, rock crystals in molten lavas and red cells and other bodies in blood are a few examples where the migration phenomena are known to occur. Although the majority of the processes where migration is an important factor involve multi-particle suspensions, research on single particle systems is a logical place to start before attempting the more complicated systems referred above.

The aim of the present paper is to describe a combined theoretical and experimental study on the migration of solid spherical particles in a viscous fluid at low Reynolds numbers.

2. Fundamental Equations

Consider the motion of a sphere of radius a , sedimenting with a constant velocity \underline{V} through an incompressible viscous fluid of density ρ and viscosity coefficient μ . The fluid is assumed to be at rest far from the sphere and bounded by a system of rigid plane walls W located at large distances from the sphere. A rectangular Cartesian co-ordinate system $(Or'_1r'_2r'_3)$ is chosen with its origin at the centre of the sphere, such that the r'_1 -direction points in the opposite direction of \underline{V} . This co-ordinate system is defined so that one of the plane walls coincides with the co-ordinate plane $r'_1r'_2$ the other plane wall being located at a position $r'_3 = \ell$. The sphere centre is assumed to be at a position $r'_3 = d$ (figure 1). In this co-ordinate system the flow is steady and has the velocity $(V,0,0)$ at infinity and on W . At the surface of the sphere and at the walls W , the velocity field satisfies the no slip condition. The sphere is allowed to rotate with an angular velocity $\underline{\omega}'$.

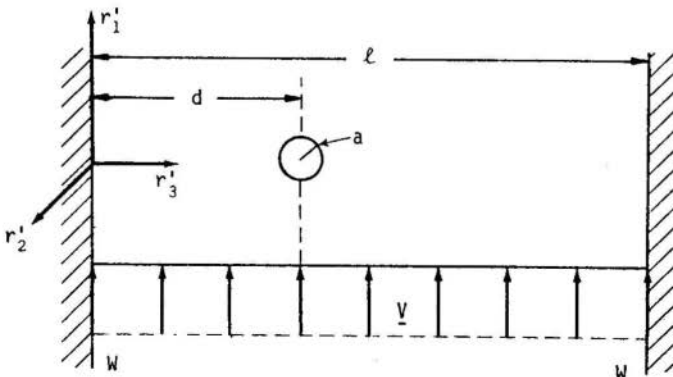


Fig.1. Definition sketch for movement of spherical particle between parallel plane walls

The velocity in the fluid is denoted by \underline{u}' and the pressure by p' , taking the pressure at infinity to be zero. Thus the variables \underline{u}' and p' satisfy the steady state Navier-Stokes and continuity equations, subject to the no slip boundary condition on the sphere and wall surfaces and appropriate boundary conditions at infinity.

the equations of motion for the fluid are

$$\mu \nabla'^2 \underline{u}' - \nabla' p' = \rho (\underline{u}' \cdot \nabla') \underline{u}' \quad (1)$$

$$\nabla' \cdot \underline{u}' = 0 \quad (2)$$

and the boundary conditions are

$$\begin{aligned} \underline{u}' &\sim \underline{V} && \text{as } r' \rightarrow \infty \\ \underline{u}' &= \underline{V} && \text{on } W \\ \underline{u}' &= \underline{\omega}' \times \underline{r}' && \text{on } r' = a \end{aligned} \quad (3)$$

where $r' = |\underline{r}'|$

We seek the solution \underline{u}' and p' from Eqs. (1) and (2), subject to the boundary conditions, Eq. (3), in terms of perturbation expansions in Re valid for small values of Re . Hence it is assumed that

$$Re \ll 1 \quad (4)$$

Such a solution can be obtained by using the method of matched asymptotic expansions [3]. In this technique two regions of expansions are considered; an inner region (i.e. the region surrounding the particle where the inner expansion is valid) where viscous effects are dominant and an outer region (i.e. the region where the outer expansion is valid) where both viscous and inertial effects are im-

portant. In the present problem it is possible to locate the walls either in the inner region or in the outer region and depending on this choice two different situations arise. In this paper the case where the solid boundaries are located at large distances from the sphere has been considered so that they lie in the outer region of expansion.

By applying the technique developed in reference [3] it may be shown that, in the present problem, the migration velocity of the particle \underline{v}'_l is given by

$$\begin{aligned} \underline{v}'_l = \frac{3}{2\pi} V \operatorname{Re} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{ik_1}{p} \left\{ \cosh [(t+q)d^*] - \cosh [t-q)d^*] \right. \\ \left. + \cosh [(t-q)(l^*-d^*)] - \cosh [(t+q)(l^*-d^*)] \right. \\ \left. + \sinh (ql^*) \sinh [t(l^*-2d^*)] \right. \\ \left. + \sinh (tl^*) \sinh [q(l^*-2d^*)] \right\} dk_1 dk_2 \end{aligned} \quad (5)$$

where

$$p = \left\{ 4tq - (t+q)^2 \cosh [(t-q)l^*] + (t-q)^2 \cosh [(t+q)l^*] \right\}$$

$$d^* = \frac{dV}{v} \quad l^* = \frac{lV}{v}$$

$$q \equiv \sqrt{k_1^2 + k_2^2} \quad t \equiv \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + ik_1}$$

$i \equiv$ imaginary number

For the special case of a sphere lying midway between the two plane walls (i.e. $l = 2d$), the integrand in (5) reduces to zero and the sphere experiences no lift force as expected. In general, however, the integral appearing in (5) cannot be determined analytically and a numerical procedure must be used. Such a numerical evaluation has been performed on an IBM 360 computer, the results obtained being presented in figure 2, where the migration velocity normalized with respect to $V \operatorname{Re}$ is plotted as a function of the variable $d^* = dV/v$ for different values of the parameter $(d^*/l^*) = (d/l)$,

i.e. for different positions of the spherical particle relative to the walls. Only the values of (d/ℓ) between 0 and 0.5 are shown in this graph since the motion of the particle is symmetrical about $(d/\ell) = 0.5$. The positive values of v'_ℓ/VRe imply that the particle moves away from the walls until it reaches an equilibrium position midway between the two plane walls. It is noted that for small values of d^* (i.e. $d^* < 0.2$) the lift velocity tends to a constant for each value of (d/ℓ) .

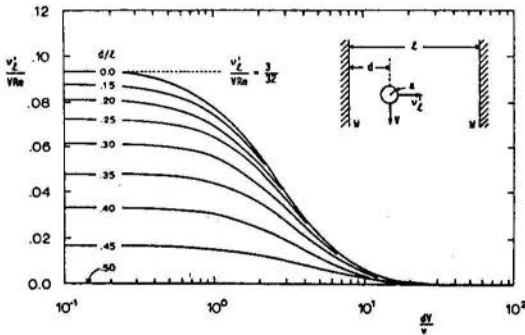


Figure 2. Lift velocity v'_ℓ experienced by a spherical particle sedimenting in a fluid bounded by two vertical plane walls.

The migration velocity experienced by a spherical particle sedimenting in a fluid bounded by a single plane wall (i.e. $(d/\ell) = 0$) has been studied by Cox & Hsu (4) on the basis of a completely different theory. It was assumed, in their analysis, that the particle was located close enough to the wall to be inside the inner region of expansion. Their result, namely $v'_\ell/VRe = \frac{3}{32}$, is shown in this graph and is seen to be valid for values of $d^* < 0.2$ only.

3. Experimental and Comparisons

The radial migration phenomenon was studied by observing the trajectory of singlerigid spherical particles released into a stagnant, Newtonian fluid bounded by parallel vertical

plane walls.

The test section used for this purpose consisted of a transparent, 9 feet long, vertical duct, with a rectangular internal cross-section of size 1.2 in. (between the narrowly spaced walls) by 7.5 in. (between the widely spaced walls) resulting in an aspect ratio of 6. With such an aspect ratio the effects of the two widely spaced walls on the particle were expected to be negligible.

The particle when placed in the mid-plane between the widely spaced walls was observed to remain in the mid-plane while it migrated towards or away from the narrowly spaced walls. At various positions along the length of the channel, a set of hairlines lightly etched on the inside front surface of the channel aided in locating particles in the narrow direction. These hairlines were coloured with indelible ink for improved visibility.

The fluid in the test solution consisted of 69.7% glycerol and 30.3% distilled water by weight, resulting in a specific gravity of 1.181. Because the viscosity of the test fluid is sensitive to temperature changes as near isothermal conditions as can be achieved are required within the test section. In the present study this was done by circulating water in a cooling jacket surrounding the test section. This resulted in a nearly uniform temperature of the test fluid which was measured directly with thermometers located at the top and at the bottom of the test section. Further it was found that the variation of temperature during an experiment was negligible.

The five spherical resin particles used in the experiments were selected from a mixture of particles of different sizes. The diameter of the particles, ranging from 2.47×10^{-2} in. to 4.4×10^{-2} in., was determined from micrometer measurements across fifty different diameters for each particle. All particles were soaked for several weeks before

use to avoid diameter changes accompanying their swelling resulting from water absorption.

The trajectory of the particle was recorded by a camera travelling along vertical I-beams (7feet long) parallel to the duct thus permitting the shaft-driven camera mount to follow the particle over the entire length of the test section. Using two $\frac{1}{16}$ h.p., 250r.p.m. electric motors connected to the driving shaft by a 2:1 gear reduction unit, camera speeds of 0 to 0.01 ft/s could be obtained. By matching the camera speed to that of particle in the section, the latter can be maintained in the centre of the field of view and examined for as long as was desired. Limit switches were used to reverse the direction of the camera at each end of its travel.

The particle motion was analysed by projecting the slides onto a screen a constant magnification factor of 14.5 being achieved. Particle trajectories and velocities were determined from successive slide measurements.

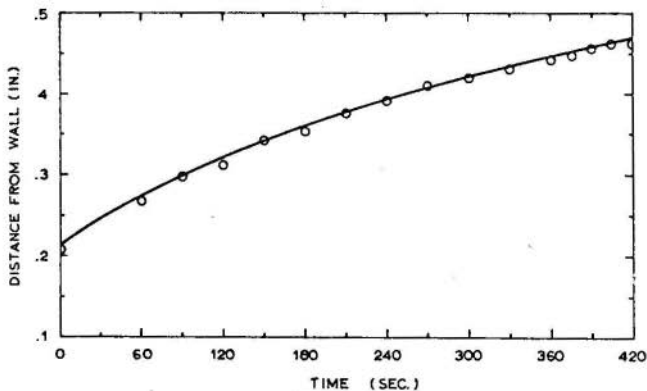


Figure 3. Experimentally observed position of sphere:

$$v = 1.75 \times 10^{-4} \text{ ft}^2/\text{s}, \quad a = 0.0311 \text{ in.}, \\ V = 6.28 \times 10^{-3} \text{ ft/s}, \quad Re = 0.093$$

A few examples of the experimental data obtained in this

study are shown graphically in figure 3. This graph is a typical plot of the radial position of a particle from the wall, in inches, as a function of time, in seconds, for various experimental conditions. Solid line represents smooth curves drawn through the experimental points. This plot clearly indicates the migration phenomenon and it is seen that the migration, which is relatively large near the wall, decreases rapidly as the particle approaches the axis of the test section.

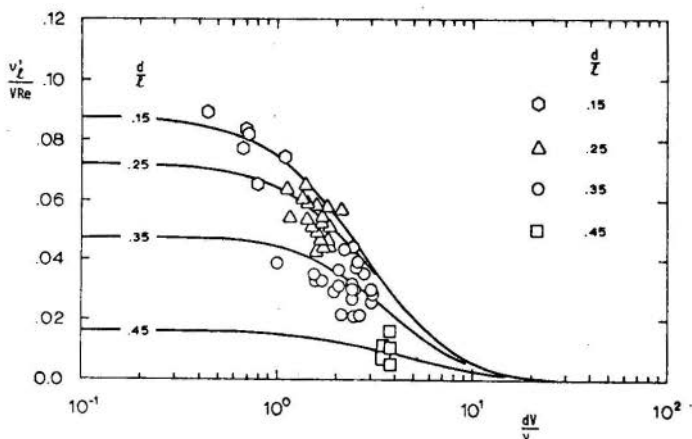
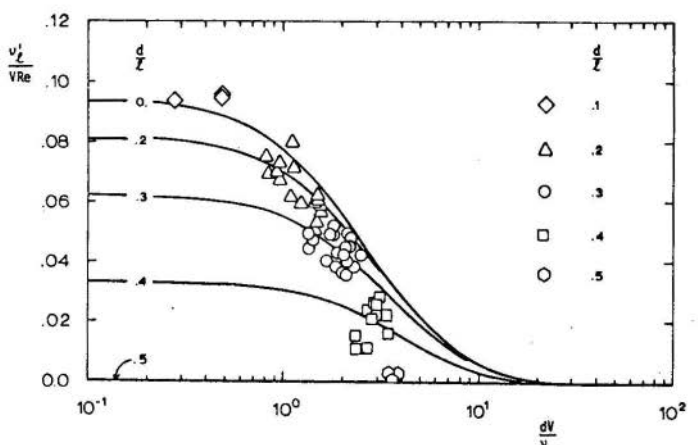


Figure 4. Migration velocity versus position for the sedimenting spherical particle.

Migration velocities were calculated from the trajectory data obtained in the experimental investigation by numerically fitting a curve through consecutive points on the radial position-time diagram and evaluating the slope of this curve. In this manner the radial velocity of the particles was calculated as a function of time. Then from the plots of the radial position versus time, it is possible to obtain the migration velocity as a function of the radial position. Typical results are presented in figure 5, in which the calculated migration velocity v'_λ , normalized with respect to VRe , is presented as a function of the dimensionless distance between the wall and the particle centre d^* . (dV/v) for various values of the ratio (d/ℓ) of the distance between the particle centre and the wall and the distance between the two walls. The theoretically predicted curves appear on the plots as solid lines and it is seen that the theoretically predicted values of the migration velocity v'_λ agree well with the measured values.

4. Conclusions

For an isolated sphere sedimenting in a fluid bounded by two vertical plane walls it was found that:

- 1- the particle migrates away from the walls until it reaches an equilibrium position mid-way between the walls;
- 2- the experimental study of the migration of rigid spherical particles sedimenting in a stagnant viscous fluid, although not extensive, provides new information about the migration phenomena. The observed migration rates, obtained by measuring the trajectories of the particles, are found to be in good agreement with those predicted by the present theory. The discrepancy between the theory and the experiments, observed in the vicinity of the wall, is due to the fact that the present theory is not expected to be valid when the particle is too close to the wall when the required condition $a/d \ll 1$ is not satisfied.

5. Acknowledgments

This work was supported by the National Research Council under Grant no A-9201.

6. References

- [1] Faxen, H., "Der Widerstand gegen die Bewegung einer starren Kugel in einer zähen Flüssigkeit, die zwischen zwei parallelen ebenen Wänden eingeschlossen ist", Ann. Phys., 68, 1924, pp. 89-118.
- [2] Bretherton, F.P., "The Motion of Rigid Particles in a Shear Flow at Low Reynolds Number", J. Fluid Mech., 14, 1962, pp. 284-304.
- [3] Proudman, I. and Pearson, J.R.A., "Expansions at Small Reynolds Numbers for the Flow Past a Sphere and a Circular Cylinder", J. Fluid. Mech., 2, 1957, pp. 237-262.
- [4] Cox, R.G. and Hsu, S.K., "Migration of Sphere Near a Plane Wall", unpublished.

ANAIS



COBEM 79
 V CONGRESSO BRASILEIRO DE
 ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

PROCEEDINGS



TRABALHO TÉCNICO
 TECHNICAL PAPER

N.º AT-07

p.p. 126-135

A ESTRUTURA DE UMA CAMADA LIMITE SÔBRE UMA PAREDE RUGOSA
 COM INJEÇÃO E TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Marcos M. Pimenta

Professor Assist. Dr. do

Departamento de Engenharia Mecânica da
 Escola Politécnica da Universidade de
 São Paulo - Brasil

SUMÁRIO

Uma superfície rugosa, regular e determinística foi testada para velocidades variando de 10 a 40m/s, com e sem injeção. A camada limite que se desenvolve apresenta comportamento completamente rugoso, identificado pela similitude em escalas locais. Estas características aparecem no número Stanton, coeficientes de atrito, velocidades e temperaturas médias, quantidades turbulentas. Comprimentos de mistura e números de Prandtl turbulento são modelados com formulações simples. Injeção é caracterizada pelo seu efeito de aumentar a rugosidade relativa.

SUMMARY

A regular, deterministic, rough surface was tested at velocities from 10 to 40m/s, with and without blowing. The developed boundary layer presents a fully rough behavior, identifiable by local scales similarity. These characteristics show up in terms of Stanton numbers, friction factors, mean velocities and temperatures, turbulent quantities. Mixing lengths and turbulent Prandtl numbers can be modelled by simple equations. Blowing is characterized by its effect of enlarging the relative roughness.

1. Introdução

Existem várias aplicações de importância para a engenharia nas quais ocorre transferência de calor de ou para uma superfície rugosa e permeável: revestimentos porosos de câmaras de combustão, pás de turbinas resfriadas por meio de injeção, nariz de veículos espaciais que retornam a atmosfera. A transferência de calor em cada caso é determinada pelas distribuições de velocidade e temperatura e pelos mecanismos de transporte dentro da camada limite. Estes são influenciados pela rugosidade da superfície e pela injeção através da parede.

Cálculos das perdas por atrito e da taxa de troca de calor podem ser feitos em qualquer um de diferentes níveis: correlações, métodos integrais ou métodos diferenciais. Correlações e métodos integrais são extensivamente discutidos por Dvorak [1], Healy [2], Jayatilake [3], Pimenta [4], [5], [6]. Atualmente ênfase é dada ao desenvolvimento de métodos diferenciais. As equações de conservação, com auxílio de equações fenomenológicas para descrever os processos de transporte na camada limite, são resolvidas e produzem valores em diferentes níveis: coeficientes de atrito, taxa de calor, perfis de velocidade, de temperatura, de quantidades turbulentas. Durante os cálculos das variáveis de interesse no fenômeno, as informações de maior nível são utilizadas como meio de se verificar o andamento dos cálculos.

Na formulação de equações fenomenológicas dois fatores favorecem o seu sucesso: - dados experimentais de boa qualidade tanto dos detalhes do campo hidrodinâmico quanto do campo térmico; - controle preciso dos parâmetros do escoamento durante as determinações experimentais que favoreçam estruturas mais simples. Os estudos experimentais dos efeitos de rugosidade na transferência de calor em camadas limite turbulentas na Universidade de Stanford, California, buscam atender estes fatores.

Pimenta [4] mostrou a existência de um estado completamente rugoso de uma camada limite turbulenta, que tem características bem diferentes do caso de paredes lisas. O escoamento é independente do número de Reynolds e completamente determinado pelas escalas locais do mesmo. Este elevado grau

de similitude local torna-o estruturalmente menos complexo do que o escoamento sobre placas lisas. Rugosidade aumenta os coeficientes de atrito e os números de Stanton. Injeção reduz a tensão de cisalhamento τ_o , o coeficiente de atrito C_f e a velocidade de atrito ($\sqrt{\tau_o/\rho}$). O número de Reynolds rugoso Re_{kS} apesar de, aparentemente, ser reduzido pela injeção não há tendência de reversão do escoamento a comportamento tipo placa lisa: o estado completamente rugoso permanece.

Pimenta [4], [6], [7] observou que a rugosidade relativa é aumentada pela injeção, devido ao campo de pressões induzido em torno das protuberâncias.

As experiências aqui reportadas permitem formular equações para descrever os processos de transporte, via comprimento de mistura ou energia cinética turbulenta.

2. Equipamentos Experimental

Testes foram realizados num tunel de vento fechado e com velocidade variável, utilizando ar nas condições atmosféricas tanto na corrente principal quanto no fluido injetado. A seção de testes tem 0,5 m de largura, 0,1 m de altura e 2,44 m de comprimento. A parede superior pode ser ajustada para manter pressão estática uniforme, a parede inferior é a placa de testes. Esta consiste de 24 placas com 0,1m x 0,46m, cuja superfície porosa é regular e determinística, feita de pequenas esferas de cobre soldadas num arranjo compacto ($2r = 1,27\text{mm}$). Para maiores detalhes ver Healy [2].

Velocidades e temperaturas médias, quantidades turbulentas, e flutuações de temperatura foram medidas por meio de anemômetros a fio quente, utilizando-se um fio horizontal (V , T , $\overline{u'^2}$, $\overline{\tau'^2}$ e $\overline{u't'}$) e um fio inclinado (45°) e rotativo ($\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{v't'}$). O mesmo instrumento foi usado para medidas de velocidade e temperatura por meio de anemômetro de temperatura constante e anemômetro de corrente constante. As técnicas de calibração da instrumentação, de ajustamento de curvas, de interpretação dos sinais medidos são analisados em [4].

3. Similitude local do estado completamente rugoso.

O alto grau de similitude baseado em escalas locais é comprovado pelos dados experimentais.

Figura 1 mostra o coeficiente de atrito, $C_f/2$, e o número de Stanton, St , com ou sem injeção ($F = \dot{m}''/\rho_\infty U_\infty$) em função das coordenadas completamente rugosas δ_2/r e Δ_2/r , respectivamente.

Em [6] Pimenta comprovou a similitude local por meio das correlações:

$$\frac{St}{St_0} \Big|_{(\Delta_2/r)} = \left(\frac{\ln(1+Bh)}{Bh} \right)^{1,175} (1+Bh)^{0,175} \quad (1)$$

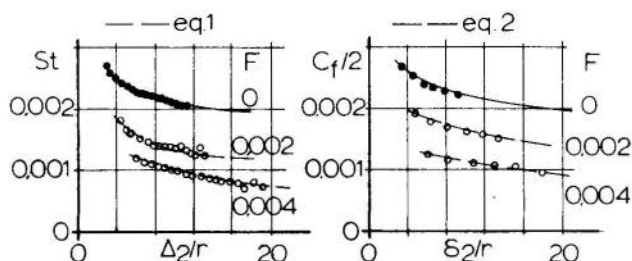


Fig.1 $C_f/2 \times \delta_2/r$ e $St \times \Delta_2/r$

onde St e St_0 são medidos para o mesmo (Δ_2/r) ,

$St_0 = 0,00317(\Delta_2/r)^{-0,175}$ corresponde ao caso $F = 0, Bh = F/St$, e

$$\frac{C_f/2}{(C_f/2)_0} \Big|_{(\delta_2/r_e)} = \left(\frac{\ln(1+B_f)}{B_f} \right)^{1,175} (1+B_f)^{0,175} \quad (2)$$

onde $C_f/2$ e $(C_f/2)_0$ são calculados para o mesmo (δ_2/r_e) ,

$(C_f/2)_0 = 0,00328(\delta_2/r)^{-0,175}$ corresponde ao caso $F = 0$,

$B_f = F/(C_f/2)$ e r_e é o raio equivalente:

$$r_e = r(1 + 0,3(B_f)^{0,5}) \quad (3)$$

Figura 2 mostra perfis de velocidade média, U/U_∞ função y/δ_2 , distância acima do topo das esferas adimensionalizada pela espessura de quantidade de movimento. Os perfis correspondem a várias velocidades e posições ao longo da placa, para casos com e sem injeção.

Para cada condição de injeção, F , os perfis são todos coincidentes.

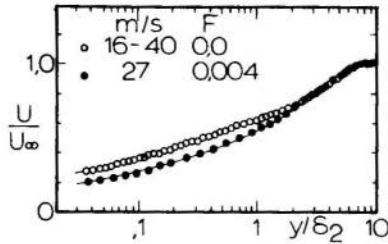


Fig. 2 U/U_∞ x y/δ_2

Figura 3 mostra perfis de temperatura média função da velocidade média no mesmo ponto. Nestas coordenadas, a mesma relação linear existe para todas velocidades e injeções. Extrapolação desta linha até $U/U_\infty = 0$ (origem virtual da parede) mostra um valor para $(T_o - T)/(T_o - T_\infty)$ de cerca de 0,1 para qualquer condição. Isto indica a existência de uma região perto da parede onde a transferência de calor é limitada se comparada com transferência de quantidade de movimento. Nesta região toda transferência de calor é feita por condução.

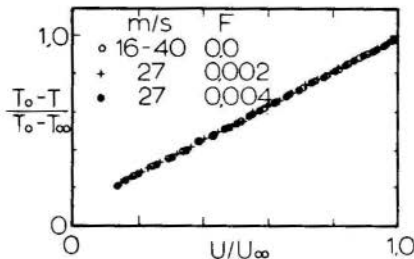


Fig. 3 Temperatura média x velocidade média.

Figura 4 mostra perfis de tensão de cisalhamento turbulento $\tau_T \propto -\overline{u'v'}$, e fluxo de calor turbulento, $q_T \propto \overline{v'T'}$, adimensionalizados por u_τ e T_τ velocidade de atrito e temperatura de atrito (ver ref. [8]). Ambos perfis são invariáveis.

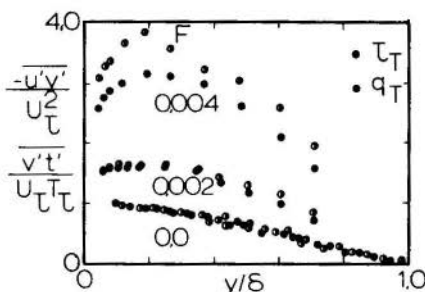


Fig.4 τ_T e q_T x y/δ

O número de Prandtl turbulento pode ser calculado diretamente de

$$Pr_t = \frac{-\overline{u'v'}}{\overline{v'T'}} \frac{\partial T}{\partial U} \quad (4)$$

Esta relação, mais $-\overline{u'v'}/\sqrt{u'^2}\sqrt{v'^2}$ e $-\overline{u'v'}/q^2$ são mostrados na fig. 5 onde se constata que não variam no estado completamente rugoso.

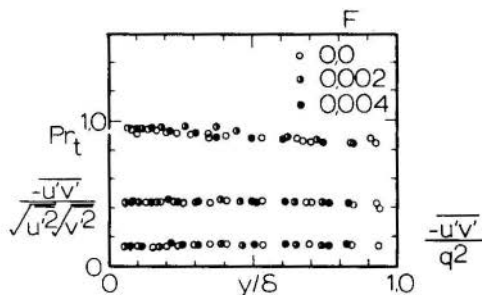


Fig.5 Pr_t e correlações turbulentas.

O número de Prandtl turbulento varia de 0,95 perto da parede a 0,85 perto da corrente livre. Nenhum valor maior

lo que 1,0 foi constatado. A variação é linear, no entanto um valor constante e igual a 0,9 é uma boa representação do seu comportamento.

4. Origem virtual e o comprimento de mistura.

Os dados reportados aqui referem-se a y medidos do topo das esferas.

Pimenta [4] mostra que sem injeção

$$U = \frac{u_{\tau}}{\kappa} \ln \left(\frac{y + \Delta y_0}{z_0} \right) \quad (5)$$

onde κ é a constante de Karman (=0,41), z_0 é uma constante e $-\Delta y_0$ a ordenada da origem virtual.

Nos casos com injeção, obtém-se

$$\frac{2}{v_0} (u_{\tau}^2 + Uv_0)^{1/2} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y + \Delta y}{z_0} \right) \quad (6)$$

onde v_0 é a velocidade de injeção.

Figura 6 mostra a determinação de Δy , na qual as equações acima são representadas utilizando-se os valores medidos e z_0 é feito constante pelo patamar mais longo.

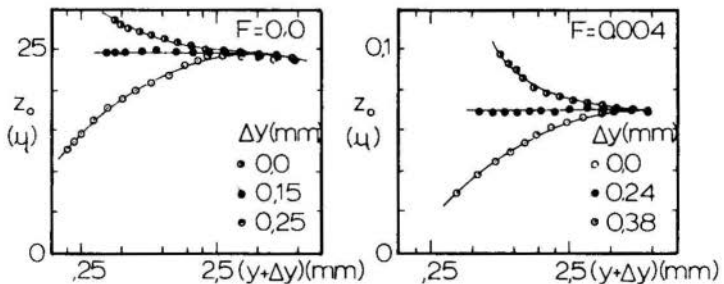


Fig.6 Determinação de Δy

Pode-se demonstrar que

$$\Delta y \text{ a rugosidade efetiva} \quad (7)$$

Aproveitando-se o conceito de Schlichting [9] a rugosidade

efetiva k deve estar relacionada com o raio das esferas (eq. (2)). Propõe-se

$$\Delta y = 0,15r_e = 0,15r(1 + 0,3\sqrt{B_f}) \quad (8)$$

Esta equação representa perfeitamente o comportamento observado na fig. 6. Os resultados obtidos nas figuras 2 e 6 foram medidos independentemente.

As tensões de cisalhamento turbulento podem ser postas na forma

$$-\overline{u'v'} = \ell^2 \left(\frac{dU}{dy} \right)^2 \quad (9)$$

definindo-se o comprimento de mistura.

Figura 7 mostra os comprimentos de mistura para diversos perfis, com ou sem injeção.

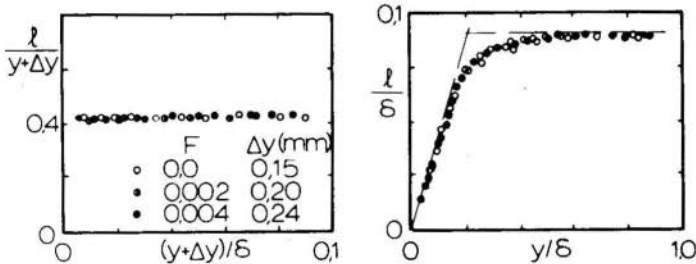


Fig. 7 ℓ função de y

Conclui-se que

$$\ell = 0,41(y + \Delta y) \quad (10)$$

onde Δy é dado por eq. (8) e vale para $(y + \Delta y) / \delta < 0,22$. Na parte externa da camada limite

$$\ell = 0,096\delta \quad (11)$$

5. Conclusões.

A análise das medidas experimentais de uma camada limite turbulenta em regime completamente rugoso, permite apro

veitar a forte similiaridade local de tipo deste escoamento e formular correlações para o campo dinâmico e térmico.

Os processos turbulentos de transporte de quantidade de movimento e calor podem ser equacionados.

O comprimento de mistura é dado por

$$\lambda = 0,41(y + \Delta y) \quad (12)$$

com $\Delta y = 0,15r(1 + 0,3\sqrt{B_f}) \quad (13)$

para $(y + \Delta y)/\delta < 0,22 \quad (14)$

e $\lambda/\delta = 0,09 \quad (15)$

na região externa.

O número de Prandtl turbulento é dado

$$Pr_t = 0,9 \quad (16)$$

Estas relações fornecem o fechamento para as equações do escoamento segundo o método diferencial.

Bibliografia

- [1] Dvorak, F.A., Calculation of Turbulent Boundary Layers on Rough Surface in Pressure Gradient. AIAA Journal 7, pp. 1752-1759 (1969).
- [2] Healzer, J.M., Ph.D. Dissertation, Dept. of Mech.Engrg. Stanford University (1973).
- [3] Jayatilleke, C.L.V., The Influences of Prandtl Number and Surface Roughness on the Resistance of the Laminar Sub-layer to Momentum and Heat Transfer, Proc., Heat Mass Transfer, vol. 1, pp. 193-329.
- [4] Pimenta, M.M., Ph.D. Dissertation, Dept. of Mech.Engrg., Stanford University (1975).
- [5] Pimenta, M.M., Coleman, H.W., e Moffat, R.J., Rough Wall Turbulent Heat Transfer with Variable Velocity, Wall Temperature and Blowing, AIAA paper nº 76-146 (1976).
- [6] Pimenta, M-M., O Comportamento Fluido-Dinâmico e Térmico de uma Camada Limite Turbulenta em Regime Completamente Rugoso com Transpiração. Anais do IV Congresso - Brasileiro de Engenharia Mecânica, Florianópolis, Dez. 1977.
- [7] Pimenta, M.M., Moffat, R.J., Stability of Flow through Porous Plates. Coalescent Jets Effects. AIAA Journal , Vol. 12, nº 10, Tech., Note, pp. 1438-1440, 1974.
- [8] Pimenta, M.M., Moffat, R.J., Kays, W.M., The Structure of a Boundary Layer on a Rough Wall with Blowing and Heat Transfer, ASME paper nº 79-HT-3, (1978).
- [9] Schlichting, H.H., Boundary Layer Theory, 6th. ed., Mc Graw-Hill, New York, (1968).

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º

A-07

P.P. 136-145

UM MÉTODO DE REPRESENTAÇÃO DE AÇÃO DE ONDA NO
ESCAPE DA TURBINA DE UM SOBREALIMENTADOR

A.C. Mendes de Sousa

Prof. Adjunto - Depto. de Enga. Mecânica
Universidade de Brasília - Brasília - Brasil
(Agora com DEEC.EC, Nuclebrás S.A. - R.J.)

SUMÁRIO

É apresentado um método de cálculo de interação de pulsos de pressão com uma turbina de escoamento radial.

O fluido de escoamento é constituído por gases de escapamento de um motor de combustão interna.

A ação de onda é incluída a montante e jusante da turbina.

Os resultados do modelo proposto são comparados com valores experimentais e os de um modelo simplificado, que considera a pressão de saída da turbina constante.

SUMMARY

A method of computing the interaction of pressure pulses with radial flow turbines is presented.

The fluid flow is made up of exhaust gases of an internal combustion engine. The wave action is included upstream and downstream of the turbine. The results of the proposed model are compared with the experimental values and those of a simplified model, which considers a constant turbine exit pressure.

1. Introdução

Com os elevados custos dos combustíveis derivados do petróleo, todos os estudos no sentido de otimizar a eficiência de motores de combustão interna são da maior relevância. Dentro desta linha, sobrealimentação é uma excelente resposta ao problema.

Basicamente, sobrealimentação consiste em fornecer ar ao cilindro do motor a pressão mais elevada que a pressão atmosférica. Assim, é possível aumentar a quantidade de ar fornecido e conseqüentemente melhorar a queima do combustível e obter uma maior pressão média efetiva. O sistema sobrealimentador mais comumente utilizado na indústria automobilística é o de conjunto turbina radial/compressor. Por razões de espaço e peso, tanques de estabilização não são viáveis, e assim a turbina é acionada diretamente pelos gases de escapamento. Porém, a maior experiência de projeto de turbinas é na região de escoamento estacionário; frequentemente em regime transiente a turbina está fora das condições de projeto. Devido à natureza pulsante do escoamento dos gases de combustão as condições não estacionárias prevalecem na turbina.

Assim, tem vindo a ser realizado um considerável esforço no estudo do comportamento não estacionário de turbinas, e, é claro que, para se obter uma detalhada compreensão das condições de escoamento é necessário proceder a uma análise dentro da turbina. Uma linha de ataque para efetuar esta análise é aplicar a teoria de escoamento transiente unidimensional ao distribuidor e rotor da turbina [1], porém este método é extremamente complexo.

Um método alternativo é supor condições de escoamento quasi-estacionário através da turbina e usar condições de escoamento não estacionário a montante da turbina, para calcular a razão e potência instantâneas e posteriormente integrar estes valores para um ciclo.

Baruah [2] na sua tese doutoral adota este procedimento, e apresenta um método de cálculo para a interação dos impulsos de pressão com turbinas de escoamento radial. Neste modelo é feita a simplificação de considerar que a pres-

são de saída da turbina é constante, i.e. o efeito de onda é suposto ser dissipado no interior da turbina.

Posteriormente, resultados de um extensivo programa experimental [3], realizado objetivando o estudo do comportamento não estacionário de turbinas radiais, permitiram a avaliação do modelo desenvolvido por Baruah. Foi verificado que a ação de onda a jusante da turbina era suficientemente pronunciada para afetar a razão de pressão através da turbina.

Assim, no presente trabalho é proposto um refinamento do modelo de Baruah, o que exigiu uma maior complexidade matemática no processo de cálculo, mas que não sobrecarregou significativamente o esforço computacional requerido.

2. Modelo Proposto

O modelo foi proposto de modo a permitir ação de onda na entrada e saída da turbina. A técnica é similar à que é apresentada por Benson e Whitfield [4] para escoamento não estacionário em compressores centrífugos.

O modelo permite a simulação de uma turbina de várias entradas, com partições correspondentes a cada uma das entradas. Porém, cada partição é examinada separadamente, e não é considerada a interação entre partições.

As hipóteses básicas feitas podem ser sintetizadas do seguinte modo:

(i) O regime de escoamento no sistema de tubulação a montante e jusante de cada partição da turbina é suposto ser unidimensional e transiente;

(ii) O escoamento em cada partição da turbina é suposto ser quasi-estacionário, e portanto ser válido usar as curvas características de turbina de escoamento estacionário.

No modelo as partições da turbina são substituídas e as tubulações de entrada e saída são analiticamente "ligadas" por uma descontinuidade que corresponde às equações de continuidade e energia dentro da turbina. Estas condições só podem ser satisfeitas por transmissão e reflexão de onda na descontinuidade. Em síntese pode ser dito que o pro-

cesso computacional relaciona as pressões e velocidades em pontos a montante e jusante da turbina através de equações de onda.

3. Equações de Onda

Para maior clareza na exposição que se segue as equações são apresentadas somente para um conjunto de entrada e saída de uma partição da turbina, e, a velocidade da turbina é suposta constante.

As equações características de escoamento não estacionário na sua forma integrada [5], introduzem as variáveis de Riemann, λ . Os diagramas característicos são representados nas Figs.1 e 2, onde:

$$Z = \bar{a} \cdot t / L, X = x / L, A = a / \bar{a}, U = u / \bar{a},$$

com \bar{a} - velocidade de referência do som (Fig.3); a - velocidade do som; L - comprimento de referência; x - distância; u - velocidade do escoamento; t - tempo.

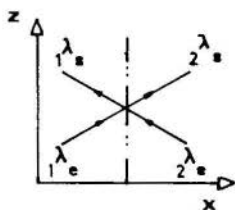


Fig.1 Diagrama de Posição

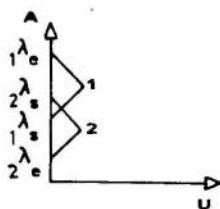
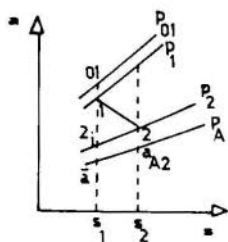


Fig.2 Diagrama de Estado



S - entropia

índices: s saída

e entrada

i isentrópico

Fig.3 Diagrama de Entropia

Assim, de acordo com as Figs.1,2 e 3, temos na entrada a seguinte equação para a onda que corre à direita:

$${}_1\lambda_e = A_1 + U_1 \cdot (k-1)/2 \quad (1)$$

onde k é a razão de calores específicos.

Se dividirmos ambos os membros da equação (1) por A_a , em que $A_a = a_A/\bar{a}$ e a_A é a velocidade do som à pressão p_A na mesma isentrópica que \bar{a} , obtemos:

$${}_1\lambda_e^* = A_1^* + U_1^* \cdot (k-1)/2 \quad (2)$$

em que ${}_1\lambda_e^*$ é a variável transformada de Riemann (${}_1\lambda_e^* = {}_1\lambda_e/A_a$); $A_1^* = A_1/A_a$; $U_1^* = U_1/A_a$.

Para as restantes variáveis de Riemann estabelecemos equações similares à equação (2).

Num dado instante de tempo, t , as variáveis de Riemann ${}_1\lambda_e^*$, ${}_2\lambda_e^*$ serão conhecidas, porém devido à irreversibilidade do processo de escoamento através da turbina, as variáveis a jusante terão de ser modificadas. Deste modo uma solução iterativa é necessária para determinar a interação entre a onda e a turbina. No procedimento iterativo foi considerada a equação sugerida em [6]:

$$\lambda_{e.c} = \lambda_{e.n} + (\lambda_{e.n} + \lambda_{s.c}) \cdot (\Lambda_{a.c} - \Lambda_{a.n}) / (\Lambda_{a.c} + \Lambda_{a.n})$$

onde os subíndices c e n correspondem aos valores corrigidos e às estimativas de grau n , respectivamente.

4. Condições de Fronteira para a Turbina

As características da turbina têm tipicamente a forma esquematizada na Fig.4, na qual N - velocidade do rotor da turbina; \dot{m} - vazão; p - pressão; T - temperatura; e os índices: 01 - condições de estagnação; 1 - a montante; 2 - a jusante; t - transição de regime de escoamento.

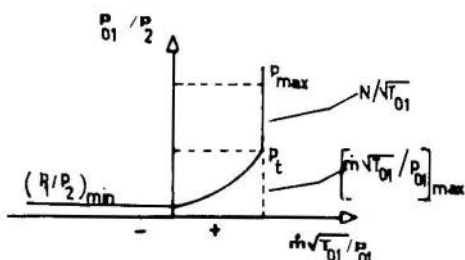


Fig. 4 Curva característica típica da turbina

O objetivo do processo de cálculo é expressar as variáveis transformadas de Riemann em termos das características da turbina.

Com a pressão e temperatura estáticas e a vazão mássica, pode ser demonstrado que $1\lambda_e^*$ e $2\lambda_e^*$ estão relacionados com as características da turbina:

$$G_1 = \dot{m} \cdot \sqrt{T_1}/p_1 ; p_2/p_1 ; T_2/T_1$$

pela seguinte expressão:

$$1\lambda_e^*/2\lambda_e^* = f \cdot (p_1/p_2)^d / (1-g \cdot (p_1/p_2)) \cdot (T_2/T_1)^{1/2}$$

onde: $f = (1 + C_1 \cdot G_1)$; $g = C_2 \cdot G_1$; $d = (k-1)/2k$.
 C_1 e C_2 são constantes determinadas pelas áreas das tubulações de entrada e de saída, constante dos gases e razão dos calores específicos.

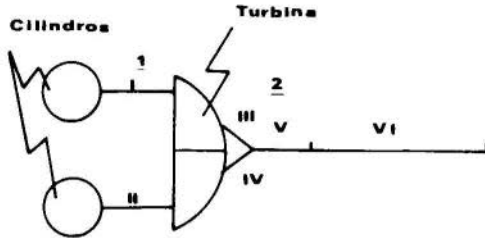
Desde que para um dado instante $1\lambda_e^*$ e $2\lambda_e^*$ sejam conhecidos, os valores de G_1 , p_2/p_1 e T_2/T_1 podem ser obtidos por interpolação linear. Expressões similares podem ser derivadas para $1\lambda_s^*/1\lambda_e^*$, $2\lambda_s^*/1\lambda_s^*$ e $2\lambda_s^*/2\lambda_e^*$.

O procedimento de cálculo acima enunciado foi incorporado na subrotina simuladora da turbina de uma versão modificada do programa de computador apresentado em [2] .

5. Configuração da Tubulação e Dados da Turbina

O sistema de tubulação é composto por: dois (2) cilin

dro, uma (1) turbina, oito (8) tubos, três (3) junções, e nenhum bocal. Esta configuração, com as respectivas dimensões, é mostrada na Fig.5 .



<u>Tubo No.</u>	<u>Comp.Pés</u>	<u>Diametro,Pés</u>	<u>No.de Malhas</u>
I	2.5417	0.2083	4
II	2.5417	0.2083	4
III	0.5000	0.1667	1
IV	0.5000	0.1667	1
V	1.8333	0.3334	3
VI	6.0417	0.2500	10

Fig.5 Configuração Básica do Modelo Utilizado

A turbina usada durante o trabalho experimental tinha duas partições e as suas especificações básicas são apresentadas na Tabela 1.

Tabela 1. Especificações da Turbina

<u>Tipo</u>	<u>Marca</u>	<u>Envólucro</u>	<u>Diam.do rotor</u>
Esc.Radial	T12-24 Caterpillar	Grande	0.292 pés

6. Resultados

São apresentados alguns resultados típicos do extensivo programa de testes realizado. Nos cálculos foi estabelecido que ambos os cilindros estavam em fase, de modo a simular a situação experimental estudada. Em condições reais, deveria existir um desfaseamento de 90° entre cilindros, de

modo a verificar como a vazão mássica e a potência da turbina são afetados por uma ação de onda mais intensa. Este estudo além de o programa completo de testes pode ser encontrado em [7].

A intercomparação de resultados é apresentada em termos de um fator de influência da turbina definido como se segue:

$$I_M = \text{vazão mássica medida} / \text{vazão mássica calculada}$$

Testes típicos, numerados sequencialmente por 1, 2 e 3 e correspondentes às velocidades de rotação (r.p.m.) de 41.400, 43.800 e 47.140, respectivamente, são apresentados na Tabela 2.

Tabela 2. I_M

Teste No.	Ação de onda a entrada e saída	Pressão de saída constante
1	1.230	1.141
2	1.034	1.182
3	1.132	1.309

7. Discussão e Conclusões

Na Fig.6 (a) e (b) são comparadas as curvas de pressão determinadas pelo presente modelo (UDWA) e por aquele proposto por Baruah (CPM) com resultados experimentais.

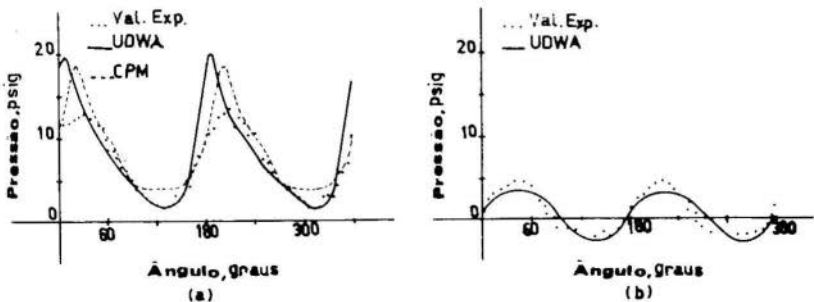


Fig.6 Diagramas de Pressão - (a) Montante, (b) Jusante

Os resultados calculados com o modelo UDWA mostram uma boa concordância com o diagrama experimental. Os picos e as depressões, particularmente as últimas, seguem muito de perto a forma das ondas obtidas experimentalmente.

Uma possível razão para a discrepância no valor máximo da pressão pode ser encontrado na ação de onda na entrada do distribuidor da turbina que é desprezada na presente análise e nos dados extrapolados dos testes para a determinação das características de escoamento estacionário.

Os testes 2 e 3 mostram que os resultados produzidos pelo presente modelo apresentam uma considerável melhoria em relação aos do modelo CPM em termos do fator de influência I_M . Porém, no teste 1, devido ao intenso escoamento negativo, o presente modelo subestima consideravelmente a razão mássica.

Quando ocorre escoamento negativo, no processo de cálculo supõe-se uma razão de pressão constante através da turbina mas, na prática, para estas condições a turbina pode comportar-se como um compressor. Este fenômeno pode possivelmente introduzir algum erro nos cálculos de vazão mássica.

As conclusões que podem ser tiradas deste trabalho são:

(i) A teoria de onda aplicada a ambos os lados da turbina produz uma curva de pressão muito semelhante aos valores registrados experimentalmente;

(ii) O método de representar a turbina pelas suas características de escoamento estacionário, quando utilizado em conjunção com a teoria de onda, produz resultados razoavelmente precisos;

(iii) Finalmente pode ser dito que o modelo UDWA, embora necessitando de alguns refinamentos e melhorias, possibilita já uma conveniente forma de modelagem de escoamento não estacionário na turbina.

Bibliografia

- [1] Wallace, F.J., e Adgey, J., Theoretical Assessment of the Non-Steady Performance of Inward Flow Turbines. Proc.I.Mech.E., Vol.182, Part 3H, pp.22-28 (1967 - 68).
- [2] Baruah, P.C., A Generalized Computer Program for Internal Engines Including Gas Exchange Systems. PhD Thesis, Vols.1 e 3, UMIST, 1973.
- [3] Benson, P.S., Non-Steady Flow in a Nozzleless Radial Gas Turbine. S.A.E. Conference, Milwaukee, U.S.A., September 1974. S.A.E.Paper No.740739.
- [4] Benson, R.S., e Whitfield, A., A Quasi Steady Flow Representation of Centrifugal Performance Characteristics in Non-Steady Flow Systems. Proc.I. Mech.E., Vol.182, Part 3H, pp.197-208, (1967-68).
- [5] Shapiro, A.H., The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow. The Ronald Press, Vol. II (1954).
- [6] Benson, R.S., Garg, P.D., e Woollatt, D., A Numerical Solution of Unsteady Flow Problem. Int.J. Mech.Science, Vol.6, No.1, pp.147-177, (1964).
- [7] Mendes de Sousa, A.C., Non-Steady Flow in Radial Turbines With Wave Action in Turbine Exhaust. Internal Report, Mech.Eng.Dept., University of Manchester Institute of Science and Technology (UK), (1974).

ANAI S

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-08

P.P. 146-151

MÉTODO SEMI-TEÓRICO PARA ESTIMAR AS CARACTERÍSTICAS
AERODINÂMICAS DE UM MÍSSIL EM VÔO MACH = 1

Kwei Lien Feng

Prof. Titular - Depto. de Aerodinâmica

CTA - ITA - São José dos Campos - SP - Brasil

SUMÁRIO

Este trabalho apresenta um método semi-empírico pa
 ra estimar os coeficientes da força normal e do momento
 de um míssil em vôo Mach = 1. Foi utilizada a teoria de
 corpo esbelto na velocidade sônica e considerado o efei
 to de não-linearização do ângulo de ataque. Os resulta
 dos dos cálculos estão de acordo com aqueles obtidos ex
 perimentalmente.

SUMMARY

This paper presents a semi-empirical method of
 estimating normal force and moment coefficients for a
 missile at sonic speed. The method is based on the slender
 body theory at sonic speed and non-linear effect of the
 angle of attack. The results agree quite well with the
 experiments.

1. Introdução

Para o projeto de um míssil em vôo sônico são importantes suas características aerodinâmicas estáticas. Pois conhecidos os valores das características aerodinâmicas no número de Mach 1, é fácil relacionar outras características aerodinâmicas no vôo subsônico e supersônico. Vários métodos existem que permitem estimar as características aerodinâmicas [1-2]. Recentemente, F.G. Moore apresentou um trabalho sobre vários métodos para estimar as características aerodinâmicas de Mach 0 até 3 [3]. Mas, não existe método para se estimar as características em Mach = 1. Neste trabalho será apresentado um método semi-teórico para vôo Mach = 1 para um míssil tipo [AAM], configuração Canard com nariz esférico.

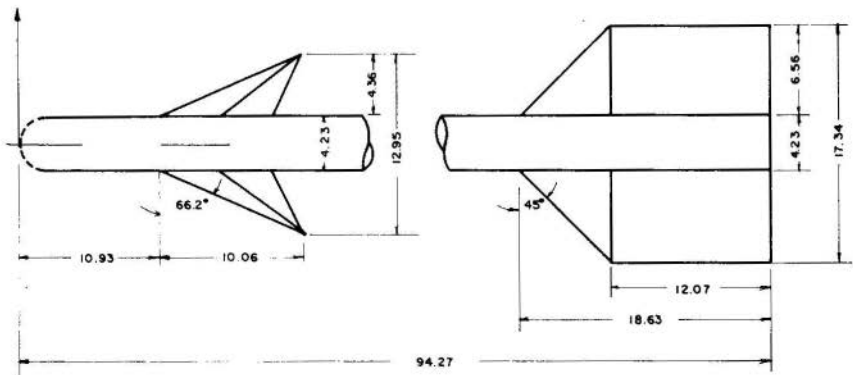


FIG I

2. Estimativa de C_N , C_M , $X_{c.p./l}$ do míssil

As características aerodinâmicas estáticas são:

C_N = coeficiente da força normal

C_M = coeficiente de momento

$X_{c.p}$ = centro de pressão

Para facilitar a estimativa, divide-se o míssil em componentes.

(A) Nariz - Para o nariz esférico, Krasnov [4] de duziu as seguintes equações:

$$(1) (C_D)_N = \frac{C_{p0}}{2}$$

$$(2) (C_N)_N = \frac{C_{p0}}{2} \left[1 + \frac{8}{3\pi} (2\lambda_b - 1) \alpha \right] \alpha$$

$$(3) (C_M)_N = \frac{C_{p0}}{2} \left[1 + \frac{4}{3\pi} (4\lambda_b^2 - 1) \alpha \right] \frac{\alpha}{2\lambda_b}$$

onde:

$$C_{p0} = \frac{2}{\gamma} \left[\left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma+1}} - 1 \right] \quad \lambda_b = \frac{dmx}{\ell}$$

($M_\infty=1$)

(B) Cilindro

$$(\Delta C_N)_N = \eta C_{d0} \frac{S_p}{S_{ref}} (\alpha)^2$$

onde η é função de (ℓ/dmx) do corpo

C_{d0} depende de $M \sin \alpha$

S_p é a área de projeção de deslocamento

S_{ref} é a área de referência

(C) Asa e empenagem

$$(C_N)_{a.c} = \frac{\pi A}{2} (1 - \eta_0^2) \alpha + K \alpha^2$$

onde A = alongamento

η_0 = razão de raio do corpo sobre a envergadura da asa ou empenagem

K = fator de correção do alongamento

K = 4 (Teoria do corpo esbelto)

Estas fórmulas se aplicam para asa e empenagem em forma triangular em planta de acordo com a teoria do corpo esbelto.

No nosso caso, a asa é de forma trapezoidal. A parte paralela ao vento não produz sustentação, mas produz o arrasto com o alto ângulo de ataque proveniente da força normal.

3. Cálculos numéricos

Consideraremos um míssil de "side wind" [5] cujas características são conhecidas a partir de ensaios em túnel de vento e sob as seguintes hipóteses, estimamos as características aerodinâmicas:

(1) Não há o efeito "downwash" sobre a asa (o míssil Canard) em Mach = 1.

(2) A parte da asa paralela à velocidade de vôo não produz a sustentação, mas provoca o arrasto proveniente da força normal.

(3) A constante "K" que leva em conta o efeito de não-linearização da força normal. Aqui, K = 4 (Teoria de corpo esbelto).

(4) A posição de separação de corrente ocorre perto do nariz, quando $\alpha > 5^\circ$.

(5) Cálculo de C_M pelo método comum.

$$(6) \frac{X_{c.p.}}{\ell} = \sum \frac{C_M}{C_N}$$

4. Conclusões

Os resultados de C_N , C_M , e $\frac{X_{c.p.}}{\ell}$ são dados na fi

gura II. Eles demonstram que C_N e C_M são não-lineares com o ângulo de ataque e concordam bem com os resultados experimentais.

Será recomendado extender este método para outro tipo de míssil quando tiver os resultados experimentais disponíveis.

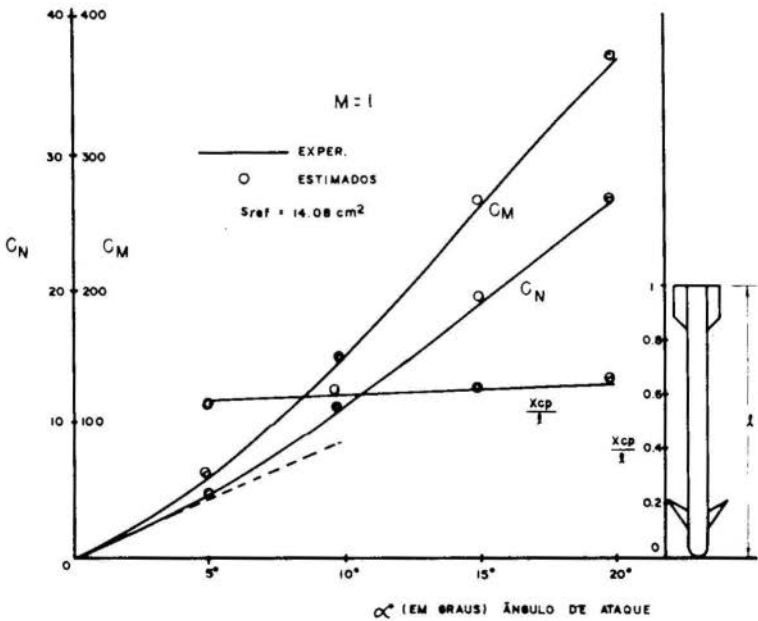


FIG. II

5. Bibliografia

- [1] USAF Stability e Control Datcom July 1963.
- [2] Royal Aeronautical Society Data Sheets. Aerodynamics, London, England 1960.
- [3] F.G.Moore, "Static Aerodynamics of missile Configurations for Mach upto 3. Journal of

Aircraft Volume 12 n° 10, Oct. 1975.

- [4] NF.Krasnov, Rocket Aerodynamics , NASA TT/601.

- [5] E.B.Graves and R.H.Fournier, Stability and Control Characteristics at Mach Numbers From 0.20 To 4.63 of a Cruciform Air-to-Air Missile with triangular Canard Controls and a Trapezoidal Wing, NASA TMX-3070.



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º

A-09

P. P. 152-161

VORTEX AMPLIFIER

Ramón Loreto

Assistant
 School of Mechanical
 Engineering
 University of the Andes
 Mérida, Venezuela

SUMMARY

This work involved an experimental investigation in the effects of chamber height and outlet diameter on the performance of one of the many fluidics devices, namely a Vortex Amplifier.

In this investigation the Vortex Valve used a control flow rate similar in magnitude to the supply flow rate.

A mathematical flow model from a combination of a "Sink" and a "Free Vortex" flow is applied in the study of the characteristics inside of the vortex chamber.

As a part of the reported in this work a survey of technical literature concerning vortex amplifiers has been made.

SUMARIO

Este trabajo envuelve una investigación experimental en los efectos de la altura de la cámara y del diámetro de salida sobre el funcionamiento de uno de los muchos dispositivos fluidicos, denominado Amplificador de Vórtice.

En ésta investigación la Válvula de Vórtice utilizó una rata de flujo de control similar en magnitud a la rata de flujo de suministro.

Un modelo matemático de flujo proveniente de la combinación del flujo en "Sumidero" y en "Vórtice libre" es aplicado en el estudio de las características dentro de la cámara de Vórtice.

Como una parte de lo reportado en éste trabajo fue realizada una investigación bibliográfica de literatura técnica la cual tiene que ver con amplificador de vórtice.

1. Introduction.

The term "Fluidic" is a recent technology whose name arises from a contraction of the words "Fluid" and "Logic", it describes a technology of performing logic functions with devices whose operation depends on fluid dynamic phenomena.

The elements may be divided into two categories, depending on whether they are to be used for analogue or digital circuit application.

1.1 Definitions.

Fluidic resistance is the passive dissipative component of a fluidic circuit.

If we choose the fluidic across variable as the total pressure drop Δp , and the fluidic through variable as the volume flow q , the fluidic resistance R is

$$R = \Delta p/q$$

Passages or ducts provide resistance in a fluidic circuit.

The resistance depends on the shape of the passage.

Fluidic devices can be divided broadly into four categories according to the principle or phenomenon on which their operation is based:

- a) Momentum exchange, jet iteration devices.
- b) Momentum conservation, vortex valve.
- c) Laminar versus turbulent flow, turbulent amplifier.
- d) Boundary layer or Coanda effect, a jet or stream of fluid flowing in close proximity to a surface tends to be deflected toward the surface and will touch it.

The geometrical configuration of a simple vortex amplifier is shown in Fig. 1. The device has three ports:

- a) A supply port
- b) A control port
- c) An outlet port

Vortex valves are based on the principle of conservation of momentum (mass x angular velocity).

Fluid from the power source (supply port), ordinarily proceeds straight in toward the center (outlet port), and this situation represents the maximum flow condition for the device. The addition of a jet flow from the control port deflects the supply flow and the resultant -

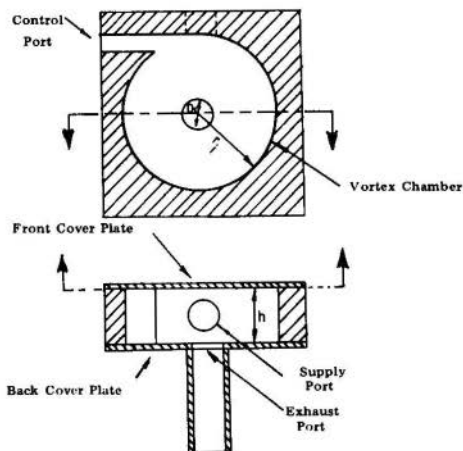


Fig. 1 Geometric Configuration for a Vortex Amplifier

flow is a spiral towards the center.

This tangential velocity amplification is the essential feature of the vortex amplifier, resulting in a centrifugal pressure build-up radially across the chamber. The vortex triode is a throttling device rather than a diverter. The change in net flow is greater than the control flow causing it, the control flow causing it, the device has flow gain. Note that gain of the device is negative in the sense that an increase in the control signal causes a decrease in the output.

1.2 Theoretical Model

The flowfield used is a combination of a "Free Vortex" and a "Sink".

Free Vortex: described by concentric circular streamlines and velocity distribution is such that flowfield is irrotational

The streamfunction for the "Vortex" is:

$$= \frac{\Gamma}{2\pi} \ln r \quad \Gamma = \text{Non-dimensional circulation}$$

Sink: The flow going radially inward toward a point is called the "point sink flow".

Across all circles of radius "r" will pass the same flow rate "q", and thus the radial velocity at any point the flowfield may be de

terminated from:

$$v_r = q/2\pi r$$

The streamfunction for a "sink" is:

$$\Psi = (q / 2\pi) \theta$$

The superposition of a "Sink" and a "Free Vortex" produces the streamfunction:

$$\Psi = \frac{q}{2\pi} \theta + \frac{\Gamma}{2} \ln r$$

$$u = \frac{\partial \Psi}{r \partial \theta} = q / 2\pi r$$

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial r} = -\frac{\Gamma}{2\pi r}$$

Ψ = Stream function
 θ = Cylindrical Coordinates

1.3 Objectives

This work presents the attempt to analyse the effects of chambers height and outlet diameter on the performance of the vortex amplifier.

A mathematical flow model is applied in the study of the characteristic inside the vortex chamber.

2. Literature Survey.

Classification of more important papers related to vortex motion and vortex amplifier are present here:

- a) Experimental papers with conclusions about streamlines and behaviour of the fluid inside the chamber is presented for:
 - a) Savino and Keshock (5)
- b) Analytical papers with solutions of Navier Stokes equations are presented for:
 - a) Wormley (8)
 - b) Richara and Orner (1)
 - c) Clyde K. Kwok,
Ngo Dinh Think and
Sullin (2)
- c) Design procedure is presented for:
 - a) Wormley (6,7)
 - b) Lawley (3,4)

3. Experimental apparatus.

The experimental equipment for this project was "The valve" or model vortex fluid amplifier.

This and all the auxiliary equipment required to complete the experimental program is described below.

3.1 The valve.

The valve was made of flexiglass and consisted basically of 3 plates, the front and back cover plates ($\frac{1}{4}$ inch thickness) and the main plate ($\frac{1}{2}$ inch thickness); the parts of the valve are:

a) Main Plate.- It is possible to observe 7 holes, two of inches in diameter (supply chamber), 4 of 1 inch in diameter (control chamber) and one of 3 inches in diameter (vortex chamber).

The supply and control chambers are connected by nozzles to the vortex chamber.

b) The back plate.

It has an outlet hole in the middle that corresponds to the vortex chamber (exhaust port) and side by side of this hole there are two radial arrangements of static holes at which five static pressures can be measured within the vortex chamber.

It has five additional holes, to permit flow of the working fluid into the control and supply chambers.

c) Front cover plate. This consists of a transparent cover which permits the visualization of the flow.

Assembly. All the plates are dotted with holes for brass clamping bolts, used for the assembly.

Silicone vacuum grease was used between the plates to avoid any loss of the working fluid.

3.2 The additional equipment.

3.2.1 Water as the working fluid. This system consists of two reservoirs:

a) The supply reservoir of twenty gallons capacity is situated 90 cm above the vortex valve, so as to provide a sufficient head of water.

b) The control reservoir of five gallons capacity is situated 173 cm above the supply reservoir, so as to provide a control pressure higher than the supply pressure.

The two reservoirs are connected to the valve by means of hoses, with control valves that permit a regulated flow of water. Both reser-

voirs had overflows so that the heads of water remain always constant.

All the pressures inside the vortex chamber were measured using a measuring cylinder and a stop watch.

3.2.2 Air as the working fluid. It has an ON/OFF valve and two pressure regulators connected in series. The first one is used to regulate the pressure in the control flow and it is at a higher pressure than the other one which is used to regulate the pressure in the supply flow.

The flow rate was measured using two rotameters, one for the control flow and the other for the supply flow.

3.3 Additional valve parts.

Additional parts were required to render the vortex valve more variable, since the original form of the valve did not allow for variation in the basic geometric parameters.

The additional parts were:

- a) One disc 0.635 height and the same diameter as the chamber vortex diameter.

It is fixed inside this chamber to reduce the height.

- b) Four tubes of different (1.27, 0.95, 0.635 and 0.40 cm diameter). All these are used to reduce the exhaust diameter.

4. Discussion of experimental results.

All measurements were made with geometric variation in h and D_o for different control flows. (Where h is the chamber height and D_o is outlet diameter).

When one of them is kept constant the other is varied and vice-versa.

4.1 The wall static pressures.

The measurement of these wall static pressures were obtained from 2 rows of 5 different points at constant separation (1.27 cm) situated side by side from the exhaust diameter, in the back plate.

4.1.1 Dimensional pressure vs dimensional radial distances.

- a) When $h = 1.27$ cm and D_o is varied. $D_o = 0.40$ cm ; $D_o = 0.635$ cm
 $D_o = 0.95$ cm and $D_o = 1.27$ cm
- b) When $D_o = 1.27$ cm and h is varied. $h = 1.27$ cm and $h = 0.635$ cm
- c) When $D_o = 0.40$ cm and h is varied. $h = 1.27$ cm and $h = 0.635$ cm

The more important conclusions obtained from these measurements are:

a) The magnitude of the overall pressure inside the chamber increased, this happened for all the flow relations considered in every figure; this is because the orifice resistance increases when D_o decreases.

The velocity inside the chamber in incompressible flow decreased when D_o increased.

b) When D_o is increased, the slopes of the pressure curves increase. But at a fixed supply flow, decreasing control flow on the other hand reduces the slopes of the curves and the tendency of the vortex flow is to disappear.

c) The pressure curves are not symmetrical, this is due to two reasons:

- 1) The distribution of the pressure was obtained for fixed radial position and inside the chamber the pressure distribution corresponded approximately to the combination of a free vortex and a sink flow motion, which is nonsymmetrical at opposite radius.
- 2) The second reason is the influence on the chamber wall at radius r_i .

4.1.2 Nondimensional pressure (p/p_i) vs nondimensional radial distances. (r/r_i)

(p_i is the pressure at $r = r_i$)

a) $h = 1.27$ cm kept constant for $D_o = 0.40$ cm and $D_o = 1.27$ cm

b) $D_o = 1.27$ cm and kept constant for $h = 1.27$ cm and $h = 0.635$ cm

c) $D_o = 0.40$ cm and kept constant for $h = 1.27$ cm

Conclusions from these measurements are:

- a) When D_o is kept constant, the slope of the curves increases as h decreases.
- b) When h is constant, the slope of the curve increases as D_o increases.
- c) When D_o decreases the influence of h over the slope of the curve is less.

4.2 Analysis of flow curves.

4.2.1 Water as working fluid

a) When h is kept constant and D_o decreases the slope of the curve increases. (the supply flow goes to zero for small changes in the control flow).

b) When D_o is kept and h is varied the curves in are almost identical, and the slope is independent of h . This is more apparent for D_o values near to 0.40 cm.

4.2.2 Air as working fluid.

a) When h is constant and D_o decreases, the slope of the slope of the curve increases.

b) When D_o is constant and h is varied the curves remain constant

4.3 Calculation of $p = (p_i - p_o)$ using the two dimensional inviscid flow model of the superposition of a potential vortex and a sink. (Where p_o is the pressure at $r = r_o$).

From the continuity equation the radial velocity u_i at r_i is:

$$u_i = \frac{W_i}{A_i} \quad W_o = W_s + W_c; \quad A_i = 2\pi r_i h$$

(Where W is the mass flow rate, A is the area and the suffixes o , s , i and c mean outlet, supply, inlet and control.)

From the conservation of angular momentum in the mixing region the tangential velocity v_o is

$$v_o = \frac{W_s}{A_s W_o \rho} \quad \rho = \text{density}$$

From flow continuity, the radial velocity u_o is :

$$u_o = u_i \frac{r_i}{r_o}$$

and the tangential velocity v_o is : $v_o = v_i \frac{r_i}{r_o}$

Bernoulli's equation :

$$P_o + \frac{1}{2} (u_o^2 + v_o^2) = P_i + \frac{1}{2} (u_i^2 + v_i^2)$$

$$\text{gives } p_i - p_o = \frac{1}{2} \left(\frac{r_i^2}{r_o^2} - 1 \right) (u^2 + v^2)$$

For the case when : $u_i \approx 0$; $h = 1.27$ cm; $r_i = 3.81$ cm; $A_s = 0.645$ cm²
 $A_o = 0.126$ cm²; $r_o = 0.20$ cm; $A_c = 0.40$ cm²; $\frac{h}{r_i} = 0.33$; $\frac{h}{r_o} = 6.35$;

$$\frac{A_s}{A_i} = 5.13; \quad \frac{r_o}{r_i} = 0.052 \quad \text{and} \quad \frac{A_c}{A_o} = 3.18; \quad \rho = 983 \text{ (kg/m}^3\text{)}; \quad r_i = 3.8 \text{ (cm)}$$

$$v_i = \sqrt{A_c} = 62.5 \text{ (cm/sec)}; \quad v_i = 0.3906 \text{ (m}^2\text{/sec}^2\text{)}$$

$$(P_i - P_o) = 191.97 \left(\frac{3.8^2}{r_o^2} - 1 \right) \frac{10^2}{10^5} \text{ (cm H}_2\text{O)}$$

Table 1

ro	Pi-Po	UNITS
1.27	1.526	cm H ₂ O
1.905	0.571	cm H ₂ O
2.54	0.237	cm H ₂ O
3.175	0.085	cm H ₂ O

When $v_1 \approx 0$

$$u_1 = \frac{24}{2 r_o h_o} = 0.7894 \text{ (cm/sec.)}$$

$$u_1^2 = 0.6233 \cdot 10^{-4} \text{ (m}^2\text{/sec.)}$$

$$P_i - P_o = 306.35 \cdot 10^{-7} \left(\frac{3.87^2}{2} \right) = -1$$

($P_i - P_o$) 0 for different r_o .

Fig. 2 represents the comparison between the experimental values and theoretical results for case.

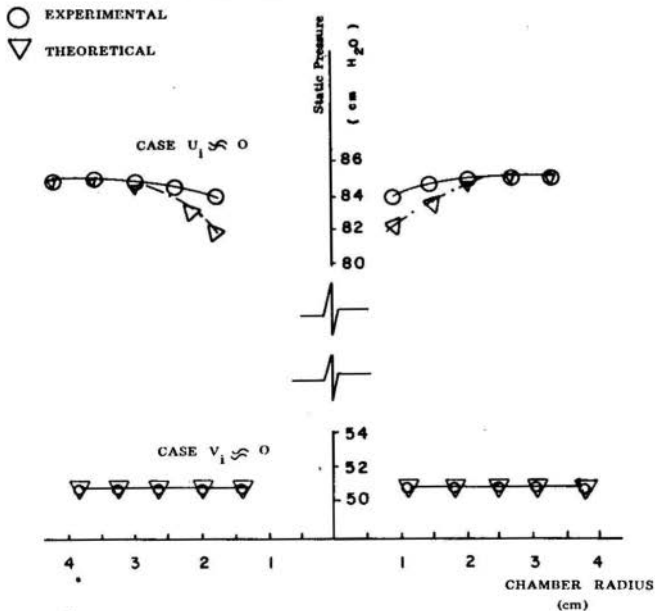


Fig 2.- Comparison between Experimental and Theoretical Analysis

4. Conclusions

- 1.- The results are very similar for air and water.
- 2.- From the experimental analysis it can be seen that the present vortex valve does not work like the conventional vortex ampli

fier, because the control flow rate necessary to produce the deflection on the supply flow is too much high.

- 3.- It can be seen from the Fig. 2 that as r_0 decreases the difference between the theoretical model and the experimental results decreases.

REFERENCES

- (1) Bichara, R.T and Orner, P.A. "Analysis and Modelling of the vortex amplifier". Journal of Basic Engineering, December 1969, Vol. 91, No. 4, Series D, pp 755-763.
- (2) Kwok, C.k., Ngo Dinh Tnh and Sui Lin "An Investigation of Confined Vortex Flow Phenomena". ASME Paper No. 72- Flcs- 3, 1972.
- (3) Lawley, T.J., Lea, J.F. and Price, D.C. "Flow and Performance Characteristics for Nonvented Vortex Amplifiers". ASME Paper 70-WA
- (4) Lawley, T.J and Price, D.C. "Design of Vortex Fluid Amplifiers with Asymmetrical Flow Field". Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control. March 1972, Vol. 94, Series 6, No. 1, pp. 82-84.
- (5) Savino, J.M and Keshock, E.G. "Experimental Profiles of velocity Components and Radial Pressure Distributions in a Short Cylindrical Chamber". NASA TN-D-3072, October 1965, p.32.
- (6) Wormley, D.N and Richardson, H.H. "Design Basis for Vortex - Type Fluid Amplifiers Operating in the Incompressible Flow Regime". Journal of Basic Engineering, June 1970. Vol. 92, Series D, No. 2, pp. 369-376.
- (7) Wormley, D.N. and Richardson, H.H. "Experimental Investigation and design basis for Vortex Amplifiers Operating in the Incompressible Flow Regime" Technical Report No. DSR 70167-1, Engineering Project Laboratory Department of Massachusetts Institute of Technology, December 25, 1968.
- (8) Wormley, D.N "An Analytical Model for the Incompressible Flow in Short Vortex Chamber". Journal of Basic Engineering, June 1969, Vol 91, Series D, No. 2, pp. 264-276.

AN AIS

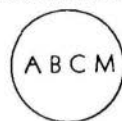
PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-10

P.P. 162 - 171

WATER INJECTION IN AN AUTOMOBILES TO REDUCE
FUEL CONSUMPTION & AIR POLLUTION

Adil Radi Elias

Lecturer, Faculty of Engineering
 University of Khartoum - Sudan.

SUMMARY

During the last three years, water injection system was used in the Sudan to reduce fuel consumption and air pollution. This work describes the latest modified system where steam of high pressure and temperature could be produced. Also the amount of steam generated is increased where the exhaust gases are the source of heat. Various road tests were carried out. Better results were achieved. For example at typical cruising power 25% water/fuel ratio resulted in 17% reduction in fuel consumption and 26% decrease in carbon monoxide.

SUMÁRIO

Durante os últimos três anos, foi usado no Sudão, o sistema de injeção de água, para reduzir o consumo de combustível e a poluição do ar. Este trabalho descreve a última modificação deste sistema, onde, pode ser produzido vapor de alta pressão e temperatura. A porcentagem de vapor gerada pode também ser incrementada quando a exaustão de gases for usada como fonte de calor. Vários teste de estrada foram executados aos quais bons resultados foram obtidos; um exemplo típico, teste realizado com a relação água/combustível 25%, resultou em 17% de redução no consumo de gasolina e 26% de decréscimo na produção de monóxido de carbono.

1. Introduction

Many engineers are looking into the possibility of devising systems to reduce air pollution and fuel consumption of automobiles. Water injection was considered to be a possible solution.

During the last three years, the effects of water injection on the performance of the petrol engine was investigated. It was noticed in the earlier studies that the amount of the injected steam as well as its temperature is not high enough to give considerable reduction in the fuel consumption.

In this work, a new system was designed and fitted to a popular vehicle in the Sudan such as the Land-Rover.

2. Vehicle Under Test

The vehicle under test is a Land-Rover Model 11-A-109-Long, which had the following characteristics:

Capacity	2286 CC
Number of Cylinders	4
Stroke	90.47 MM
Compression Ratio	7:1
Firing Order	1.3.4.2.
Inlet Valve Opens at	6 ^o B.T.D.C.
Inlet Valve Closes at	52 ^o A.B.D.C.
Exhaust Valve Opens at	34 ^o B.B.D.C.
Exhaust Valve Closes at	24 ^o A.T.D.C.

3. Steam Injection System (see fig.1)

The system consists of a water tank of about 4 gallons capacity mounted on the top of the car, 1/4" O.D. plastic pipe, filter, adaptor, needle valve and copper tube.

The (15 ft) long copper tube was coiled inside the exhaust pipe to make full use of the high temperature of the exhaust gases directly in heating and evaporating the water. The copper tube from the exhaust pipe to the carburetor was lagged by asbestos tapes to avoid any heat losses.

A pressure gauge and copper constantan thermocouple were installed after the needle valve to measure the pressure and temperature of the injected steam respectively.

The steam was injected down-stream of the carburettor via an adaptor into the inlet manifold.

A conical hole about 0.03 inch diameter was drilled at the end of the copper tube for injecting the steam. Such hole helps in giving fine distribution of steam.

4. Procedure

4.1 Using Petrol Alone

The fuel tank was disconnected from the fuel pump, then the engine was operated to make sure that all the fuel in the carburettor was completely used.

A gallon filled with fuel was connected to the carburettor via the fuel pump. The reading of miles at the beginning of the experiment was recorded. Then the test started.

During the test the time for attaining 45 mph starting from 25 mph was noted using a stop watch.

The total distance covered and the total time taken were recorded when the one gallon of fuel was consumed. The same procedure was followed from the end point reached for the return test.

5. Using Petrol With Steam Injection

The test was started from the same starting point of the previous test. It was carried directly after finishing the first test, so that we could make sure that the atmospheric conditions were the same as for the first test.

A measured quantity of water was poured into the tank which was fixed on the cabin. The water regulating valve was kept closed so that no water could enter the engine before starting it.

The same gallon of fuel was filled with the fuel and connected to the carburettor via the fuel pump. After starting the engine the water regulating and the steam

valves were opened to about half a turn for injection of steam in the inlet manifold. The pressure and temperature of steam down stream of the carburettor were measured using the pressure gauge, the copper-constantan thermocouple respectively. In this case the amount of steam as well as its temperature were high compared to previous work done last years.

During the test the time taken attain 45mph starting from 25 mph, the distance covered and the total time taken were recorded in the same way as in the previous test.

The steam and water regulating valves were closed directly when the gallon of fuel was consumed and the car stopped so that no steam could enter the engine during the preparation for the return test.

The same procedure was followed from the end point reached using steam in the return test. At the end of the test the quantity of water consumed was measured.

The tests were repeated under various conditions, different roads and for changing quantity of steam. The results obtained were tabulated in tables 1-4.

6. Measuring The Percentage Reduction In Co-Emission

The instrument used was a (Bosch) co-analyzer which gives the percentage of Co in the exhaust gases.

This test was carried at idling speed because the analyzer is very sensitive and would not sustain any vibration during road tests.

A sample of exhaust gas was passed to the apparatus through connecting tubes. The engine was switched on and allowed to run for a considerable time using petrol alone. The percentage of Co - in the exhaust gases was then noted. The test was repeated using steam injection with petrol. A sample of one of the results is tabulated in table 5.

7. Comments and Conclusion

1. The test done on the Land-Rover, showed the effect of improving the fuel consumption, for water/fuel varying from 10-25% there is 9-16% reduction in

fuel consumption.

2. Steam acts as a every effective diluent to suppress knock because of its influence as an anti-detonent.
3. Certain water/fuel ratio was used in every test. A further reduction in fuel consumption could be expected if higher water/fuel are used. This can be achieved if a system is devised to control the quantity of the injected steam according to speed and load.

It is advisable for future work to use tubes of stainless steel which sustains high temperature and vibratory forces.

Type of Test	Time	Starting Point	End Point	Time taken to attain 45 mph starting from 25 mph/sec	Total time taken (min)	Total Distance covered/miles	Temp of Steam °C	Pressure	W/F Ratio by mass	% reduction in fuel consumption
Using Petrol Alone	from 11:45 to 12:21	U. of K.	Soba	31	36	22				
Using Petrol Alone	from 12:30 to 13:05	Soba	U. of K.	25	35	22				
Using Petrol & Steam	from 13:25 to 14:03	U. of K.	Soba	38	46	24	230	2,8	13%	9,1
Using Petrol & Steam	from 14:19 to 14:50	Soba	U. of K.	30	31	24,5	230	2,8	13%	11,4

Table 1

Type of Test	Time	Starting Point	End Point	Time taken to attain 45 mph starting from 25 mph/sec	Total time taken (min)	Total distance covered/miles	Temp of Steam °C	Pressure- psia	W/F ratio by mass	% reduction in fuel consumption
Using Petrol Alone	from 12:10 to 12:45	U. of K.	Soba	24	35	23				
Using Petrol Alone	from 12:50 to 13:22	Soba	U. of K	25	32	21.5				
Using Petrol & Steam	from 13:30 to 14:00	U. of K.	Soba	23	30	26	240	2,8	17,4%	13.0
Using Petrol & Steam	from 14:10 to 14:40	Soba	U.of K.	24	30	24,5	240	2,8	17,4%	14

Table 2

Type of Test	Time	Starting Point	End Point	Time taken to attain 45mph starting from 25 mph/sec	Total Time taken	Distance covered miles	Temp. of Steam °C	Pressure psia	W/F Ratio by mass	% reduction in fuel consumption
Using Petrol Alone	from 11:40 to 12:20	Kht. North	E1 Gieli	29	40	23				
Using Petrol Alone	from 12:25 to 13:05	E1 Gieli	Kht. North	27	40	24				
Using Petrol & Steam	from 13:20 to 14:00	Kht. North	E1 Gieli	25	40	26,5	250	3	23,4%	15.0
Using Petrol & Steam	from 14:15 to 14:55	E1 Gieli	Kht. North	27	40	27,5	250	3	23,4%	14,6

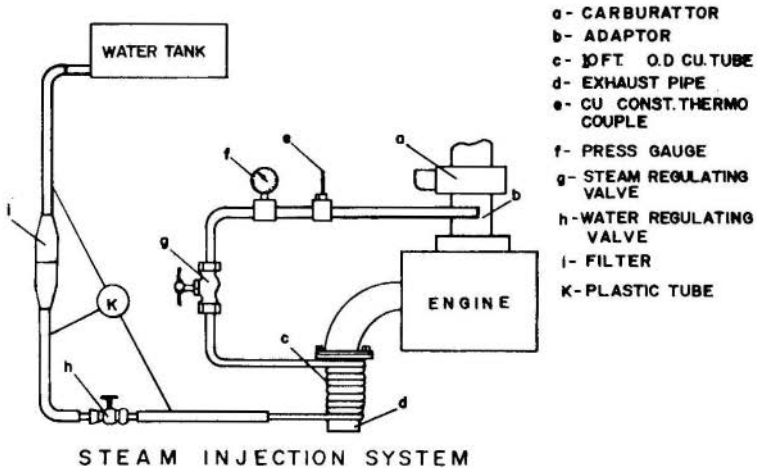
Table 3

Type of Test	Time	Starting Point	End Point	Time taken to attain 45mph starting from 25 mph/sec	Total time taken (min)	total distance covered/ miles	Temp. of Steam °C	Pressure psia	W/F Ratio by mass	% reduction in fuel consumption
Using Petrol Alone	from 10:30 to 11:05	Kht. North	E1 Gieli	30	35	21				
Using Petrol Alone	from 11:15 to 11:55	E1 Gieli	Kht. North	20	40	22,5				
Using Petrol & Steam	from 12:20 to 12:58	Kht. North	E1 Gieli	21	38	24,5	250	3	25,5%	16,7
Using Petrol & Steam	from 13:30 to 14:07	E1 Gieli	Kht. North	19	37	26,5	250	3	25,5%	17.0

Table 4

	% of Co-in exhaust gases using petrol alone.	% of Co-in exhaust gases using steam injection.	% reduction in co-emission
1st Valve opening	4,6	3,4'	26%

Table 5





COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-11

p. p. 172 - 183

PISTONS FOR HIGH OUTPUT DIESEL ENGINES

Dr.-Ing. Manfred D. Roehrlé
 Dir. Research and Development, Techn. Sales
 and Production
 MAHLE GmbH, Stuttgart-Bad Cannstatt, Germany

ABSTRACT

Along with the increase in specific output of internal combustion engines the thermal and mechanical loadings on the pistons have grown continually. This paper deals with modern piston designs used on Diesel engines for commercial vehicles, railway traction and marine propulsion. A survey on the comprehensive research and development work on pistons and explanations are given by means of practical examples how part of piston trials can be carried out in the laboratory.

SUMÁRIO

A função do pistão não se modificou desde que se produz pistões para motores a explosão. Como parede móvel transmissora de força uma de suas tarefas é, em combinação com os anéis, isolar a câmara de combustão contra a passagem de gás e óleo em todas as condições de funcionamento e solicitação. Com o aumento do número de rotações e da pressão efetiva média a solicitação mecânica e térmica do pistão creceu continuamente nos últimos anos. Devido a esta elevada solicitação é cada vez mais difícil satisfazer as exigências impostas às construções modernas de pistões como adaptabilidade a diferentes condições de funcionamento, resistência contra gripagem, alta resistência a ruptura, pequeno consumo de óleo e alta durabilidade. Os limites de algumas construções convencionais de pistões e também de alguns materiais mostraram se claramente.

Na projeção de pistões para motores Diesel é por isso necessário esgotar hoje todas às possibilidades referentes aos materiais e à configuração construtiva.

1. Introduction

Nothing in the function of the piston, the first member in the power train, has changed in all the years that pistons have been manufactured for internal combustion engines. As a moving, power transmitting wall, the piston, together with the piston rings, must reliably seal the combustion chamber against the passage of gas and lubricating oil under all operating and load conditions. Increasing the engine speed and mean effective pressure with the aid of supercharging, however, the mechanical and thermal requirements to be met by diesel engine pistons have also continually increased. In addition, with the increased loads, it has become increasingly difficult for modern piston designs to meet the requirements, such as adaptability to varying operating conditions, safety against scoring, high structural strength, smooth running, low oil consumption and long service life. Furthermore, the limits of one or the other conventional piston designs as well as of the usual materials have become more conspicuous. Therefore, all possibilities regarding materials and design features must be exploited when projecting pistons for diesel engines with high specific output.

2. Load Conditions On Diesel Pistons

Maximum combustion pressures of 120...140 bar and engine speeds where the piston speeds reach values of 10...12 m/s even in commercial vehicle engines are by no means considered limiting values today. Sufficient mechanical strength in the support cross-sections and in the piston pin bosses, resistance to thermal fatigue in the region of the rim of the combustion chamber, resistance to wear, in particular in the top ring groove, as well as resistance against scoring are properties that today's pistons for diesel engines should have.

3. Piston Materials

The requirements to be met by the material in terms of strength, wear behaviour and good running properties, combined with the desire to keep the piston weight as low as possible, are considerable. Thanks to their low specific gravity, the strength obtained by suitable heat treatment, good thermal conductivity and versatile machinability, aluminium alloys in the form of aluminium-silicon alloys with 12% or 18 % silicon and aluminium-copper alloys with 4 % copper meet most of the requirements a piston material has to comply with. These alloys can be processed as cast or forged material. Up to 300^o C, forged material offers a higher strength than the same material in cast state. Compared with cast material, elongation of the forged material

increases more than proportionally with temperature, offering particular advantages in areas of high thermal loading. Depending on the piston type and application, cast iron, steels, and bronzes are used alone or in combination with aluminium materials.

4. Piston Designs

4.1 Cast Pistons With And Without Ring Groove Inserts

Nowadays, the cast groove insert piston can be considered the normal design for diesel engines. Thanks to the cast-in, metallurgically bonded ring carrier made of nickel or manganese austenitic cast iron, this piston meets, in most cases, the requirement of increased resistance in the top ring groove, cast fullskirt pistons without ring carriers find application only in engines of low specific output or limited service life.

4.2 Forged Pistons With And Without Groove Inserts

Forged fullskirt pistons offer the advantage of higher strength as compared with cast pistons, therefore they have been employed in many commercial vehicle diesel engines. With an increase in output, however, the wear behaviour of the top groove, even when using hypereutectic alloys without reinforcement of the ring groove by a groove insert, indicates that there are limitations to the applicability of this type of piston. While it is not difficult to provide a metallic bond between the groove insert and the base material of cast pistons with the usual location of the top ring groove, locking the groove insert to the piston material has caused considerable efforts in forged pistons. Nevertheless, it has also been possible here to provide reinforcement of the top ring groove in the form of a groove insert by using a two-stage forging process. In this case, the bond between the ring carrier and aluminium is obtained through good mechanical interlock.

4.3 Pistons With Controlled Thermal Expansion

Pistons with controlled thermal expansion in form of the Autothermic piston has been used extensively for many years, in particular in European air-cooled diesel engines. The expansion controlling effect of the cast in steel struts allows small fitting clearances. Another version of pistons with controlled thermal expansion is the Duotherm piston where the expansion controlling struts enter into the oil ring groove, thus allowing small fitting clearances throughout the skirt.

4.4 Cast And Forged Pistons With Cooling Channel

Compared to pistons in which only certain areas of the underside of the piston are sprayed with oil - a method that is possible with all of the above mentioned piston versions - pistons with cooling channels through which oil is force-fed allow in general a reduction of the temperature level.

While pistons with a cast in cooling coil have found the greatest extent of application as pistons for locomotive, marine diesel and stationary engines, the cooling channel piston is dominant as a piston for commercial vehicles. Pistons with cooling channels can be manufactured by casting in suitably shaped special cores made of various materials as for example water-soluble salt mixtures or graphite foam which can subsequently be burned out.

If, however, for strength reasons, the use of forged piston material is desirable in the area of the combustion chamber or the piston pin bosses, but in addition forced oil cooling is required, an application of the electron beam welding process makes possible the manufacture of pistons with cooling channel which also meet these requirements. Thereby the piston consisting of two parts, the forged piston body and the ring carrying belt, shrunk on the former, is welded in the vacuum chamber of an electron-beam welding machine. A marked shaker effect of the cooling oil and accordingly an intensified heat dissipation is obtained with pistons having cooling channels or galleries in the crown (cavity rim and ring section).

4.5 Pistons Of Material Combinations

The possibility of combining various materials in one piston - not including the groove insert already mentioned as a standard feature - in accordance with the local requirements resulted in the design of compound pistons in which the parts are mechanically interlocked to one another by casting, screws or connectors.

To the first group, when increased thermal loads on the combustion chamber rim arise, belongs the Armal piston. In this piston design the combustion chamber rim is reinforced by a niresist cast-in component linked to the top groove insert by three spokes. A variation of this piston type is a piston in which the top groove insert and chamber rim protection consist of different materials and are cast in separately, copper-cobalt-beryllium bronzes being the preferred materials.

The second group includes composite pistons and articulated pistons. Composite pistons are manufactured in large quantities for many years for railway traction and marine propulsion diesel engines. The piston crown including the ring belt is firmly combined to the piston skirt by stretch bolts, thus forming

one unit.

In the past, composite pistons in the 120 mm dia-range have been used successfully on two-stroke diesel engines. In the future, they will also find even wide-ranging applications in commercial vehicles. Apart from high resistance of steel or cast iron as piston crown material the composite piston makes it possible to maintain steady temperatures at the critical piston areas throughout a wide range of mean effective pressure, thus allowing for favourable clearances at full and partial load.

The articulated piston makes it possible to separate the guiding and sealing functions of the piston. It, too, like the composite piston, consists of two parts: the piston crown including the ring belt and piston pin bosses, and the skirt. Both parts, preferably manufactured from different materials, are movably connected to each other by the piston pin. The mechanical loads on the piston crown caused by the gas forces are transmitted to the connecting rod from the gudgeon pin boss via the gudgeon pin. The side forces produced by the crankgear no longer have any significant effect on the piston crown.

5. Reasons For The Great Number Of Piston Versions - Special Questions

While in the first part of this paper by way of example a survey of the extensive range of piston versions used today in heavy-duty diesel engine constructions was given, the reasons for the different piston types and their possible applications as well as further detailed questions specific to pistons and concerning wear problems, high thermal and/or mechanical loads shall be discussed in the following.

5.1 Materials Aspects Of Top Ring Groove Design (Fig. 1)

Since cast (Fig. 1/1) and forged (Fig. 1/2) aluminium-silicon alloys offer only a limited degree of resistance to frictional and impact wear of the piston ring under increased thermal and mechanical loads in the top ring groove, reinforcement of the top ring groove by a groove insert (Fig. 1/3) made of nickel or manganese austenitic cast iron to increase the resistance to wear was proposed already at the beginning of the 1930's by Dr. Ernst Mahle. Today, this idea is common knowledge. In many cases, reinforcement for the second ring groove has already proven necessary (Fig. 1/4). Ring groove inserts with tapered or parallel sides are used. In forged pistons, the groove insert is mechanically locked in the piston material (Fig. 1/5). For this purpose the ring groove insert is machined to provide a profiled surface with which the surrounding piston material is firmly interlocked by the forging process.

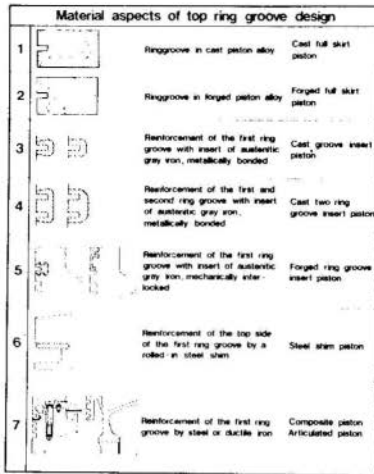


Fig. 1: Material aspects of top ring groove design

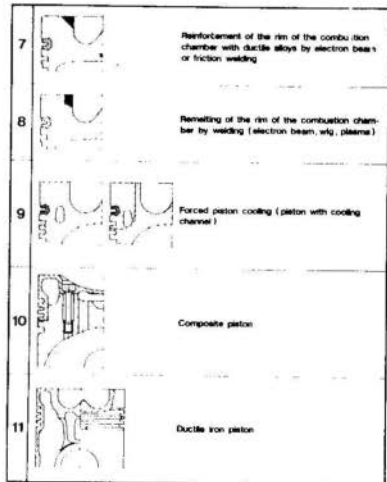
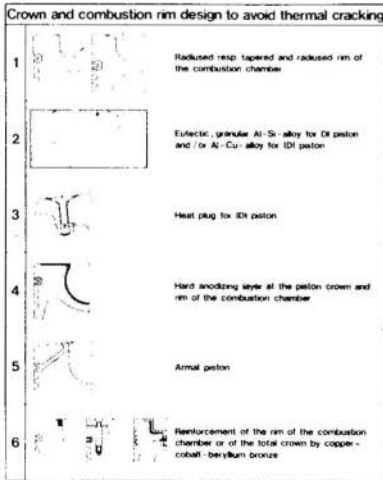


Fig. 2: Crown and combustion rim design to avoid thermal cracking

For high positioned top ring grooves, variations of this mechanically interlocked groove insert are in the testing stage, as cast-in, metallurgically bonded ring groove inserts cannot withstand the high piston fire land edge temperatures over long periods of time. In order to achieve a certain protection at the hotter upper side of the ring groove, this side being more subject to wear but having little effect on the sealing function, steel shims (Fig. 1/6) are rolled in as protection for the groove sides. Grooves in steel or ductile iron (Fig. 1/7) offer the most favourable assumptions for high wear resistance in pistons if the ring groove is high positioned and therefore high thermal loaded or high thermal and mechanical loaded. This possibility of reinforcement is provided in composite and articulated pistons.

5.2 Crown and Combustion Rim Design To Avoid Thermal Cracking (Fig. 2)

While the temperature plays a subordinate role in the piston areas closer to the crankshaft, the areas of a piston which form the combustion chamber must be designed predominantly on the basis of thermal viewpoints. When a maximum for the load on the piston material is exceeded, a crack network based on the combustion flame pattern can occur if the gas stream impacts against the piston head vertically or the cracks run in the direction of the gas stream and its subsequent deflection if the piston is provided with a combustion recess in the crown, i.e. perpendicular to the rim of the recess. In this case, the thermal conditions are affected to a certain degree by the ratio of the recess diameter to the piston diameter. The smaller the recess diameter relative to the piston diameter, the larger the combustion volume and the longer the maximum paths to the rim of the recess, the greater will be the intensifying effect on the load conditions.

From a piston viewpoint, measures can be taken in terms of design and materials to avoid thermal cracking. With a radiused combustion chamber rim, the velocity of the gases streaming out of the combustion chamber can be decreased, thus reducing high temperature gradients in adjacent areas. Thanks to the larger squish gap in the recess area compared to that at the outer edge of the piston head, the gas velocity can be affected even more by having a radiused recess edge and a crown that tapers conically to the combustion recess (Fig. 2/1). Smoke and fuel consumption values, however, can be adversely affected by these measures in certain types of engines.

The behaviour of cast and forged piston alloys depends largely on the silicon content. Cast hypereutectic aluminium alloys show a stronger tendency to cracking than forged alloys of the same composition. With the eutectic alloy, the melt treatment plays an important role. The eutectic aluminium-silicon

alloy in the granular form proves to be advantageous for pistons for direct-injection diesel engines and aluminium-copper alloy, type Y, for pistons for indirect-injection engines respectively. Forged materials are superior to cast materials (Fig. 2/2).

In indirect-injection engines, use of a heat plug made of a high-alloy material in the piston crown at the point of impact of the flames coming from the precombustion chamber has been successfully used to protect the piston material (Fig. 2/3).

Providing that the coating adheres well, favourable results can be obtained with sprayed ceramic layers. Considerably better results can be achieved by hardanodising the piston crown and combustion chamber region (Fig. 2/4).

Since the hard-anodised layer is formed using a special method involving an oxidation of the piston material, there are no adhesion problems. Reinforcing the rim of the combustion chamber with materials of a higher resistance to avoid thermal cracking resulted in the Armal piston (Fig. 2/5), in which the ring groove insert and the rim reinforcement of niresist are linked to one another by spokes. This type of piston can only be produced by casting. A variation of this piston design is a piston in which the top groove insert and combustion chamber rim protection or the entire piston head are made of different materials. They can be mechanically locked by being cast in or screwed to the piston body as piston crown plate (Fig. 2/6).

Bronzes of the copper-cobalt-beryllium group have proven very successful in this case.

Highly ductile materials have also proven advantageous for use as the combustion chamber rim reinforcement, this being bonded to the cast or forged piston body by electron beam or friction welding (Fig. 2/7).

Sometimes good results are obtained when the structure of the recess rim is remelted by electron beam, while occasionally there is no improvement at all (Fig. 2/8). One of the most effective measures to avoid the formation of cracks in the piston crown is avoidance of local temperature peaks, or lowering of the general temperature level. The strength of the material is raised into a more favourable range by cooling the piston. However, heat is withdrawn not only from the piston but also from the combustion chamber. In pistons where the cooling channels are made by casting in salt or foamed-graphite cores, or in forged electron-beam welded pistons (Fig. 2/9), the temperatures at the rim of the recess and in the area of the top ring groove can be lowered by as much as 80°C and 30 to 60°C respectively depending on the location of the cooling channel and top ring groove.

Compared to pistons where the crowns are not cooled, marked temperature

reductions at the combustion rim are achieved even in composite pistons (Fig. 2/10) by means of oil shaker cooling, in spite of the poorer thermal conductivity of the cast iron or steel materials used. In the area of the top ring groove, the piston temperature can be kept to low values over a large bmeep range.

In certain cases the piston completely manufactured of ductile iron (Fig. 2/11) will present an interesting development design, mainly if it is possible to keep the weight within reasonable limits compared to the aluminium and composite piston.

5.3 Pin Boss And Pin Design To Avoid Mechanical Problems (Fig. 3)

In pistons for internal combustion engines, the piston pin boss with the lower modulus of elasticity of the light alloy piston material must absorb the deformation of the gudgeon pin, which is made of a material with a modulus of elasticity three times as high. A peripheral tensile stress is superimposed on the radially acting compressive stress, because the piston hangs more or less on a band located above the gudgeon pin, and this effect is intensified by oval deformation of the pin. With the increase in combustion pressures, cracks that form near the top of the piston pin boss a few millimeters away from the inner edge of the piston pin hole are observed nowadays in piston pin bosses in unfavourable cases. If such cracks occur - it being impossible to make exact predictions even when the boss region is designed carefully as a function of the specific engine power output - remedial measures in terms of design and materials can be provided insofar as the existing engine conditions allow this.

A large elastic length (Fig. 3/1) i.e. the greatest possible distance between the upper edge of the piston pin hole and the inner surface of the piston crown, is advantageous in high loaded pistons, in order to uniform the stresses. By shortening the boss distance (Fig. 3/2) the load in the piston pin boss can in many cases be lowered as a result of the reduction of both the piston pin bending and calculated surface pressure. A shortening of the boss distance, however, is not always possible in the case of parallel support, as otherwise the connecting rod becomes too thin and the surface load in the small end of the rod too high. This can be avoided by using a trapezoidal support (Fig. 3/3). In tests with pistons 127 mm in diameter, a loading capacity increased by about 10 % could be achieved by changing over from parallel support to trapezoidal support. No or only very little improvement, and in certain circumstances exactly the opposite, can be expected when shortening the boss distance in pistons with very short elastic length. In this case, the piston is stiffened

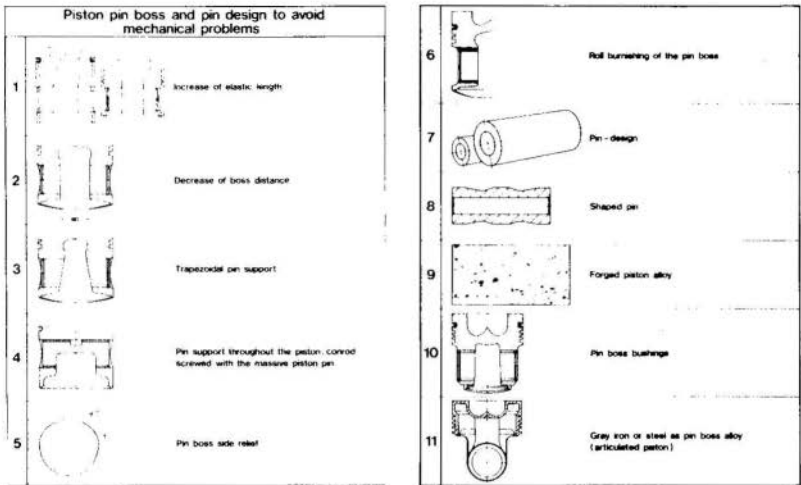


Fig. 3: Pin boss and pin design to avoid mechanical problems

in the support area to such an extent that, in spite of the reduction in piston pin bending, higher loads occur in the boss. A pin support throughout the piston (Fig. 3/4) with a solid pin and screwed-on connecting rod has been found especially advantageous. This design, however, represents a considerable change of the "piston-pin-connecting rod" system and in many cases can only be considered for future generations of engines that are subject to much higher loads. Another design possibility that changes the piston much less while increasing the resistance to piston boss cracking involves the use of side reliefs in the piston pin hole (Fig. 3/5) i.e. a local increase in the hole diameter, more or less vertical to the piston axis. However, when selecting side reliefs in the piston pin hole to reduce the tangential stresses at the top of the pin hole, it must be taken into account that the maximum stresses always occur a few degrees away from the pin axis and that when the side reliefs are located unfavourably, the stresses in the transition to the piston pin hole will be increased. The deformation of the piston pin must also always be taken into account. An improvement in the resistance of piston boss cracking can be achieved by roll burnishing the piston pin hole in particular with the aluminium-copper alloy (Fig. 3/6).

In addition, this method has the advantage, of not requiring any change in piston pin hole diameter.

The dimensions of the gudgeon pin have a great effect on the susceptibility of a piston to piston boss cracking (Fig. 3/7). With given piston dimensions, piston pin bending can be kept small by increasing the moment of resistance, i.e. by having the outside diameter of the gudgeon pin as large as possible. Simultaneously, the specific surface pressure is reduced by having a large pin outside diameter. On the other hand, oval deformation of the pin perpendicular to the force applied can be lessened by reducing the inside diameter. With a mean effective pressure of more than 10 bar, the piston outside diameter, relative to the piston diameter, should be more than 40 %, while the pin inside diameter, relative to the pin outside diameter, should be less than 50 %. If the external dimensions of the gudgeon pin cannot be increased, a pin shape adapted to the bending line of the pin (Fig. 3/8) in the region of the boss can contribute to equalize the stresses and thus to a local reduction in specific surface pressure.

Forged piston material (Fig. 3/9) had been found more resistant to piston boss cracks than cast material of the same composition in the piston pin boss as well. Using the eutectic aluminium-silicon alloy, an increase in boss loading capacity of more than 10% can be achieved.

A combined effect of boss material and design on the resistance to pin boss cracking can be achieved through the use of pin hole bushes forged from aluminium-copper alloys or aluminium bronzes (Fig. 3/10).

To conclude this listing of possibilities, which must be critically weighed in each individual case, the completely different behaviour of piston pin bosses made of cast iron materials or steel, these being possible in articulated pistons and ductile iron pistons (Fig. 3/11) where the piston crown with ring belt and piston pin support can also be made of these materials, should of course be pointed out. This solution, however, requires completely changing the piston.

6. Conclusions

In this paper, an attempt was made in the first section to present the extensive range of today's various piston designs and describe them briefly on an individual basis. In the second section, the reasons that led to the development of such varied piston designs were discussed, and hints, regarding design and methods in solving problems of wear, combustion chamber rim cracking and piston boss cracking were given. Even though it was not possible within

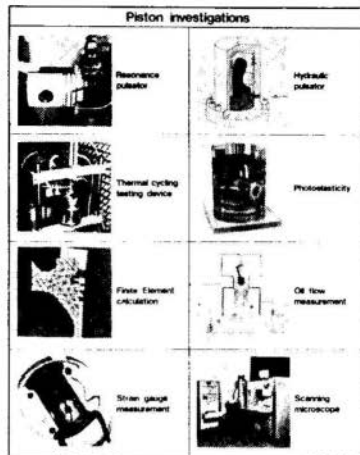


Fig. 4: Piston investigations

the scope of this paper to discuss the various possibilities provided by experimental methods both on and off the engine, these yielding a great deal of knowledge for general and specific solutions to piston problems, at least a few should be listed here at the end (Fig. 4). In addition to investigations of structural strength on resonance pulsators and hydraulic pulsators to determine component strength and tendency of combustion chamber rim cracking is investigated on automatic thermal cycling test equipment, while stress and deformation analyses under pressure and temperature are conducted with the aid of two dimensional and three-dimensional photoelastic measurements as well as two- and three-dimensional finite-element calculations. Using special equipment both on and off the engine, the efficiency of various oil cooling methods is investigated and the effect of oil cooling on piston temperatures determined, while with the aid of an electrolyte tank or computer programs heat transfer and the temperature field in pistons are established. Furthermore, oil movement in piston cooling chambers is filmed on a special shaker test stand by means of high-speed cameras. In addition, stress measurements are carried out with the aid of strain gauges both at room temperature and elevated temperatures, and all available possibilities of macroscopic and microscopic materials investigation on optical, scanning and electron microscopes as well as on the microprobe are used.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TÉCNOLÓGICO
 TECHNICAL PAPER

N.º AT-08

P.P. 184 - 190

ESTUDIO SOBRE LA EFICIENCIA VOLUMETRICA DE UN
MOTOR DE GASOLINA DE CUATRO TIEMPOS

Simón Fygueroa S.

Profesor Agregado.

Escuela de Ingeniería Mecánica.

Universidad de los Andes.

Mérida. Venezuela.

RESUMEN

Para diferentes presiones y temperaturas de alimentación, se efectuaron una serie de pruebas de velocidad variable con apertura total de la mariposa de aceleración, determinándose en cada caso la eficiencia volumétrica. Los resultados obtenidos, muestran bastante concordancia comparados con los de otros autores. Se obtuvo una relación parabólica para la influencia de la velocidad sobre la eficiencia volumétrica. Se encontró una expresión empírica para la influencia de la temperatura de alimentación. La presión de alimentación no influye sobre la eficiencia volumétrica.

SUMMARY

The volumetric efficiency of a 4-T gasoline engine was determined for a series of experiments with variable RPM and throttling, and several admission temperatures and pressures.

The results keep close accordance with those of previous investigators. The influence of RPM on volumetric efficiency was found to be a parabolic function. The influence of admission temperature on volumetric efficiency is given by an empirical relation. It was found that the admission pressure does not have influence on the volumetric efficiency.

4. Influencia de la temperatura de alimentación

En la Fig 2 se comparan, para una presión de 20 psia, los valores experimentales con los obtenidos aplicando las expresiones de Taylor, Fritz y Capetti.

Para encontrar la tendencia general de los datos experimentales se efectuó el siguiente procedimiento : para una temperatura constante y para cada presión por separado se averiguó el valor medio del cociente entre la eficiencia volumétrica a la temperatura T_1 y la eficiencia volumétrica a la temperatura de 538 °R para las diferentes velocidades del motor; en cada caso se encontró el valor del exponente x al cual se debía elevar el cociente de las temperaturas para obtener el valor medio de eficiencias encontrado. Los diferentes valores de x se promediaron, obteniéndose la relación empírica :

$$\frac{\eta_{v1}}{\eta_{v2}} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{0.54} \quad (3)$$

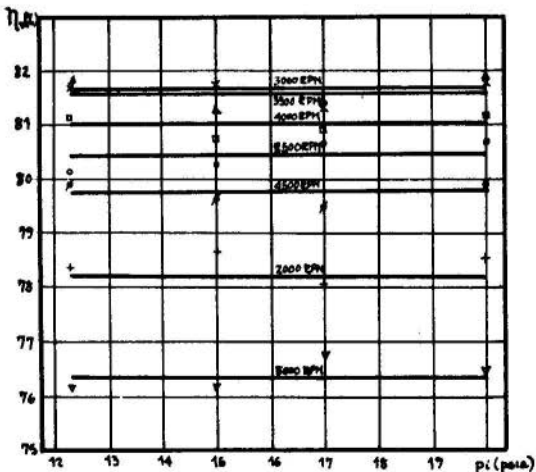


Fig 3. Influencia de la presión sobre la eficiencia volumétrica.

misma presión y temperatura de alimentación. El valor normalizado de la eficiencia volumétrica es :

$$\eta_{vn} = \frac{\eta_{vi}}{\eta_{v \max}} \quad (1)$$

Puesto que para velocidad constante, los valores de las eficiencias normalizadas eran parecidos y en muchos casos coincidentes, se ajustó la curva de trazos de la Fig 1 para la media aritmética de las eficiencias normalizadas; la observación de ésta curva insinúa un comportamiento parabólico por lo cual se ajustó con una parábola de directriz promedio cuyo comportamiento se acerca bastante al comportamiento real. La expresión de la parábola es :

$$\eta_{vn} = 1 - \left(\frac{n - 3250}{6.58 \times 10^3} \right)^2 \quad (2)$$

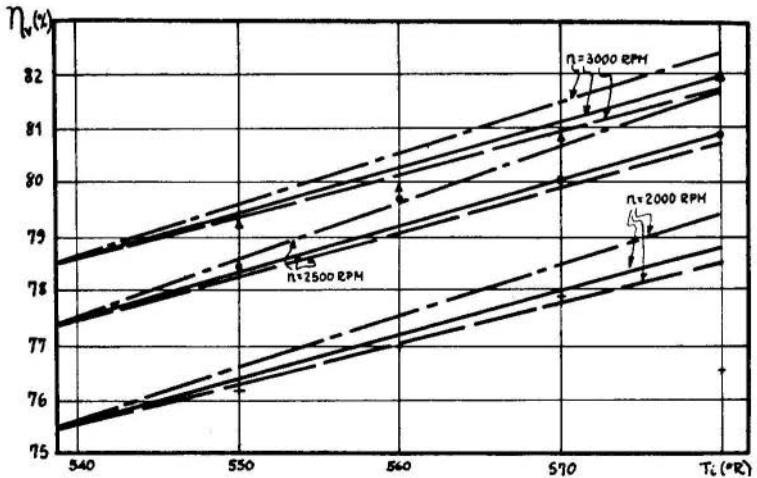


Fig. 2. Influencia de la temperatura sobre la eficiencia volumétrica.

Fritz — — — — — Capetti — — — — — Taylor — — — — —

1. Introducción

El trabajo producido por un motor, en igualdad de otras condiciones depende principalmente de la cantidad de aire admitido dentro del cilindro; cuanto mayor es ésta cantidad, mayor es la cantidad de combustible que puede quemarse, y por lo tanto mayor es la cantidad de energía transformada y la potencia producida por el motor.

Algunos autores han dado su contribución al estudio de la eficiencia volumétrica (η_v). Markel y Taylor [1] estudian la influencia de la temperatura de admisión sobre la eficiencia volumétrica asegurando que ésta aumenta proporcionalmente con la raíz cuadrada de la temperatura absoluta, y es más, dicen que ésta debe ser la tendencia general en lo cual también está de acuerdo Arkhangelsky [2]. Sin embargo, Fritz [3] establece que la variación de la eficiencia volumétrica es mayor en los motores enfriados por aire que en los enfriados por agua y que no puede darse una regla general puesto que los detalles constructivos influyen en las condiciones de transmisión de calor, dice que la eficiencia volumétrica para un motor enfriado por aire aumenta proporcionalmente con la temperatura absoluta elevada al exponente 0.65. Por su parte Cappetti [4] dice que la relación entre la eficiencia volumétrica y la temperatura es proporcional a la temperatura absoluta más 460.

El valor de la eficiencia volumétrica para Capetti [4] y Taylor [1] es independiente de la presión, mientras que para Arkhangelsky [2] y Livengood y Eppes [5] está ligeramente influenciada por la presión; para el rango de presiones utilizados en los motores de 4T aumenta entre 1.5% y 3% al crecer la presión.

Para Mikel [6] y Breed [7] que afrontan el problema desde el punto de vista de similitud dinámica, la eficiencia volumétrica es función de relaciones adimensionales de las cuales la más importante es el número de Mach de admisión; sin embargo no dan idea de la forma de la función.

El estudio experimental descrito en éste trabajo se ha diseñado para establecer algunas comparaciones entre las expresiones empíricas que relacionan el rendimiento volumétrico con los parámetros que influyen sobre él.

2. Pruebas

Las pruebas se efectuaron sobre un motor monocilíndrico Briggs & Stratton de 7.75 pg^3 de cilindrada, refrigerado por aire. Se llevaron

a cabo una serie de pruebas de velocidad variable utilizando un freno dinamométrico de agua. Se variaron las presiones de alimentación entre 12.3 psia y 20 psia y la temperatura de alimentación entre 538 °R y 590 °R. Se mantuvieron constantes, el avance de encendido, el tipo de gasolina (N.O.86) y los calibres del carburador; puesto que el motor es alimentado por gravedad fue necesario establecer puntos de presión en el tanque de suministro y cuba del carburador, llevando a éstos aire a la presión de alimentación.

Las variables leídas fueron : presión y temperatura de admisión, velocidad del motor y consumo volumétrico de aire. Este último se midió utilizando un venturímetro que descarga en un tanque amortiguador que alimenta el motor, con lo cual se aseguran condiciones de flujo estacionario en el medidor. Las mediciones de presión y temperatura de admisión se hicieron en el tanque amortiguador.

3. Influencia de la velocidad

En la Fig 1 se muestran los resultados obtenidos al normalizar la eficiencia volumétrica respecto al máximo valor correspondiente a una

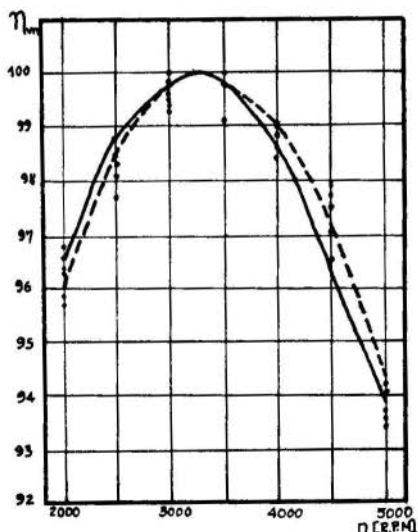


Fig 1. Influencia de la velocidad sobre la eficiencia volumétrica normalizada. Curva promedio ----- Curva ajustada

5. Influencia de la presión de alimentación

En la Fig 3 se muestran las eficiencias volumétricas obtenidas para una temperatura de 580 R, la variable independiente es la presión y el parámetro la velocidad de rotación del motor. Del gráfico se deduce que manteniendo constante la temperatura de alimentación, la variación de la eficiencia volumétrica con la presión en algunos casos es nula y en otros varía muy poco, razón por la cual las líneas ajustadas son rectas de pendiente nula.

6. Conclusiones

El trabajo aquí expuesto ha llevado a un interesante número de resultados :

1. En todos los casos estudiados, la influencia de la velocidad sobre la eficiencia volumétrica es parabólica, presentando su máximo entre 3000 y 3500 R.P.M. Para el motor en estudio el autor sugiere una dependencia única dada por la expresión :

$$\eta_{vn} = 1 - \left(\frac{n - 3250}{6.58 \times 10^3} \right)^2 \quad (4)$$

2. Los valores experimentales de la eficiencia volumétrica para diferentes temperaturas se encuentran relacionados por la expresión :

$$\frac{\eta_{v1}}{\eta_{v2}} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{0.54} \quad (5)$$

que es prácticamente equivalente a la expresión dada por Capetti. Aunque existe cierta discrepancia con los valores obtenidos por Fritz y Taylor, el error cometido al utilizar cualquiera de las expresiones es del orden del error experimental.

3. La presión de alimentación no mostró ninguna influencia sobre la eficiencia volumétrica; no se obtuvieron valores ligeramente superiores al aumentar la presión como lo indica Arkhangelsky.

4. Cuando aumenta la temperatura de alimentación, se reduce la densidad de la mezcla; luego el aumento de eficiencia volumétrica solo indica que el motor se llena mejor, no que entra mayor cantidad de mez-

cla. Cuando aumenta la presión de alimentación, aumenta la densidad de la mezcla; la eficiencia volumétrica no varía por lo tanto aunque el aprovechamiento de llenado del motor es igual, entra mayor cantidad de mezcla al cilindro. De éste raciocinio se concluye que la eficiencia volumétrica tal como está definida, no aporta mayor información sobre la cantidad de mezcla que ingresa al cilindro; solamente es indicadora del aprovechamiento del volumen de cilindrada. Para utilizar la eficiencia volumétrica como parámetro de comparación de la capacidad de aire absorbido por el motor sería mejor referirla siempre a las mismas condiciones de alimentación que podrían ser las normalizadas : presión : 14.7 psia y temperatura 60 F.

7. Agradecimientos

El autor expresa sus agradecimientos al Centro de Desarrollo Científico y Humanístico de la Universidad de los Andes sin cuyo apoyo económico no hubiera sido posible la ejecución de éste trabajo.

Bibliografía

- [1] Markell y Taylor, "A Study of the Volumetric Efficiency of a High Speed Engine", AER, 2, Nov., 1943.
- [2] Arkhangelsky, V. y otros. Motor Vehicle Engine. tr. A. Troitzky. Mir Publishers, Moscow, 1971.
- [3] Fritz, Schmidt. Máquinas de Combustion. tr. J. Chico. Editorial Labor, Barcelona, 1960 .
- [4] Capetti, Antonio. Motori Termici. Unione Tipografico Editrice Torinese, Torino, 1967.
- [5] Livengood y Eppes, "Effect of Changing Manifold Pressure, Exhaust Pressure, and Valve Timing on the Air Capacity and Output of a Four Stroke Engine Operated with Inlet Valves of Various Diameters and Lifts", NACA TN 1366, Dec., 1947.
- [6] Mikel y Mc Swiney, "A Study of the Laws of Similitude using a 2½ " G.S. Engine" Tesis. M.I.T. Library, Junio 1949.
- [7] Breed y Cowdery, "A Study of Similitude using the Six-Inch G. S. Engine" Tesis. M.I.T. Library, Junio 1949.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
 V CONGRESSO BRASILEIRO DE
 ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TECNOLÓGICO
 TECHNICAL PAPER

N.º AT-09

P.P. 191 - 196

ANEMÔMETRO DE DISCO

Joaquim Severino de Paiva Netto

Kamal Abdel Radi Ismail

Profs. Adjunto do Deptº. Eng. Mecânica

Chang Yu Iiu

Prof. Livre Docente do Deptº Eng. Mecânica
 UNICAMP/FEC - Campinas - SP - Brasil

Resumo

Apresentamos aqui um novo tipo de anemômetro de arras to onde a velocidade do vento, sua direção e potência é obtida indiretamente pela medida das deformações no seu suporte com o uso de extensômetros. Tem um mínimo de partes móveis e os movimentos existentes não afetam a calibração que independe do desgaste e sujeira nas mesmas. Basicamente consiste em um disco circular perpendicular ao vento.

Summary

Here it is presented a new type of drag anemometer where the wind speed, its direction and its power is obtained indirectly by measuring the strains on its support by means of strain gages. It has a minimum of moving parts that don't affect its calibration that is independent of wear and accumulated dirt. Basically it consists of a circular disc placed perpendicularly to the wind.

1. Introdução

Os anemômetros tradicionais do tipo mais usado apresentam várias desvantagens. Uma delas é o fato da sua constante rotação desmanchar a calibração do mesmo devido a sujeiras e desgaste e deterioração do óleo lubrificante. Também a leitura da velocidade do vento é incomoda.

Nos anemômetros do tipo arrasto não temos partes móveis e no nosso caso somente um mínimo de movimento que interfere com a precisão da medida e com a calibração. Extensômetros devidamente colocados no seu suporte, podem, por meio de circuitos eletrônicos, medir a velocidade do vento instantaneamente e media, sua direção e sua potência. Este último fator é importante no estudo do aproveitamento da energia eólica. Como temos um sinal elétrico é possível o registro automático das várias grandezas obtidas.

Nesta classe de anemômetros se destacam o anemômetro cilíndrico e o anemômetro esférico. Argand (1) nos descreve um anemômetro cilíndrico rugoso colocada na posição vertical e com um sistema de extensômetros em uma base especial. Por seu lado Tagg (2) nos descreve um modelo utilizando uma esfera e funcionando dentro dos mesmos princípios. A literatura sobre anemometria é vasta mas nos limitamos a apresentar estes dois modelos por estarem muito ligados ao nosso modelo apresentado aqui.

2. Anemômetro de disco

Um disco circular é uma das formas geométricas cujo coeficiente de arrasto é bem conhecido quando é colocado perpendicular ao vento. Junto com a esfera e o cilindro ele apresenta a característica importante para nos de ter o seu coeficiente de arrasto praticamente constante dentro de uma certa faixa de número de Reynolds. Este comportamento nos permite obter um sinal elétrico proporcional ao quadro da velocidade do vento o que facilita enormemente a linearização das medidas. O disco por seu lado apresenta algumas vantagens sobre a esfera e o cilindro. Uma delas é que seu coeficiente de arrasto apresenta uma faixa maior dentro da qual o seu coeficiente de arrasto é praticamente constante.

Também, dentro desta faixa, as pequenas variações do coeficiente de arrasto são menores do que para o caso da esfera e do cilindro. Outra vantagem é que, apresentando estes dois últimos casos o fenômeno de deslocamento da camada limite influenciado pela turbulência atmosférica, dentro de certa faixa de Reynolds, temos imprecisão nas medidas e dificuldade de calibração o que requer a introdução de promotores de turbulência que em boa parte corrige este fator mas que requer calibração caso a caso. O disco não é afetado pela turbulência atmosférica.

A tabela I nos apresenta valores para coeficientes de arrasto nos casos da esfera, cilindro e disco e a faixa de números de Reynolds dentro da qual estes coeficientes são razoavelmente constantes, no caso de zero turbulência.

Geometria	C_D	Faixa de Reynolds
Esfera	0.4	$2 \times 10^3 - 2 \times 10^5$
Cilindro	0.7	$5 \times 10^3 - 2 \times 10^5$
Disco	1.02	$2 \times 10^2 - 2 \times 10^5$

TABELA I

Na tabela C_D é o coeficiente de arrasto e cilindro tem uma relação de comprimento/diâmetro valendo 5.

Na Figura 1, vemos o arranjo do anemômetro de disco.

Um leme adequado força o disco a ficar sempre perpendicular ao vento. Na haste vertical temos quatro extensômetros que vão dar sinais com os quais obteremos a velocidade, potência e direção do vento através de um circuito eletrônico. O disco gira horizontalmente para acompanhar a direção do vento mas este movimento é muito menor do que a rotação dos anemômetros tradicionais e não afeta a calibração do mesmo.

O arrasto aerodinâmico deste disco é dado pela fórmula:

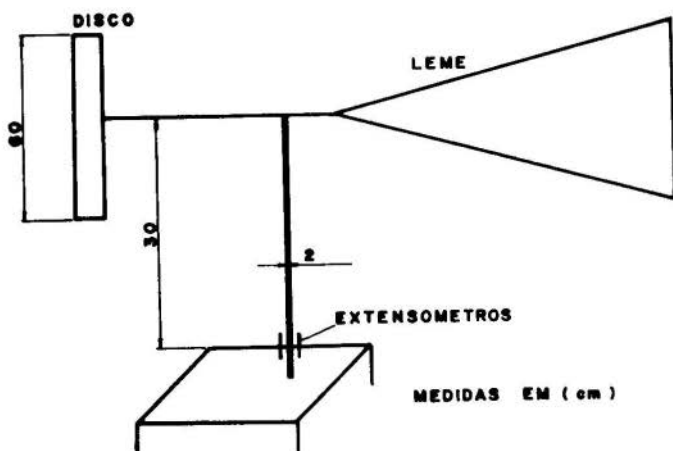


Figura 1 - Anemômetro de disco

$$D = C_D \rho A \frac{V^2}{2g} \quad (1)$$

Onde D é o arrasto, ρ a densidade do ar, A a área do disco, V a velocidade do vento e g um fator de conversão de unidades.

Os quatro extensômetros instalados na haste vertical fornecem dois sinais elétricos x e y . Como tem uma disposição ortogonal uma composição vetorial dos sinais x e y nos fornece o valor do arrasto, com adequados valores de conversão de unidades.

$$L = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2)$$

A direção do vento, em relação a um eixo arbitrário é dado pela fórmula:

$$\theta = \arctg (x/y) \quad (3)$$

Pela fórmula (1) facilmente se pode obter a velocidade do vento:

$$V = \frac{2 g D}{C_D \rho A} = C L \quad (4)$$

onde C é um fator de conversão de unidades elétricas para unidades de velocidade de vento. Esta fórmula somente pode ser aplicada se o C_D tiver um comportamento razoavelmente constante dentro da faixa útil de números de Reynolds.

A potência do vento facilmente dada pela expressão:

$$P = D \times V \quad (5)$$

Para dimensionar o nosso anemômetro escolhemos a faixa de ventos de 0,5 a 50m/seg o que cobre praticamente todas as situações prováveis no território nacional. Para satisfazermos as limitações impostas pela faixa onde o Reynolds nos dá C_D constante escolhemos um diâmetro de 60cm. Neste caso a força de arrasto varia de 0.00418 Kgf, para $V=0.5$ m/seg a 41.8 kgf com $V=50$ m/seg. A haste vertical, para termos área adequada para a instalação de extensômetros e obtenção de sinais adequados não só do ponto de vista de leitura mas também nas limitações nas deformações toleradas nos extensômetros foi escolhida como sendo 2cm. A altura da haste vertical é de 30cm.

3. Conclusões

As características aerodinâmicas do disco são bem conhecidas e já foram extensivamente ensaiadas por vários pesquisadores. Os valores são altamente confiáveis e apresentam erro relativamente pequeno. Devido a isso este estudo pode garantir predições de desempenho dentro de uma faixa bem estreita.

Este anemômetro vai permitir a leitura simultânea da

velocidade do vento, sua potência e sua direção através de um sistema eletrônico. A impressão dos resultados para registro se torna fácil deste modo. O anemômetro aqui apresentado é uma ferramenta útil na área do aproveitamento do energia eólica. Não necessita de recalibrações, podendo a mesma ser feita na fábrica, se necessário.

Bibliografia

A bibliografia é vasta e somente apresentamos referências que de perto se relacionam com o nosso modelo. As referências (1) e (2) estão contidas em uma publicação das Nações Unidas que apresenta um grande número de estudos cobrindo bastante este campo.

- (1) e (2) - Proceedings of the United Nations Conference on New Sources of Energy, Vol. 7, Wind Power, United Nations, New York, 1964.
- (3) Massen, B.S., Mechanics of Fluids, Chapter 10. 3a. Edição, Van Nostrand Reinhold Company, London, 1975.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 • 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO TÉCNICO
TECHNICAL PAPER

N.º AT-10

P.P. 197 - 206

OTIMIZAÇÃO E OPERAÇÃO DE TUBO DE CALOR A
TEMPERATURA MÉDIA

Kamal Abdel Radi Ismail

Prof. Adjunto - Deptº. Eng. Mecânica
UNICAMP - FEC - Campinas - SP - Brasil

Nelson Murcia

Professor da Fac. Eng. de Guaratinguetá
UNESP - Guaratinguetá - SP - Brasil

Antonio Carlos Banwart

Prof. Instrutor - Deptº. Eng. Mecânica
UNICAMP - FEC - Campinas - SP - Brasil

RESUMO

Analizamos um projeto real de um tubo de calor e introduzimos modificações geométricas na estrutura porosa, as quais alteram consideravelmente o valor da quantidade máxima de calor trocado sem alterar a condutividade térmica equivalente, a qual é um parâmetro básico do tubo de calor.

O cálculo percentual deste aumento é executado e são sugeridos possibilidades no sentido de aumentar a condutividade térmica equivalente.

SUMMARY

This paper includes modifications on a heat pipe in relation to geometry and wick material which are intended to change considerably maximum heat exchanged as well as the equivalent thermal conductivity. Discussion of the modified performance of the heat pipe is also included.

1. Introdução

O tubo de calor é basicamente um tipo de trocador de calor, que por não necessitar de bombeamento externo do fluido de trabalho e por possuir alta condutividade térmica equivalente, tem uma ampla faixa de aplicação.

2. Esquema e funcionamento

Conforme podemos notar na Figura 1 o tubo de calor é constituído por um tubo (ou estrutura metálica com outra forma) tendo junto a sua parede interna uma estrutura porosa.

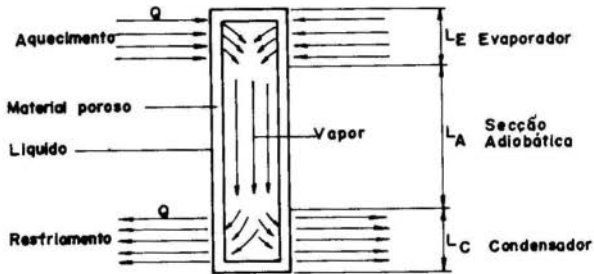


Fig. 1 - Esquema do Heat Pipe

Em sua montagem, evacuamos o tubo e colocamos um líquido de trabalho a uma pressão adequada a faixa de temperatura que pretendemos operar.

Seu funcionamento baseia-se no bombeamento do líquido através da estrutura porosa, movido pela pressão de capilaridade, ao atingir o evaporador, evapora-se e em forma de vapor vai até o condensador, condensando-se e iniciando novamente o ciclo.

3. Análise do Projeto

Um dado projeto de tubo de calor possui diversas limitações, tais como limite sônico, viscoso, arraste, capilaridade, etc.

Embora as idéias básicas sejam gerais, particularizaremos nossa análise para um tubo de calor cilíndrico, cons-

tituído por um tubo de cobre 9,31mm de diâmetro interno, 0,79mm de espessura e 300mm de comprimento com uma composição de 5 malhas (três de Mesh 400 e duas 200) de aço inoxidável na parte interna. Nossa faixa de utilização será em torno de 100°C e utilizaremos água como fluido de trabalho.

Desejamos obter a condutividade térmica equivalente e a máxima quantidade de calor trocada.

As limitações são:

a) Limite Sônico: Ocorre em virtude do engasgamento (choking) do fluxo do vapor, em geral só é crítico para altas temperaturas ou na partida do tubo de calor

$$q_s = \rho_v L \sqrt{\frac{\gamma \bar{R} T_v}{2(\gamma+1)M}} = 28,9 \text{ kw/cm}^2 \quad (1)$$

onde: q_s = Limite sônico do fluxo de calor

ρ_v = densidade do vapor

L = calor latente da água

M = massa molecular

\bar{R} = constante do vapor

γ = relação entre calores específicos

b) Limite de arraste: Resulta do arraste de líquido pelo vapor, em geral é crítico para altas velocidades do vapor

$$Q_a = \pi r_v^2 L \sqrt{\frac{2\pi\rho_v\sigma_1 \cos\theta}{\lambda}} = 8,8 \text{ kw} \quad (2)$$

onde: Q_a = limite de arraste, do calor

r_v = raio de escoamento do vapor

θ = ângulo de contato

λ = dimensão característica da interface líquida vapor

σ_1 = tensão superficial da água

c) Limite viscoso: É crítico quando as forças viscosas são dominantes, o que ocorre para temperaturas muito baixas com escoamento muito lentos.

$$q_{vi} = \frac{r_v^2 L \rho_v P_v}{16 \mu_v l_{ef}} = 5,3 \cdot 10^3 \text{ kw/cm}^2 \quad (3)$$

onde: q_{vi} = limite viscoso do fluxo de calor
 P_v = pressão do vapor
 μ_v = viscosidade do vapor
 l_{ef} = comprimento eficaz

d) Limite de capilaridade: Em uma grande parte dos heat pipes este é limite crítico, nosso objetivo é encontrar variantes que ampliem esta limitação.

O limite de capilaridade ocorre devido ao esgotamento da capacidade de bombeamento.

$$(\Delta P_C)_{\max} \geq \Delta P_l + \Delta P_v \pm \Delta P_g \quad (4)$$

onde: $(\Delta P_C)_{\max}$ = pressão de capilaridade máxima
 ΔP_l = queda de pressão que o líquido sofre ao retornar do condensador ao evaporador
 ΔP_v = queda de pressão que o vapor sofre ao escoar do evaporador ao condensador
 ΔP_g = pressão gravitacional, a qual pode ser negativa, positiva ou zero.

A pressão gravitacional pode ser um parâmetro fixo e se operarmos o tubo de calor horizontalmente este parâmetro poderá ser negligenciado.

A queda de pressão do vapor, para tubos de calor operando a baixas temperaturas e baixas trocas de calor, em primeira aproximação pode ser desprezada.

Temos então que a perda de carga do líquido deverá ser compensada pela pressão de capilaridade:

$$(\Delta P_C)_{\max} \geq \Delta P_l \quad (5)$$

onde: $(\Delta P_C)_{\max} = \frac{2\sigma_1 \cos \theta}{r_c}$; $(\Delta P_e) = \frac{\mu_l}{\rho_l L} \frac{Q l_{ef}}{A_w k}$ (Lei de Darcy) (6)

onde: r_c = raio de capilaridade equivalente

onde: A_w = área porosa transversal

K = permeabilidade do meio poroso

Para a água a 100°C

$$L = 2,258 \cdot 10^6 \text{ J/kg} \quad \rho_L = 958 \text{ kg/m}^3$$

$$\mu_L = 0,283 \text{ mN S/m}^2 \quad \sigma_1 = 58,85 \text{ mN/m}^2$$

$$g = 9,8 \text{ m/s}^2$$

A pressão de capilaridade é praticamente governada pela malha 400 na qual $r_c = 0,0029 \text{ cm}$.

Assumindo molhamento perfeito ($\theta=0$)

$$(\Delta P_c)_{\max} = \frac{2\sigma_1}{r_c} = 4070 \text{ N/m}^2 \quad (7)$$

A permeabilidade da malha 100 pode ser usada e é $k=1,52 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ (dada por Langston e Kunz).

$$\text{malha 400} - d_{400} = 0,03 \text{ mm}$$

$$\text{malha 100} - d_{100} = 0,10 \text{ mm} - A_w = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$$

O comprimento eficaz l_{ef} será dado por

$$l_{ef} = l_A + \frac{l_E + l_c}{2}$$

$$\text{como: } l_A = 100 \text{ mm} \quad , \quad l_c = 100 \text{ mm} \quad , \quad l_E = 100 \text{ mm}$$

$$l_{ef} = l_A + \frac{l_c + l_E}{2} = 0,2 \text{ m}$$

logo a quantidade máxima de calor trocado será:

$$Q_{\max} = \frac{2\sigma_1 \rho L A_w k}{r_c \mu_l l_{ef}} = 435 \text{ W} \quad (8)$$

4. Condutividade Térmica equivalente

Em referência a figura 2 R_4 , R_5 e R_6 podem ser negligenciados [2].

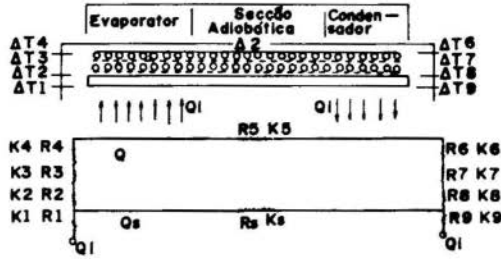


Fig. 2 - Quedas de Temperatura e Resistência Térmicas

$$e \quad k_1 = h_e A_E = 0,69 \text{ w/}^\circ\text{C} \quad k_2 = \frac{2\pi k_t L_E}{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} = 1,56 \text{ w/}^\circ\text{C}$$

$$k_9 = h_c A_C = 0,339 \text{ w/}^\circ\text{C} \quad k_8 = \frac{2\pi k_t L_C}{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} = 1,56 \text{ w/}^\circ\text{C}$$

$$k_7 = \frac{k_w A_C}{d} = 5,5 \text{ w/}^\circ\text{C} \quad k_7 = \frac{k_w A_C}{d} = 5,5 \text{ w/}^\circ\text{C}$$

onde: k_t = condutividade térmica do tubo
 k_w = condutividade térmica efetiva [2]

A resistência e a condutividade térmica equivalente serão:

$$\left. \begin{aligned} R_{eq} &= R_1 + R_2 + R_3 + R_7 + R_8 + R_9 = 4,79 \text{ }^\circ\text{C/w} \\ K_{eq} &= \frac{1}{R_{eq}} = 0,21 \text{ w/}^\circ\text{C} \end{aligned} \right\} \text{ total}$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ou } R'_{eq} &= R_2 + R_3 + R_7 + R_8 = 0,37 \text{ }^\circ\text{C/w} \\ K'_{eq} &= \frac{1}{R'_{eq}} = 2,72 \text{ w/}^\circ\text{C} \end{aligned} \right\} \text{ Intrínseca do tubo de calor}$$

Obviamente R_1 e R_9 constituem a parte externa do tubo de calor, e independente do projeto, podem ser melhoradas.

5. Otimização

Para aumentar a capacidade máxima de transporte poderemos aumentar o número de malhas diminuindo a perda de pressão do líquido, mas isto implicaria num aumento das resistências R_3 e R_7 , diminuindo consideravelmente a "condutividade térmica intrínseca" do tubo de calor.

Para contornar este problema propomos um novo formato da estrutura porosa figura 3, de modo a aumentar a capacidade de transporte sem variar a condutividade térmica.



Fig. 3 - Variação Geométrica da Estrutura Porosa do tubo de Calor

Caso (a): Aumento do material poroso na secção adiabática.

Para o caso limite

$$(\Delta P_C)_{\max} = \Delta P_e + \Delta P_v \quad (17)$$

$$\text{como} \quad (\Delta P_C)_{\max} = \frac{2\sigma_e \cos\theta}{r_c} = 4070 \text{ N/m}^2 \quad (18)$$

$$e \quad \Delta P_1 = \Delta P_{1C} + \Delta P_{1E} + \Delta P_{1A} = \frac{\mu_1 Q (L_C/2)}{\rho_1 L K A_{wC}} + \frac{\mu_1 Q (L_E/2)}{\rho_1 L K A_{wE}} + \frac{\mu_1 L_A Q}{\rho_1 L K A_{wA}} \quad (19)$$

$$\Delta P_1 = 4,6Q + \frac{2,7 \cdot 10^{-5} Q}{(r_e^2 - r_v^2)}$$

Supondo escoamento laminar e com recuperação total de pressão

$$\Delta P_v = \frac{8\mu_v \dot{m}}{\pi r_v^4} \left[\frac{L_E + L_C}{2} + L_A \right] = \frac{2,8 \cdot 10^{-12}}{r_v^4} Q$$

$$\text{logo: } 4070 = Q \left[4,6 + \frac{2,7 \cdot 10^{-5}}{r_e^2 - r_v^2} + \frac{2,8 \cdot 10^{-12}}{r_v^4} \right] \quad (20)$$

Maximizando Q em termos de r_v , obtemos:
Q será máxima para $r_v = 0,42 r_e$

$$Q_{\max} = 645 \text{ W} \quad (21)$$

Notamos portanto que neste projeto é possível melhorar a quantidade máxima de calor trocado em:

$$\frac{645 - 435}{435} \cdot 100 = 48\% \quad (22)$$

Caso (c): (incluindo o (b))

Como $L_E \gg b$ podemos supor que a direção do escoamento do fluxo de calor é perpendicular a parede do tubo.

Podemos então subdividir o evaporador (ou condensador) em resistências paralelas.

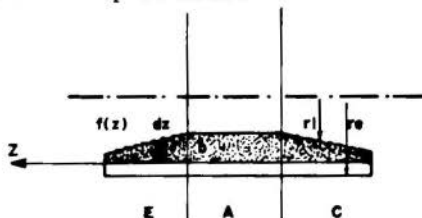


FIG. 4 - Corte do tubo de calor

$$\text{logo: } K_{ev} = \int_0^{L_E} dK \quad \text{onde} \quad dK = \frac{2\pi K_w}{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} dz \quad (23)$$

$$\text{mas} \quad r_i = r_e - f(z)$$

numa aproximação de primeira ordem

$$\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) = -\ln\left(1 - \frac{f(z)}{r_e}\right) = \frac{f(z)}{r_e}$$

$$\therefore K_{ev} = \int \frac{2\pi K_w}{f(z)} dz = 2\pi k_w \int_0^{L_E} \frac{1}{f(z)} dz \quad (24)$$

Como fixamos a condutividade térmica constante

$$\int_0^{L_E} \frac{1}{f(z)} dz = \text{cte} \quad (25)$$

Perda de carga no evaporador, num trecho elementar dz a perda de carga será:

$$dP_1 = \frac{\mu_1 Q dz}{\rho_1 L K 2\pi r_e f(z)} \quad (26)$$

$$\Delta P_1 = \frac{\mu_1 Q}{\rho_1 K 2\pi r_e} \int_0^{L_E} \frac{dz}{f(z)}$$

$$\text{mas de (25)} \quad \int_0^{L_E} \frac{dz}{f(z)} = \text{cte} \quad \rightarrow \quad \Delta P_1 = \text{cte}$$

Portanto em primeira aproximação a exigência de k constante implica numa perda de carga no evaporador (ou condensador) constante, independente da função $f(z)$.

Optamos então por uma curva do tipo de (b), a qual suaviza a variação da secção, evitando turbulência no escoamento.

A função $f(z)$ será do tipo:

$$f(z) = ax + b$$

onde $b \leq (r_v)_{\text{otimizado}} = 0,42r_e$ (da condição de fluxo de calor) e a será obtido da condição de condutividade térmica constante.

$$(K_{ev})_{\text{anterior}} = (K_{ev})_{\text{modificado}}$$

$$\frac{2\pi K_w L_E}{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} = \int \frac{2\pi K_w}{\ln\left(1 - \frac{az + b}{r_e}\right)}$$

6. Conclusão

Embora o projeto tenha sido particularizado, é óbvio que as idéias fundamentais podem ser aplicadas em qualquer caso.

A otimização de $f(z)$ foi feita apenas para variação de secção pequenas, caso quiséssemos ampliá-la para variações maiores, poderíamos fazê-la utilizando métodos numéricos.

Caso não estejamos interessados no aumento da capacidade máxima do fluxo de calor, podemos inverter o problema mantendo a capacidade máxima do fluxo de calor constante ou até diminuí-la e aumentar a condutividade térmica equivalente pela diminuição da espessura do material poroso no condensador e evaporador.

Os resultados teóricos desta variação geométrica na ampliação do limite de capilaridade são muito bons, nos mostramos um tubo de calor simples, com o analisado aqui e estamos variando a secção de outro com o objetivo de conseguir uma otimização experimental desta variação.

Bibliografia

- [1] BANKSTON, C.A., SMITH, J.H. - "Incompressible laminar Vapour flow in cylindrical heat pipes. ASME Paper No. 71 WA/HT-15, 1971.
- [2] P.DUMN and D.A. REAY - "Heat Pipes" - Pergamon Press, 1978 - 2a. Edição.
- [3] S.W. CHI. - "Heat Pipe Theory and practice" Mac Graw-Hill - 1976.

ANAI S

PROCEEDINGS



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO TÉCNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

N.º AT-11

p.p. 207 - 215

RESPOSTA DA CHAMA A UMA ONDA SONORA

Luiz Fernando Milanez

Prof. Assistente - Deptº Eng. Mecânica
FEC/UNICAMP - Campinas-SPSumário

Oscilações na combustão são geralmente produzidas por interações entre a chama e as ondas sonoras estabelecidas na câmara de combustão e na linha de alimentação. Neste estudo foi utilizada uma chama ar-metano e as oscilações foram produzidas por um alto-falante na linha de alimentação. O objetivo é estudar o comportamento da magnitude e da fase das oscilações da chama quando as oscilações introduzidas variam. Destes resultados, o tempo entre a descarga do combustível e a sua queima pode ser determinado.

Summary

Combustion oscillations are generally produced by interactions between flame fronts and sound waves set up in the combustion chamber and in the supply line. In this research a simple premixed methane-air flame is used and the oscillations are produced by means of a loudspeaker in the mixture supply tube. The objective is to study the magnitude and phase of the flame oscillations as the frequency and amplitude of the supply oscillations is varied. From these results the time between discharge of the fuel and its burning can be evaluated.

1. Introdução

Oscilações na combustão podem ocorrer nos equipamentos domésticos e industriais, sendo um fenômeno de realimentação. Quando o ar é forçado através de um duto, podemos ter ondas estacionárias dentro deste duto. A presença de uma chama no duto funciona como uma fonte de energia que pode alimentar ou amortecer estas ondas estacionárias. Um método para a alimentação de ondas estacionárias por meio de um fornecimento de calor foi descoberto por Rijke [1]. Rayleigh [2] foi o responsável pela compreensão teórica do mecanismo pelo qual as oscilações são mantidas. Em geral o critério para a manutenção das ondas estacionárias pelo fornecimento periódico de calor é que o calor deve ser fornecido num local onde a pressão na onda estacionária varia e num instante onde a pressão é máxima.

O objetivo deste trabalho é encontrar a diferença de fase entre a taxa de liberação de calor (em termos da área da chama) e a pressão e velocidade geradas no tubo de alimentação pelo alto falante. Isto é feito através da determinação do tempo de atraso, que é definido como o tempo entre a descarga da mistura combustível e sua queima. Como a técnica empregada é baseada em fotografias, este trabalho limita-se a regiões de baixas frequências onde os movimentos da chama podem ser facilmente observados. O equipamento aqui empregado pode registrar oscilações da chama até a frequência de 150 Hz embora para frequências superiores a 100 Hz os resultados já não sejam muito claros.

2. Equipamento

O queimador utilizado é mostrado na figura 1. Uma mistura homogênea ar-metano alimenta o queimador posicionado sobre uma câmara de mistura onde se encontra o alto falante que fornece a excitação. Um gerador de frequências controla as frequências e as amplitudes do sinal emitido pelo alto-falante. Uma sonda é inserida no queimador 20mm abaixo da sua boca através de um orifício de 2mm de diâmetro. Esta sonda está conectada a um microfone de meia polegada ligado

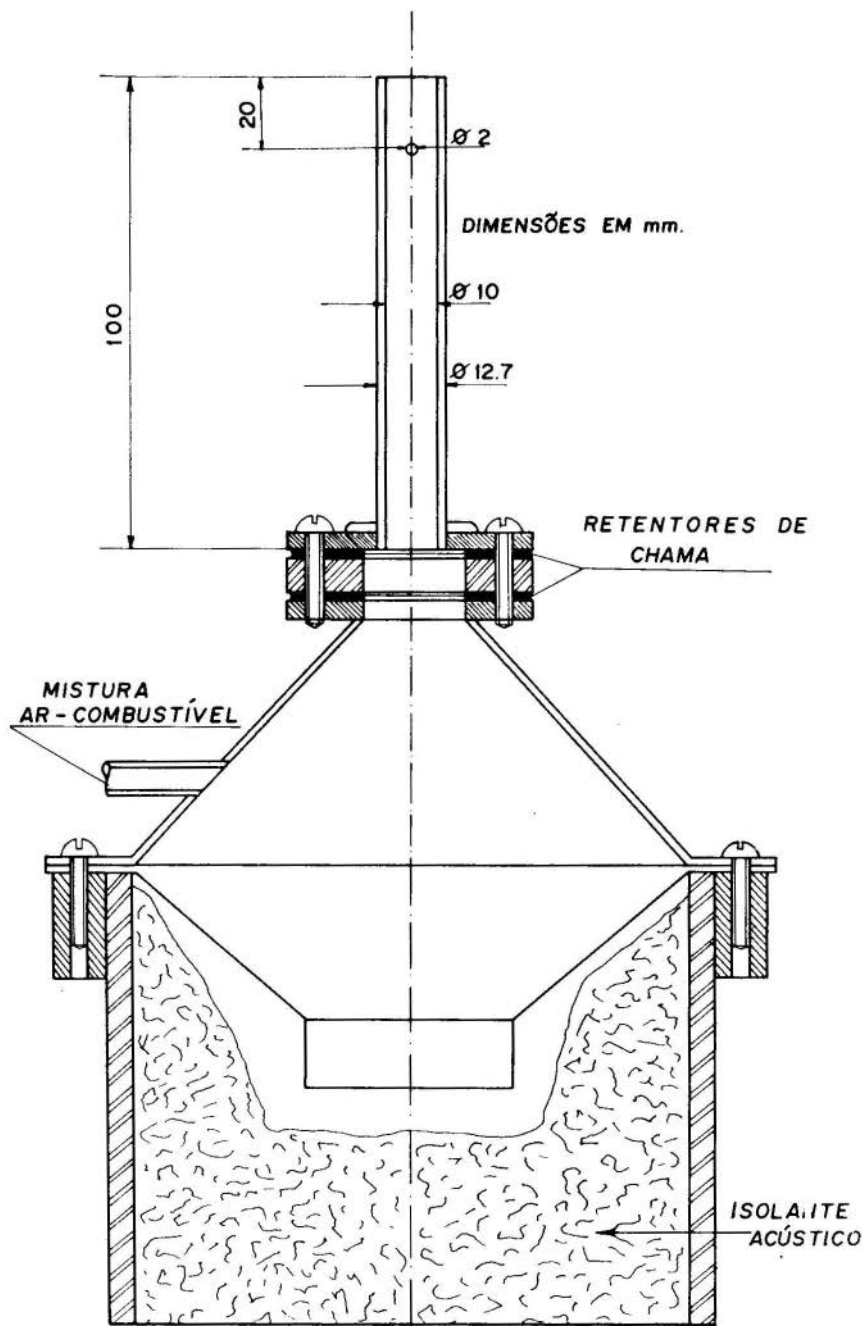


FIG. (I) MONTAGEM DO QUEIMADOR

a um medidor de nível de pressão sonora. O sinal produzido é mostrado num osciloscópio de modo a mostrar a onda senoidal como um ponto deslocando-se segundo uma linha vertical. Uma fonte luminosa projeta a sombra da chama numa tela situada no mesmo plano da tela do osciloscópio. Um estroboscópio acoplado a um motor de velocidade variável posicionado à frente das telas permite a observação da chama movendo-se lentamente, e a excitação (em termos da pressão) como um ponto oscilando sobre uma linha vertical. Desta forma pode-se fotografar um instante da chama juntamente com a excitação. Este equipamento é mostrado na figura 2. Como é importante uma correlação precisa da perturbação na linha de alimentação com a variação periódica da chama, todo o equipamento envolvido no registro da perturbação no queimador foi testado para a avaliação da diferença de fase introduzida pelo próprio equipamento.

Diversas relações ar-combustível foram utilizadas, porém o estudo foi concentrado na relação estequiométrica, sendo a vazão de metano $11 \text{ cm}^3/\text{s}$ que corresponde a um número de Reynolds 900 na linha de alimentação. A flutuação da chama foi considerada em termos do parâmetro a/A_{av} com $a=A_f - A_{av}$ onde A_f é a área instantânea e A_{av} é a área média.

3. Resultados

A posição da máxima área da chama não corresponde a um fluxo máximo da mistura ar-combustível. Existe uma diferença de fase que é muito pequena (4°) para 25 Hz, 45° para 50 Hz, 65° para 75 Hz e 85° para 100 Hz. Isto está mostrado na figura 3. Nesta figura temos três conjuntos de curvas. No primeiro conjunto estão representadas as curvas de pressão e velocidade da mistura ar-combustível no tubo de alimentação no instante da combustão. Nos outros dois conjuntos estão representadas as variações da liberação de calor (em termos da área superficial da chama) para as frequências consideradas, ao longo de um período completo. Podemos então comparar a variação da liberação de calor para cada frequência com o fluxo da mistura ar-combustível (velocidade) no tubo de alimentação para cada instante do período.

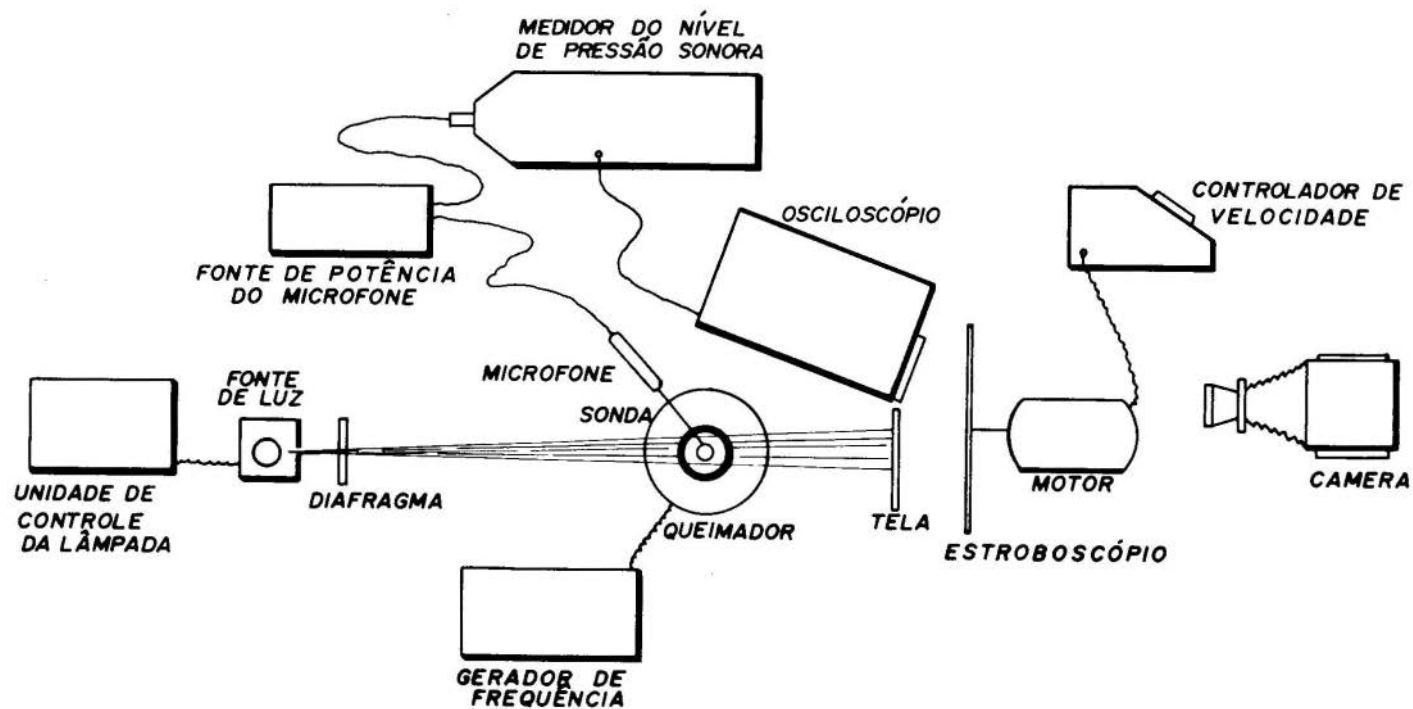


FIG.(2) EQUIPAMENTO

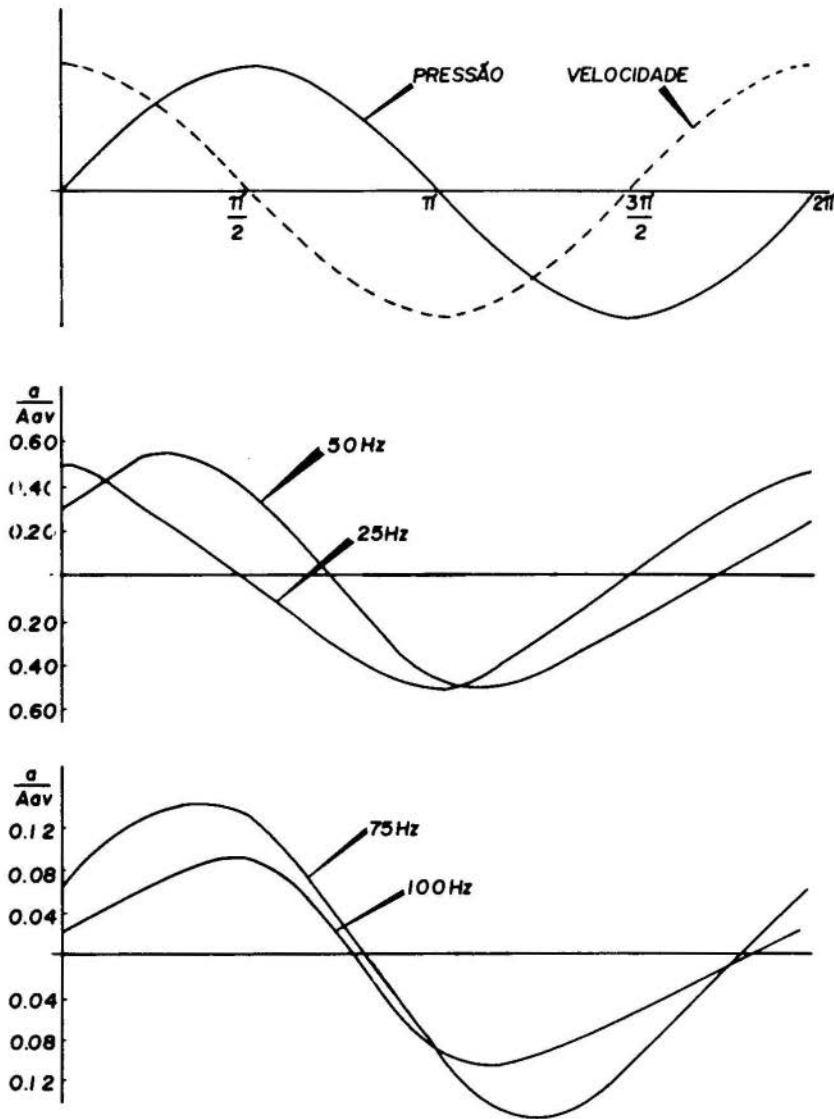


FIG. (3)

Portanto existe uma diferença de fase entre a máxima velocidade (máximo fluxo) e a máxima área da chama, sendo que esta diferença tende a aumentar com a frequência.

Para todas as frequências, com exceção de 25 Hz o tempo de atraso correspondente à diferença de fase entre a flutuação da área da chama e a velocidade da mistura é de $2,5 \times 10^{-3}$ s. Este tempo foi calculado usando a relação $\alpha = \omega \tau$ onde α é a diferença de fase, ω a frequência angular e τ o tempo de atraso. A discrepância para 25 Hz é explicada pela calibração do equipamento por esta frequência ser menor que cinco vezes o limite inferior de frequência do microfones tado.

Merk [3] deduziu uma fórmula para calcular este tempo de atraso teoricamente

$$\tau = \frac{r_b}{3S_u \sqrt{1 - \left(\frac{S_u}{U_b}\right)^2}}$$

onde r_b é o raio da boca do queimador, S_u é a velocidade da chama e U_b a velocidade da mistura. O tempo de atraso é portanto constante e independente da frequência. Isto sugere que a diferença de fase entre a máxima área da chama e a velocidade máxima da mistura tende a aumentar com a frequência. Neste trabalho $r_b = 0,5$ cm, $\bar{S}_u = 43$ cm/s, $\bar{U}_b = 148$ cm/s . Portanto o tempo de atraso calculado usando esta fórmula é 4×10^{-3} s que é maior que $2,5 \times 10^{-3}$ s obtido experimentalmente. Uma das razões para esta diferença é que a fórmula para o tempo de atraso considera que o contorno da chama se mantém perfeitamente cônico durante o período de oscilações, o que na realidade não acontece.

4. Conclusões

Durante as experiências para a determinação do tempo de atraso, algumas conclusões foram tiradas através da variação dos parâmetros considerados nesta análise.

A magnitude de a/A_{av} depende da velocidade da pertur-

bação v e da velocidade média da mistura U_{av} . Se a perturbação for muito intensa para baixas frequências, a chama é soprada do queimador. Por outro lado, a fase de a/A_{av} com v é independente, até certo ponto, da velocidade da perturbação e da vazão da mistura. Esta diferença de fase depende entretanto da velocidade da chama. A diferença de fase entre a/A_{av} e v/U_{av} aumenta com a diminuição da velocidade de chama, o que foi observado para várias relações ar-combustível. Algumas destas conclusões também foram verificadas por Blackshear [4] usando propano. O fato da diferença de fase entre a/A_{av} e v ser independente da vazão da mistura e dependente da velocidade de chama é perfeitamente previsível bastando considerar a fórmula de Merk mencionada anteriormente, onde é fácil verificar que o tempo de atraso será alterado por qualquer variação da velocidade da chama, porém variações na vazão da mistura (dentro dos limites de estabilidade da chama) terão muito pouca influência.

Uma análise do critério de Rayleigh para esta situação talvez não seja conveniente pelo fato das oscilações não serem auto-induzidas. Entretanto dos resultados obtidos nota-se que a flutuação da área da chama, que pode ser associada com a liberação de calor como uma primeira aproximação, tende a estar em fase com a pressão quando a frequência aumenta. Para 100 Hz, a taxa de liberação máxima de calor está praticamente em fase com a máxima pressão. De fato, frequências ao redor de 100 Hz não são incomuns em equipamentos oscilando, enquanto que frequências mais baixas não são frequentemente encontradas.

Bibliografia

- [1] Rijke, P.L. - Phil. Mag. 4,17 419-422 (1959).
- [2] Rayleigh, J.W.S. - "The Theory of Sound", Vol. 2. Dover, New York (1945).
- [3] Merk, H.H. - "An Analysis of Unstable Combustion of Premixed Gases" - 6th Symposium Int. on Combustion (1957).

- [4] Blackshear, P.L. - "Driving Standing Waves by Heat Addition" - 4th Symposium Int. on Combustion (1953).

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-12

P. P. 216 - 223

WIND METER

Kamal A.R. Ismail

Prof. Adjunto - Deptº. Eng. Mecânica
 FEC/UNICAMP - Campinas-SP, Brasil

Chang Y. Liu

Prof. Colaborador - Deptº. Eng. Mecânica
 FEC/UNICAMP - Campinas-SP, Brasil

SUMMARY

Theoretical and experimental study of a cup type wind meter is performed. It demonstrates that the rpm of the meter is proportional to the wind velocity and inversely proportional to the length of the horizontal arm used to support the cup. The effect of friction on the rotating velocity is also considered.

SUMÁRIO

Um estudo teórico e experimental de um medidor de velocidade de tipo copo foi executado. Foi demonstrado que a velocidade angular do medidor é proporcional a velocidade do vento e inversamente proporcional ao comprimento do braço horizontal usado como suporte do copo. O efeito do atrito sob a velocidade de rotação foi também considerado.

1. Introduction

To understand the distribution of wind velocity at a particular point is a necessary step of utilization of wind energy to generate power. Unusually a long period of the history of wind velocity distribution is required for the design of a wind power plant at that location. To record wind velocity distribution, one has to use wind meter.

The most common type of wind meter is of cups type. In which several cups are mounted horizontally on a vertical shaft. The wind velocity is approximately proportional to the rpm of the shaft. Thus the wind velocity may be recorded through a mechanical or a electrical recording system for analysis.

This report presents some of the results of the wind meter project sponsored by CODETEC. This study includes the aerodynamics design and wind tunnel calibration of the meter. It demonstrates, theoretically as experimentally, that the rpm is linearly proportional to the wind velocity when the wind velocity is high. But the friction between the moving and the stationary parts of meter makes the linear relationship invalid when the wind velocity is low. The length of the arms used to support these cups and the size and shape of cup are important parameters of the characteristics of a wind meter.

2. The Relationship Between rpm and Wind Velocity

For a given wind velocity and the configuration of a meter, there is a unique rotating velocity of the meter. Assuming that the forward drag coefficient of the cup is defined as

$$C_{df} = \frac{D_f}{\frac{1}{2} \rho U_1^2 A} \quad (1)$$

where

D_f = drag due relative wind velocity on cup in the forward direction (figure 1)

- ρ = density of the air
 U_1 = relative wind velocity ($U_1 = U - 2\pi\ell_1 n$)
 A = area of the cup
 ℓ_1 = distance from center of the cup to the center of the vertical shaft
 n = rps
 U = wind velocity

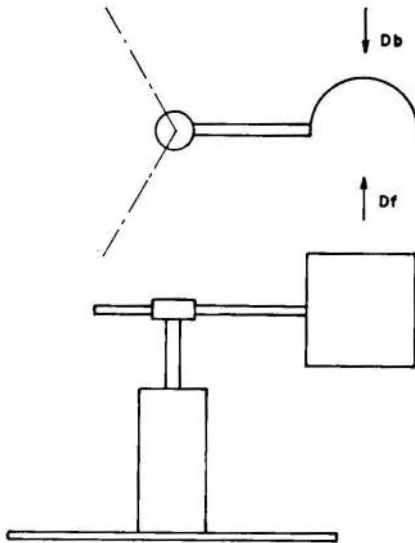


FIG.(1) THE ARRANGEMENT OF THE METER.

and the backward drag coefficient of the cup is

$$C_{db} = \frac{D_b}{\frac{1}{2} \rho U_2^2 A}$$

where

- D_b = drag due relative wind velocity on cup in the backward direction
 $U_2 = U + 2\pi\ell_1 n$

If the mechanical friction of the meter and the

aero

dynamics force on the horizontal arms are small in comparison with the drag forces of the cup, a simple equation can be derived. Its form is

$$D_f = D_b$$

or

$$C_{df}(U - 2\pi l_1 n)^2 = C_{db}(U + 2\pi l_1 n)^2 \quad (2)$$

Eq.(2) can be simplified to

$$n = \frac{\sqrt{\frac{C_{df}}{C_{db}} - 1}}{\sqrt{\frac{C_{df}}{C_{db}} + 1}} \frac{U}{2\pi l_1} \quad (3)$$

It can be seen from Eq.(3) that the rotating velocity of the meter is a function of the ratio of the drag coefficient of the cup in the forward and backward directions. It is linearly proportional to the wind velocity and inversely proportional to the distance from the center of the cup to the center of vertical axis. The drag coefficients of the cup depend on the shape of the cup. Hoerner [1] presented drag coefficients for various configurations of two and three dimensional bodies. The drag coefficients for wedge, cone and hemisphere shaped cups are listed in Table I.

	C_{df}	C_{db}
wedge ($\alpha=90^\circ$)	0.97	0.64
cone ($\alpha=90^\circ$)	0.94	0.45
hemisphere	1.38	0.38

TABLE I

With the above informations, the rotating velocity can be

calculated for a given value of ℓ_1 . Figure 2 shows the results of Eq.(3) for the three configurations of cups listed in table I. The value of ℓ_1 for this calculation is 0.12m.

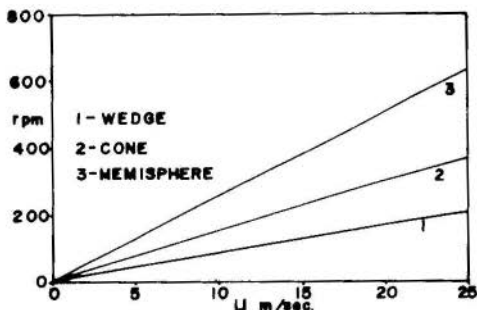


FIG.(2) THEORETICAL CALCULATION OF RPM FOR VARIOUS SHAPES OF CUPS.

Since any journal in rotating has a finite value of friction, the rotating velocity of the meter cannot be precisely predicted without a knowledge of the effect of friction. This effect depends upon many factors which are very difficult to be predicted theoretically. Assuming that the frictional torque against rotation is of the form

$$T_f = D_f R \quad (4)$$

where

D_f = frictional force

R = distance from the frictional force to the center of axis.

In the steady state of rotation, the overall torque is balanced,

$$D_f \ell_1 = D_b \ell_1 + D_f R \quad (5)$$

writing

$$D_f = \frac{1}{2} C_{df} \rho U_1^2 A = a U_1^2$$

$$n_b = \frac{1}{2} C_{db} \rho U_2^2 A = bU_2^2$$

Eq. (5) can be written as

$$a(U - 2\pi\ell_1 n)^2 = b(U + 2\pi\ell_1 n)^2 + T_f \frac{R}{\ell_1} \quad (6)$$

Solving for n, Eq.(6) becomes

$$n = \frac{(a+b)U \pm \sqrt{(a+b)^2 U^2 - (a-b) \left[(a-b)U^2 - T_f \frac{R}{\ell_1} \right]}}{2(a-b)\pi\ell_1} \quad (7)$$

If $T_f=0$ and the minus sign is taken, Eq.(7) becomes exactly the same form as Eq.(3) which is as expected. Thus the rotating velocity becomes

$$n = \frac{(a+b)U - \sqrt{(a+b)^2 U^2 - (a-b) \left[(a-b)U^2 - T_f \frac{R}{\ell_1} \right]}}{2(a-b)\pi\ell_1} \quad (8)$$

Both a and b depend upon the shape and area of the cup. For a given configuration of a meter, their values can be estimated. T_f is another unknown factor, its value can only be determined experimentally.

3. Results and Discussion

The calibration of the wind meter with semi-circular shaped cups was performed in the wind tunnel of the Mechanical Engineering Department of UNICAMP. It has a test section area of 40cm x 60cm. This makes the ratio of the frontal area of the meter to the test section area of approximately 10%. So that the blockage effect can be negligible. The freestream velocity was measured by an inclined manometer and the rpm was measured by a stroboscope.

Figure 3 shows the rotating velocity of the meter as a function of the wind velocity. The size of the cup is 5cm x 5cm arc shaped. The lines numbered 1, 2, 3 and 4 are the calculated results from Eq. (8) for $T_f=0$, proportional

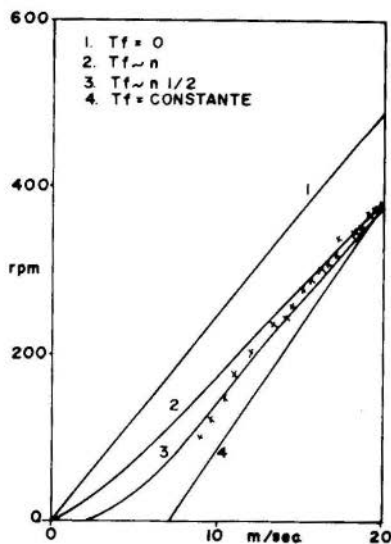


FIG.(3) EFFECT OF FRICTION ON RPM.

to n , $n^{1/2}$ and constant, respectively. It can be seen that for high wind velocity, the experimental results fit the curve for $T_f \sim n^{1/2}$ quite well. Curves 2, 3 and 4 are calculated by first fitting the experimental value at $v=20$ m/sec and finding the proportional constants for the three assumptions of T_f in relation to n . Then the rest of the points are calculated with each individual constant.

Figure 4 shows the calibrated results of a 8cm x 8cm are shaped meter with two arm lengths. It can be seen that the relationship of the rpm is inversely proportional to the arm length is approximately verified at high wind velocity. At lower wind velocity, the effect of friction can be clearly seen.

Both the Eq.(3) and (8) show that the rpm is independent of the area of the cup. But the experimental results in figure (3) and (4) are different for different sizes of cups. This may be due to the center of force is away from the center of area if the width of cup is large.

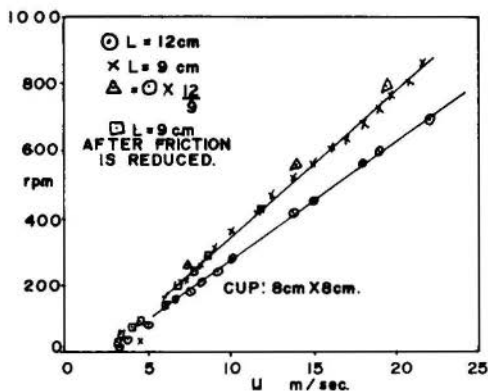


FIG.(4) EXPERIMENTAL RESULTS FOR CUP SIZE 8cm X 8cm.

Both Eq.(3) and (8) are obtained by assuming that the center of force is located at the center of area of the cup. The aerodynamics force exerted on the horizontal arms may also result some error to the calculated results.

4. Conclusion

For a cup shaped wind meter, the rpm of the meter is proportional to the wind velocity when the wind velocity is high, and it is inversely proportional to the length of the arm. The frictional torque of the present design is proportional to the square root of rpm. It does not change the linearity of calibration curve at high wind velocity.

Reference

- [1] Hoerner, S.F., "Fluid-Dynamic Drag". Hoerner Fluid Dynamics, Brick Town, N.J. 1964.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

N.º A-13

P.P. 224 - 235

ESTUDO ANALÍTICO - NUMÉRICO DE UM ARMAZENADOR
DE CALOR LATENTE

Silvia A. Nebra

Universidade Estadual de Campinas
 Departamento de Engenharia Mecânica

Kamal Abdel Radi Ismail

Universidade Estadual de Campinas
 Departamento de Engenharia Mecânica

SUMÁRIO

Suposto um armazenador de geometria cilíndrica, se desenvolve um modelo matemático do processo de mudança de fase. A solução é obtida em base a diferenças finitas. São apresentados gráficos de solução numérica comparada à aproximada.

RESUMEN

Supuesto un almacenador de geometria cilíndrica, se desenvuelve un modelo matemático del proceso de cambio de fase. La solución es obtenida en base a diferencias finitas. Se presentan gráficos de soluciones generalizadas.

1. Introdução

O ponto central no desenho deste tipo de armazenadores e o estudo do processo de fusão - solidificação que se opera dentro dele, já que é este processo o que controla a transferência de energia entre a substância armazenadora e o fluido de trabalho. Por sua vez este processo depende fundamentalmente das características térmicas da substância que muda de fase e da geometria do sistema.

A grande dificuldade que apresenta a solução matemática surge da existência da frente de fusão (ou solidificação) em contínuo movimento, e que introduz-se uma não linearidade nas equações que descrevem o processo.

No caso de uma geometria plana se conseguiu obter uma solução exata [1] para as condições de contorno usuais, enquanto, no caso de geometria cilíndrica isto não aconteceu, tendo-se feito em câmbio, esforços em direção a distintos tipos de tratamento teórico analíticos e/ou numéricos, [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9]; [10].

No presente trabalho se desenvolve um tratamento mediante um método numérico que estende ao caso cilíndrico um método desenvolvido originalmente para o caso unidimensional [11]. A escolha do método foi feita na base que [12] ele dá uma boa descrição do perfil de temperaturas logo desde o início, ainda no caso que este for "abrupto", e além disso poupa a necessidade de fazer um ajuste em cada interação até "encontrar" a posição da frente de fusão, como é feito em [5].

2. Modelo Analítico

Supondo uma substância de densidade, calor específico, condutibilidade, temperatura e calor de fusão constantes, as equações que descrevem o processo seriam (Ver esquema do sistema):

$$T = T_* \quad \text{em } r \leq r_* \quad (1)$$

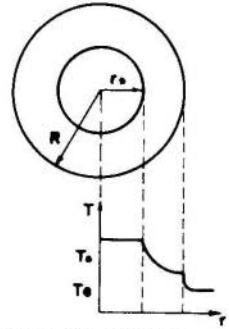
$$K \frac{\partial T}{\partial r} = \lambda \rho \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right) \quad \text{em } r = r_* \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left[\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right] \quad \text{em } r_* < r < R \quad (3)$$

$$-K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = h (T - T_e) \text{ em } r = R \quad (4)$$

Sendo:

- T = Temperatura
 r, R = raio genérico, raio do tubo
 t = tempo
 K = condutibilidade
 λ = calor de fusão
 ρ = densidade
 C_p = calor específico
 $\alpha = \frac{KC_p}{\rho}$



Esquema do sistema

- h = coeficiente de película do fluido de trabalho que que pode incluir a resistência oferecida pela pa rede do tubo e a interfase sustância-tubo.

Subíndices:

- $*$ = indica a frente de fusão
 R = indica o borde do tubo
 e = indica o fluido de trabalho - externo.

Como se observa em (1), estamos considerando a fase interior a temperatura de fusão. Também consideramos constante a temperatura do fluido de trabalho.

É conveniente definir o seguinte conjunto de variáveis adimensionais:

$$\theta = \frac{T - T_e}{T_* - T_e} \quad (5)$$

$$\xi = 1 - \frac{r}{R} \quad (6)$$

$$\tau = \frac{\alpha t}{R^2} \quad (7)$$

e os parâmetros característicos:

$$\text{Número de Stefan} = \frac{C_p (T_* - T_e)}{\lambda} \quad (8)$$

$$\text{Número de Biot} = \frac{hR}{K} \quad (9)$$

Expressadas nas novas variáveis as equações (1) a (4) se transformam em:

$$\theta(\xi, \tau) = 1 \text{ para } \xi = \xi_* \quad (10)$$

$$\text{ste} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{d\xi}{d\tau} \text{ para } \xi = \xi_* \quad (11)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{-1}{1-\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} \text{ para } 0 < \xi < \xi_* \quad (12)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \text{Bi} \theta \text{ para } \xi = 0 \quad (13)$$

No caso de armazenadores é importante pesquisar a transferência de calor do tubo armazenador ao fluido de trabalho e sua relação com o calor que está sendo transferido na frente de fusão.

De (4) podemos calcular o calor transferido o borde do tubo:

$$q_R = -K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = h (T_R - T_e) \quad (14)$$

Pode-se definir também um calor transferido adimensional, assim, de (13) é:

$$\phi_R = \text{Ste} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right)_{\xi=0} = \text{Ste} \text{Bi} \theta_{\xi=0} \quad (15)$$

sendo:

$$\phi = \frac{q}{\left(\frac{K\lambda}{C_P R} \right)} \quad (16)$$

na frente de fusão seria:

$$q_* = -K \left(\frac{\partial T}{\partial r_*} \right) = \lambda \rho \left(\frac{\partial r_*}{\partial T} \right) \quad (17)$$

$$\phi_* = Ste \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right)_{\xi=\xi_*} = \frac{d\xi_*}{dr} \quad (18)$$

3. Cálculo Numérico

Se adotou um tipo de malha 'móvel' com um número fixo de pontos, amarrado num extremo no borde do cilindro e no outro na frente de fusão $n=0$ estará em $\xi=0$, $n=N$ estará em $\xi=\xi_*$. Como a frente de fusão vai-se deslocando no tempo a malha se 'estica', tendo os pontos mais distânciados entre si, já que N é fixo.

Se usará a derivada substâncial:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \frac{d\xi}{dr} + \frac{\partial \theta}{\partial r} \quad (19)$$

e a expressão:

$$\frac{d\xi/dr}{\xi} = \frac{d\xi_*/dr}{\xi_*} \quad (20)$$

substituindo em (12) segundo (19) e (20):

$$\frac{d\theta}{dr} = \left[\frac{\xi}{\xi_*} \frac{d\xi_*}{dr} - \frac{1}{1-\xi} \right] \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \quad (21)$$

e levando em conta que:

$$\xi = \frac{n}{N} \xi_* \quad (22)$$

se podem expressar em diferenças finitas as derivadas em (21):

$$\frac{\theta_{n,m+1} - \theta_{n,m}}{\Delta \tau} = \left[\frac{n}{N} \left(\frac{d\xi_*}{d\tau} \right)_m - \frac{1}{1 - \frac{n}{N} \xi_{*m}} \right] \left[\frac{\theta_{n+1,m} + \theta_{n-1,m}}{2\xi_{*m}/N} \right]$$

$$+ \frac{\theta_{n-1,m} - 2\theta_{n,m} + \theta_{n+1,m}}{(\xi_{*m}/N)^2} \quad (23)$$

A equação (11) expressada em diferenças finitas seria:

$$\left(-\frac{d\xi_*}{dr}\right)_m = Ste \frac{\theta_{N-2,m} - 4\theta_{N-1,m} + 3\theta_{N,m}}{2\xi_{*m}/N} \quad (24)$$

a (10) seria:

$$\theta_{N,m} = 1 \quad (25)$$

também se usará:

$$\xi_{*,m+1} = \left(\frac{d\xi_*}{d\tau}\right)_m \Delta\tau + \xi_{*,m} \quad (26)$$

a equação fica:

$$\frac{-3\theta_{0,m} + 4\theta_{1,m} - \theta_{2,m}}{2\xi_{*m}/N} = Bi \theta_{0,m} \quad (27)$$

que logo se utilizará para calcular $\theta_{0,m}$.

Respeito aos valores iniciais o método não permite começar com um valor $\xi_{*0} = 0$ senão que deve ser adotado algum valor, além de uma distribuição inicial de temperaturas adequadas.

A condição de estabilidade neste caso será:

$$\frac{\Delta\tau N^2}{\xi_*^2} < \frac{1}{2} \quad (28)$$

O cálculo do calor transferido, expressado em diferenças finitas seria:

$$\phi_{R,m} = Ste Bi \theta_{0,m} \quad (29)$$

$$\phi_{*m} = \left(-\frac{d\xi_*}{d\tau}\right)_m \quad (30)$$

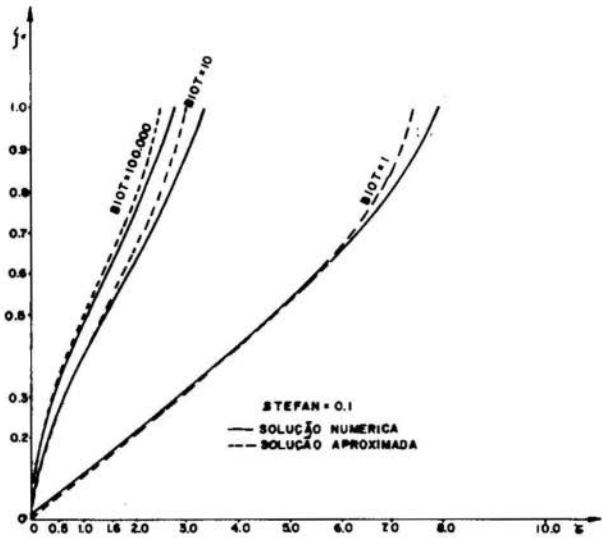


FIG.(1) POSIÇÃO DO FRENTE DE FUSÃO EM FUNÇÃO DO TEMPO.

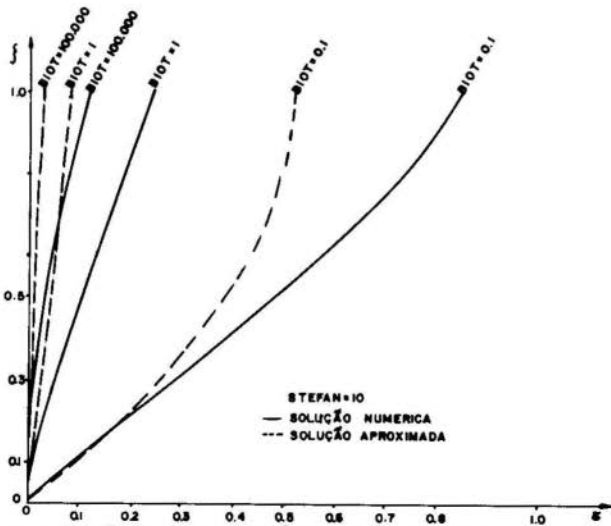
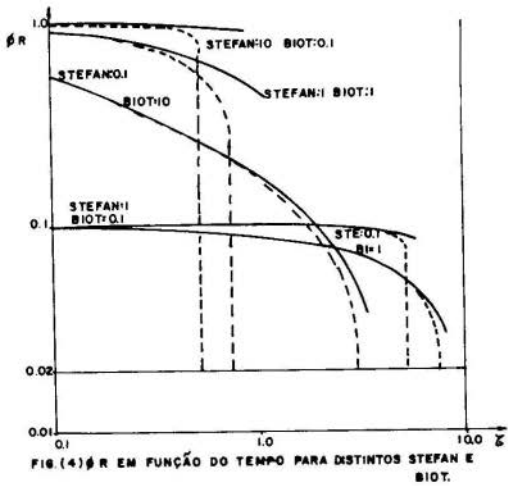
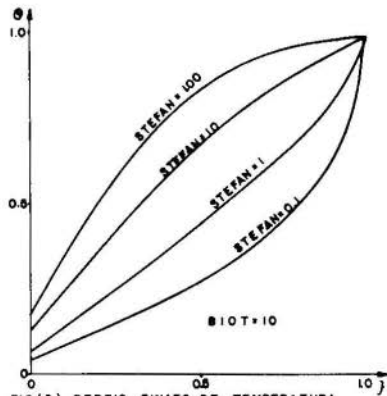


FIG.(2) POSIÇÃO DO FRENTE DE FUSÃO EM FUNÇÃO DO TEMPO.



4. Discussão

Nas figuras 1 e 2 se plotou a variação da posição da frente de fusão em função do tempo para distintos valores dos parâmetros característicos do sistema. Como é de esperar o tempo é maior quanto maior o Stefan e menor o Biot.

Os perfis de temperaturas finais são reportados na figura 3. É interessante notar que a curvatura dos mesmos depende do número de Stefan.

Na figura 4 se reporta a variação do calor entregue no borde do cilindro em função do tempo para distintos valores de Stefan e Biot. Foi utilizada uma escala logarítmica em razão que para um dado Stefan, a medida que o Biot é maior a diminuição do ϕ_R no tempo é mais marcada. Enquanto que o valor inicial de ϕ_R dependerá basicamente do produto dos dois parâmetros característicos.

A efeitos de comparação se reportaram em todos os casos os gráficos correspondentes à solução aproximada [2], como se observa esta dá resultados melhores quanto menor o Stefan.

5. Conclusão

Pelo observado experimentalmente [13] quando se produz a solidificação no cilindro, a temperatura no líquido interior desce rapidamente até o ponto de fusão, supondo que esta se inicie com a barra de sólido na temperatura de fusão, isto na prática é difícil de acontecer. Além de que na fusão pode aparecer na fase líquida exterior transferência de calor por convecção. Pensamos então que a etapa de fusão precisa mais pesquisas tanto teóricas quanto experimentais.

Bibliografia

- [1] H.S. CARSLAW and Y.C. YAEGER - 'Conduction of Heat in Solids', Oxford University Press, London, England - Secon Edition, (1959).

4. Discussão

Nas figuras 1 e 2 se plotou a variação da posição da frente de fusão em função do tempo para distintos valores dos parâmetros característicos do sistema. Como é de esperar o tempo é maior quanto maior o Stefan e menor o Biot.

Os perfis de temperaturas finais são reportados na figura 3. É interessante notar que a curvatura dos mesmos depende do número de Stefan.

Na figura 4 se reporta a variação do calor entregue no contorno do cilindro em função do tempo para distintos valores de Stefan e Biot. Foi utilizada uma escala logarítmica em razão que para um dado Stefan, a medida que o Biot é maior a diminuição do ϕ_R no tempo é mais marcada. Enquanto que o valor inicial de ϕ_R dependerá basicamente do produto dos dois parâmetros característicos.

A efeitos de comparação se reportaram em todos os casos os gráficos correspondentes à solução aproximada [2], como se observa esta dá resultados melhores quanto menor o Stefan.

5. Conclusão

Pelo observado experimentalmente [13] quando se produz a solidificação no cilindro, a temperatura no líquido interior desce rapidamente até o ponto de fusão, mantendo-se neste até o final do processo. Nesse caso o modelo aqui apresentado seria correto para ser aplicado na solidificação.

Por outro lado, se bem que teoricamente as equações apresentadas são válidas também para a fusão (supondo que esta se inicie com a barra de sólido na temperatura de fusão) isto na prática é difícil de acontecer. Além de que na fusão pode aparecer na fase líquida exterior transferência de calor por convecção. Pensamos então que a etapa de fusão precisa mais pesquisas, tanto teóricas quanto experimentais.

Bibliografia

- [1] H.S. CARSLAW and Y.C. YAEGER - "Conduction of Heat in Solids", Oxford University Press, London, England - Secon Edition, (1959).

- [2] A.L. LONDON and R.A. SEBAN - "Rate of Ice Formation" - Transactions of the ASME - Journal of Heat Transfer - Vol. 65 - (1943), Pag. 771 e 778.
- [3] T.R. GOODMAN - "The Heat Balance Integral and Its Application to problems involving a Change of Phase" - Transactions of the ASME - Vol. 80 (1958) - Pags. 335 - 342.
- [4] D.C. BAXTER - "The Fusion Times of Slabs and Cylinders" - Transactions of the ASME - Journal of Heat Transfer - Vol. 84 - Série C (1962) - Pags. 317 - 326.
- [5] LUH C. TAO, A.I. Ch. E. - "Generalized Numerical Solutions of Freezing a Saturated Liquid in Cylinders and Spheres", Journal of Heat Transfer Vol. 13, N° 1, January (1967), Pags. 165 - 169.
- [6] DAVID SANGFORD - "The Heat Balance Integral Method", Int. J. Heat Transfer, Vol. 16 (1973) Pags. 2424 - 2428.
- [7] I.S. HABIB - "Solidification of a Semi Transparent Cylindrical Medium by conduction and Radiation", Journal of Heat Transfer, Transaction of the ASME, February (1973), Pag. 37 - 41.
- [8] G. TRIPATHI, K.N. SHUKLA and R.N. PANDEY - "An Integral Equation Approach to Heat and Mass Transfer problem in an infinite cylinder" int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16 (1973), Pag. 985 e 990.

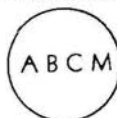
- [9] N. SHAMSUNDAR and E.M. SPARROW - 'Storage of Thermal Energy by Solid-Liquid Phase Change . Temperature Drop and Heat Flux'', Journal of Heat Transfer- Transactions of the ASME, November (1974), Pags. 541-543.
- [10] D. S. RILEY, F.T. SMITH and G. POOTS- " The Inward Solidification of Spheres and Circular Cylinders", Int. I. Heat Mass Transfer, Vol. 17 (1974), Pags. 1507-1516.
- [11] W.D. MURRAY, F.LANDIS - 'Numerical and Machine Solutions of Transient Heat Conduction Problems Involving Melting or Freezing', Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, May (1959), Pag. 106-112.
- [12] G.E. BELL - 'A Refinement of the Heat Balance Integral Method Applied to a Melting Problem', Int. I. Heat Mass Transfer, Vol.12 (1978) Pag. 1357-1362.
- [13] S.A. NEBRA, K.A.R. ISMAIL - ' Armazenador de Calor Latente', Anais do 1º Congresso Brasileiro de Energia, Rio de Janeiro, Dezembro 78, Vol. B - Pag. 518-529.



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-14

P.P. 236 243

ARMAZENADOR DE CALOR LATENTE COM FLUIDIZAÇÃO

Kamal Abdel Radi Ismail

Prof. Adjunto do Deptº. Eng. Mecânica
 UNICAMP - FEC - DEM - Campinas, SP, Brasil

Luiz Fernando Milanez

Prof. Assistente do Deptº. Eng. Mecânica
 UNICAMP - FEC - DEM - Campinas, SP, Brasil

RESUMO

Neste sistema, um material que armazena energia na forma de calor latente está contido em pequenas cápsulas cilíndricas de alumínio. O tanque de armazenamento é feito de um tubo de vidro vertical tendo na sua base uma placa de distribuição. O objetivo é avaliar o desempenho deste sistema analisando suas vantagens e desvantagens.

SUMMARY

In this system a latent heat storage material is contained in small cylinder capsules made of aluminium. The storage tank is made of vertical glass vessel fitted with a distributor plate at the bottom. The objective is to analyse the performance of such system considering its advantages and disadvantages.

1. Introdução

As aplicações de energia solar em grande escala, tanto para produção de potência quanto para processos industriais dependem fundamentalmente de um sistema de armazenamento capaz de fornecer e absorver calor nas quantidades necessárias. Um sistema de armazenamento eficiente é uma peça vital de um equipamento de conservação de energia. Os problemas típicos envolvidos nos sistemas convencionais de armazenamento são a capacidade de armazenamento e a taxa de calor transferido pelo sistema. Estes problemas podem ser resolvidos através do emprego de material encapsulado tipo calor latente, fluidizado num meio líquido. A quantidade de calor transferido pode ser variada utilizando-se o sistema desde leito fixo até leito fluidizado.

Uma montagem típica de tal equipamento está representada na figura 1.

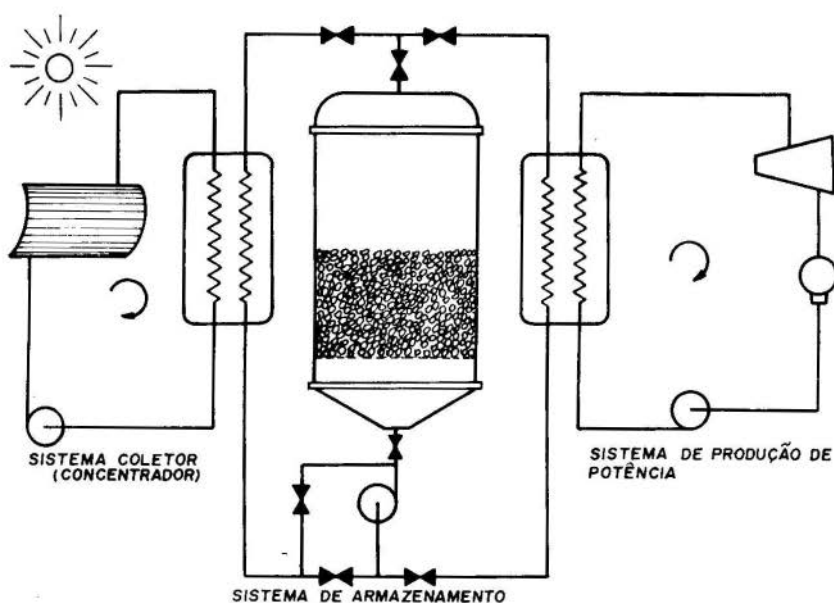


FIGURA 1 - Sistema de Armazenamento para Produção de Potência a Partir de Energia Solar

2. Considerações Teóricas

O estudo teórico do armazenador proposto está dividido em três etapas:

- estudo do escoamento do fluido através do armazenador.
- estudo da transferência de calor do fluido para as partículas sólidas (cápsulas)
- estudo do processo de fusão/solidificação que ocorre no interior das cápsulas.

Um parâmetro importante para este estudo é a determinação da velocidade mínima de fluidização. Num sistema ideal, a velocidade mínima de fluidização é aquela em que o leito passa de fixo a fluidizado. Na prática, entretanto, existe uma grande região de transição e esta velocidade mínima de fluidização não tem significado absoluto. O problema da definição desta velocidade é agravado para partículas de grandes dimensões, o que ocorre em tal tipo de equipamento. É desejável então padronizar um método de determinação desta velocidade para que diferentes sistemas possam ser comparados. Isto é feito de maneira conveniente através de um gráfico de perda de pressão através do leito ΔP_B contra a velocidade U (figura 2).

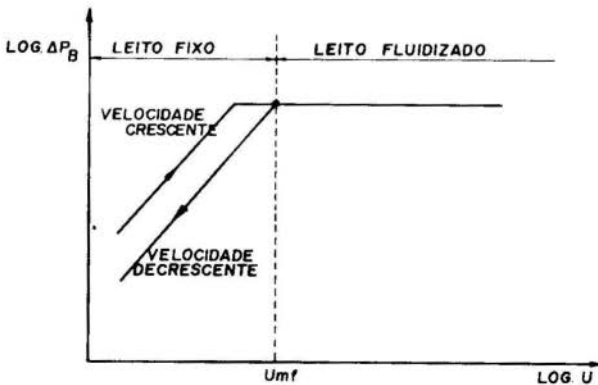


FIGURA 2 - Determinação Experimental da Velocidade Mínima de Fluidização U_{mf}

A velocidade mínima de fluidização U_{mf} pode ser determinada teoricamente, para um contorno esférico da partícula (ou diâmetro equivalente).

$$Re_{mf} = 25,7 \left[\sqrt{1 + 5,53 \cdot 10^{-5} Ga} - 1 \right] \quad (1)$$

onde $Re_{mf} = \frac{U_{mf} \rho_f d}{\mu}$ número de Reynolds mínimo de fluidização.

$$Ga = \frac{\rho_f (\rho_s - \rho_f) g d^3}{\mu^2} \quad \text{número de Galileu}$$

U_{mf} = velocidade mínima da fluidização
 d = diâmetro equivalente da partícula sólida
 μ = viscosidade dinâmica do fluido
 g = aceleração de gravidade
 ρ_f = densidade do fluido
 ρ_s = densidade da partícula sólida

A temperatura das partículas sólidas é praticamente constante ao longo do leito fluidizado. A temperatura do fluido altera rapidamente na "seção ativa" junto à placa de distribuição, e muito pouco depois desta seção. O coeficiente de transmissão de calor h_p pode ser considerado como uma função dos coeficientes de condução h_{pc} e de convecção $h_{p_{conv}}$

$$h_p = f(h_{pc}, h_{p_{conv}}) \quad (2)$$

A transferência de calor por radiação é em geral desprezível em sistemas fluidizados devido à pequena diferença de temperatura entre as partículas sólidas e o fluido.

Os valores do coeficiente de transmissão de calor h_p entre o fluido e as partículas sólidas divergem de autor para autor principalmente pelo método de se determinar a diferença média de temperatura. O coeficiente de transmissão de

calor h_p pode ser calculado com base nas medidas diretas da temperatura e na quantidade de calor transferido Q_H

$$h_p = \frac{dQ_H/dt}{A_s \frac{1}{H} \int_0^H (T_f - \theta) dl} \quad (3)$$

A_s = área total das partículas sólidas

H = altura do leito fluidizado

T_f = temperatura do fluido

θ = temperatura da partícula sólida

l = distância a partir da placa de distribuição

Finalmente, o estudo da transferência de calor no interior das cápsulas é feito considerando-se a equação geral da condução e as condições de contorno adequadas para a geometria da cápsula (esfera, cilindro finito, cubo). Este estudo foi feito por diversos autores, entre eles, Carslaw e Jaeger [3]. Por exemplo, para uma cápsula esférica, cujo conteúdo está solidificando

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 [rT(r,t)]}{\partial r^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(r,t)}{\partial t} \quad (4)$$

A temperatura constante T_0 na superfície da cápsula (r_0) e a temperatura constante de fusão T_f na frente de fusão (r_f) fornecem as condições de contorno

$$T(r_0, t) = T_0 \quad T(r_f, t) = T_f \quad (5)$$

O balanço de energia na frente de fusão/solidificação, com a temperatura do líquido considera constante fornece

$$\frac{dr_f}{dt} = \frac{k}{\rho L_f} \frac{\partial T(r_f, t)}{\partial r} \quad (6)$$

onde L_f é o calor latente de fusão.

3. Montagem Experimental

O esquema do modelo experimental está mostrado na figura 3. O sistema consta de um tanque de aquecimento para carregar o sistema e um tanque de resfriamento para descarregar o sistema. As vazões são medidas por placas de orifício e as temperaturas por meio de termopares.

Depois de várias tentativas, foram utilizadas cápsulas de formato cilíndrico de base igual a altura (14mm) com paredes de 1mm de espessura. Para temperaturas de armazenamento inferiores a 100°C foi selecionada a parafina com ponto de fusão a 65°C e para temperaturas superiores foi selecionado o enxofre com ponto de fusão a 118°C .

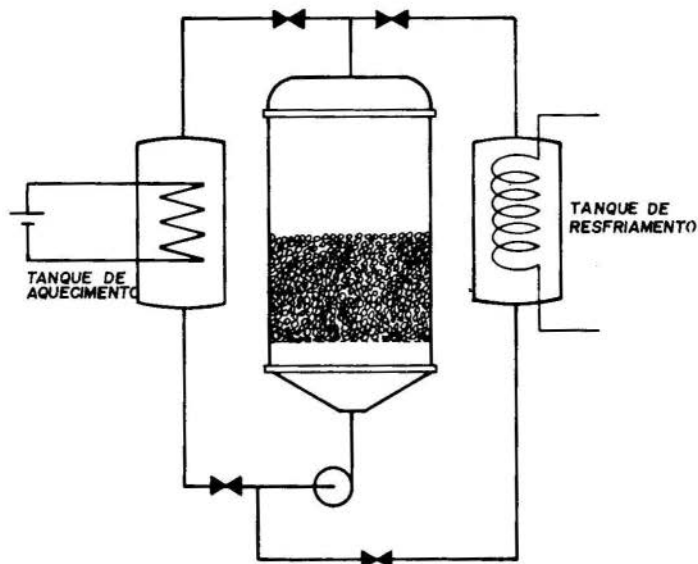


FIGURA 3 - Montagem experimental

4. Discussão

Para sistemas líquido-sólido em geral concorrem para uma boa fluidização as seguintes propriedades:

- a) baixa densidade das partículas
- b) partículas de dimensões reduzidas
- c) partículas de contorno próximo ao esférico
- d) fluido de alta densidade

Com isto podemos notar que a fluidização no equipamento proposto não é muito facilitada, ainda que possa ser conseguida. Isto não representa problema porque o estudo de tal tipo de equipamento está apenas iniciando e novas soluções deverão ser encontradas, principalmente com relação ao encapsulamento do material que muda de fase. Além disso, o equipamento pode ser usado como leito fixo, o que por si só já representa uma elevada taxa de transferência de calor em relação aos sistemas convencionais. Nos instantes onde houver necessidade de uma maior taxa de transferência de calor, a vazão do fluido pode ser aumentada até valores acima da velocidade mínima de fluidização quando então ocorre a fluidização onde o coeficiente de transmissão de calor chega a ser de quas a quatro vezes maior que o coeficiente de transmissão de calor no leito fixo. A quantidade de calor transferido pode ser aumentada ainda mais através de agitações periódicas de todo o sistema [4]. Este procedimento pode aumentar a transferência de calor em até seis vezes, comparando-se com a situação estacionária.

O sistema proposto ainda está em fase de otimização dos parâmetros ou seja, a determinação das dimensões do tanque, do formato e do material das cápsulas, da escolha do material a ser encapsulado, das descargas necessárias, da placa de distribuição e da entrada do fluido no armazenador.

Depois de vários testes efetuados, foi selecionada a geometria cilíndrica para a cápsula por facilidade de construção e de operação se bem que o ideal fosse uma cápsula esférica o que deve ser conseguido num futuro próximo. A placa de distribuição que inicialmente era uma placa de alumínio de 5mm de espessura com furos de 2,5mm foi substituída por uma tela de aço galvanizado de seis fios por polegada, com melhores resultados. A entrada do fluido no armazenador feita através de uma flange situada 50mm abaixo da placa de dis

tribuição foi substituída por um difusor cônico pois estava provocando a fluidização somente na parte central do tanque cilíndrico. Com o difusor cônico foi conseguida uma melhor homogeneização da fluidização. Os testes continuam a ser efetuados para a otimização do sistema. Bolinhas de gude de vários diâmetros estão sendo utilizadas como partículas sólidas para uma análise do comportamento hidrodinâmico do sistema com a variação do tamanho das partículas. Diversos fluidos estão sendo testados, bem como diversas vazões obtidas de uma bomba ou de duas bombas em paralelo.

Bibliografia

- [1] Gelperin, N.I., Einstein, V.G. & Zaikovski, A.V.
Khim, Prom. N° 6, 418 (1966).
- [2] Gelprerin, N.I., Einstein, V.G. & Korotjarskaja,
L.A.
Khim. Prom. N° 6, 427 (1968)
- [3] Carslaw, H.S. & Jaeger, J.C.
Conduction Heat Transfer, Oxford at Clarendon
Press (1976) p. 282-296.
- [4] Garner, F.H., Botterill, J.S. M. & Ross, D.K.
Chem. Age India 12, 399 (1961).
- [5] Davidson, J.F. & Harrison, D.
Fluidization, Academic Press (1971)

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.^o A-15

P.P. 244 - 249

EFEITO DO VÁCUO SOBRE O TORQUE DE ARRASTE
NUM VOLANTE

Jan Leon Scieszko

Prof. Titular-Prog. de Eng. Mecânica
 COPPE/UFRJ-Rio de Janeiro-RJ-Brasil

Leopoldo E.G. Bastos

Prof. Adjunto-Prog. de Eng. Mecânica
 COPPE/UFRJ-Rio de Janeiro-RJ-Brasil

SUMÁRIO

Para um disco girante foram determinados experimentalmente os torques de arraste devido ao atrito do ar para diferentes rotações e níveis de pressão (atmosférica e vácuo). São descritos o protótipo e a metodologia empregada. Para o nível de pressão atmosférica é feita a comparação entre os torques de atrito existentes no disco girante para duas situações distintas: disco compreendido entre placas paralelas e disco mantido em invólucro fechado.

ABSTRACT

The drag torque due to air friction acting on a rotating disk, was experimentally determined for several vacuum levels and angular velocities. Also the prototype and the employed methodology are explained. At the atmospheric pressure level, a comparison of the drag torque is made: for two different situations for the enclosed and partially enclosed rotating disk.

1. Introdução

A importância do estudo de sistemas de estocagem inercial de energia tem sido enfatizada atualmente em vista de sua grande aplicabilidade nos geradores cíclicos de eletricidade e nos sistemas providos de células fotovoltaicas sob concentração [1-2]. Basicamente os volantes atuam como elementos estabilizadores de rotação e armazenamento de energia, e as experiências a serem realizadas deverão orientar-se no sentido da obtenção de crescentes períodos de armazenamento.

Neste trabalho objetivou-se a obtenção de dados experimentais sobre estocagem inercial a partir de um protótipo, utilizando-se diferentes níveis de pressão (atmosférica e vácuo) e a temperatura ambiente.

2. Descrição do Protótipo

O protótipo mostrado na figura 1 foi desenvolvido a partir de [3] e é constituído de um disco de aço carbono de 300 mm de diâmetro e 20 mm de espessura, sendo montado horizontalmente numa árvore vertical com 3,5 mm suportada por um mancal.

O acionamento é feito por um motor e o acoplamento é direto. É empregado um dispositivo amortecedor para atenuar as amplitudes de oscilação da árvore quando da passagem pelas rotações críticas.

O disco está inserido numa caixa de acrílico com formato octogonal, com 320 mm de diâmetro do círculo inscrito, 12 mm de espessura de parede e sendo de 5 mm o afastamento entre as superfícies internas da caixa e as do disco. Na superfície lateral da caixa há um pequeno tubo para extração do ar circulante, sendo conectado a uma bomba de vácuo.

Na extremidade superior da árvore há um dispositivo primário foto-sensor de rotações, que envia pulsos com frequência determinada a um contador. As dimensões da árvore, do mancal e as características do motor foram selecionadas de modo a apresentarem pequena inércia de rotação.

A selagem utilizada foi do tipo mecânico, necessitando-se introduzir pequenas quantidades de graxa.

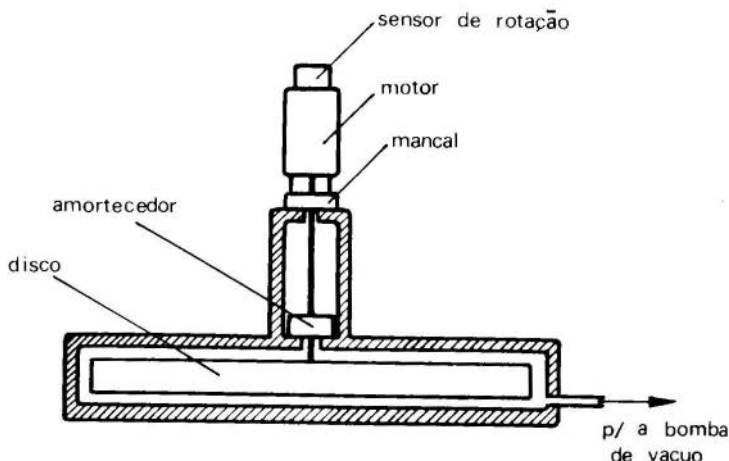


Figura 1: O Protótipo Utilizado

3. Processo Experimental

Os testes foram conduzidos no sentido de se determinar para diferentes níveis de pressão (atmosférica e distintos níveis de vácuo), o valor do momento torçor devido ao atrito do disco com o ar. O procedimento seguido é similar ao apresentado em [3]. Para um nível de pressão constante, o volante é acelerado até uma rotação máxima determinada. Neste ponto o motor é desligado e passa-se a medir em intervalos regulares de tempo Δt , os valores das rotações resultantes, inicial ω_i e final ω_f , no intervalo considerado.

O torque de atrito total considerando os atritos do ar, dos mancais e do motor será:

$$M_{at} = \frac{I(\omega_i - \omega_f)}{\Delta t} \quad (1)$$

sendo I o momento de inércia torcional do conjunto girando o conjunto a uma rotação de 120 rpm obtem-se o torque de atrito relativo aos mancais e motor, M_{ac} . Para os níveis de

vácuo considerados neste trabalho o valor de M_{ac} manteve-se constante abaixo de 400 rpm.

Assim, o torque de arraste M_a , devido somente ao arraste do disco no ar pode ser escrito:

$$M_a = M_{at} - M_{ac} \quad (2)$$

4. Resultados e Discussões

A figura 2 mostra o comportamento do torque de arraste M_a , em termos da velocidade de rotação do disco, para as situações de pressão atmosférica (0 mm Hg) e diferentes níveis de vácuo (200, 400 e 600 mm Hg) e a uma temperatura ambiente de 25°C. Para cada pressão fixada foram tomadas de 30 a 50 medidas.

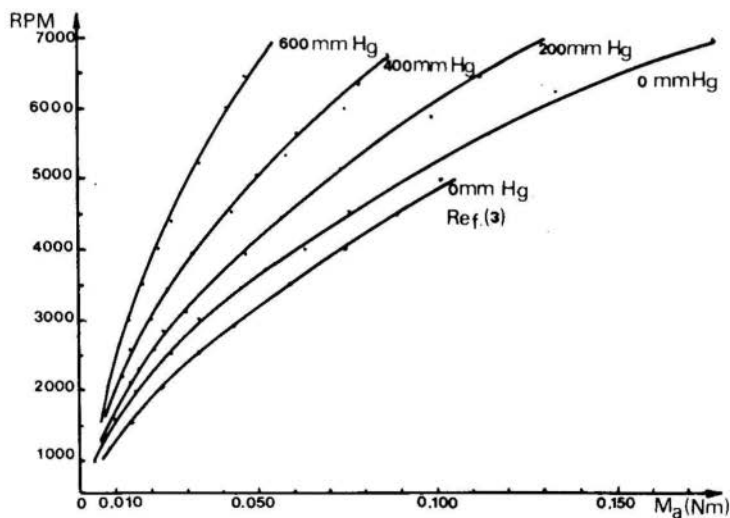


Figura 2: Torque de Arraste em Função da Rotação para distintos níveis de vácuo

Observa-se que a proporção que o nível de vácuo aumenta consegue-se uma redução substancial nos valores dos torques de arraste M_a para os diferentes valores de rotação do disco.

A título de ilustração está também representada nesta figura a curva obtida para o nível de pressão atmosférica da ref. [3]. Porém aí tem-se uma situação distinta: o disco girante é mantido entre duas placas paralelas com idêntico espaçamento disco-placas utilizado neste trabalho. Nota-se que para o volante encerrado na caixa e à pressão atmosférica (curva 0 mm Hg), os valores de M_a são menores para uma rotação determinada, quando comparados com a curva do volante montado entre duas placas ref. [3]. Também os valores de M_a em ambas as curvas tendem a se aproximar nas baixas rotações. Este comportamento já havia sido comentado anteriormente por [4].

No protótipo utilizado o acoplamento é direto, porém o procedimento ideal para as tomadas das medidas seria empregar-se um dispositivo para o desacoplamento entre o volante e o motor. Porém existem situações práticas onde este desacoplamento não é necessário, casos em que há uma operação alternada do tipo motor-gerador. Assim para minimizar o torque de atrito M_{ac} no protótipo escolheu-se um motor com rotor apresentando um momento de inércia de $I_R = 10,39 \times 10^{-6}$ mkg, que ao ser comparado com o momento de inércia do disco $I_d = 13,15 \times 10^{-3}$ mkg pôde sem dúvida ser considerado desprezível.

5. Conclusões

A técnica experimental seguida na obtenção dos valores do torque de arraste do disco para diferentes rotações e níveis de pressão revelou-se satisfatória. Também o protótipo utilizado apresentou características que o adequaram ao estudo do fenômeno.

Os dados experimentais obtidos para M_a para diferentes rotações e valores de pressão distintos (atmosférica e vácuo) e mostrados na figura 2, indicam que realmente houve uma redução sensível no torque de arraste para uma de-

terminada rotação com o aumento do vácuo. Esta influência é acentuada na faixa de altas rotações.

Também fica ressaltado a partir desta mesma figura, que para operações de estocagem inercial ao nível de pressão atmosférica, a montagem mais aconselhável é aquela do protótipo da figura 2. Este protótipo apresenta um torque de arraste devido ao atrito do ar menor do que o apresentado pelo disco girante entre duas placas paralelas [3], mesmo comparado com os valores aí encontrados de mínimo torque de arraste (caso de afastamento entre placas de 3 mm).

Bibliografia

- [1] Dumon R.; Énergie Solaire et Stockage d' Énergie, Masson, Paris, (1977).
- [2] Abatut, J.L.; Achaibou, A.; Bourdeau Ch.; Compté Rendu des Missions effectuées au Brésil (Rio de Janeiro), LAAS/CNRS, (Dez.1978).
- [3] Scieszko, J.L.; Bastos, L.E.G.; Minimização do Torque de Arraste Num Volante. Anais do 1º Congresso Brasileiro de Energia, Vol.B, pp 501-508, (1978)
- [4] Maroti, L.A.; Deak, G.; Kreith, F.; Flow Phenomena of Partially Enclosed Rotating Disks. Journal of Basic Engineering, pp 539-552 (sept.1960)



UNICAMP

COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TÉCNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

N.º AT-12

p.p. 250 - 255

EFEITO DAS DIMENSÕES DA CAIXA DE PROTEÇÃO
SOBRE O TORQUE DE ARRASTE NUM VOLANTE

Ulisses Corrêa de Oliveira Filho

Depto de Engenharia Mecânica e Química
UFRN - Natal - RN - Brasil

Ilans Ingo Weber

Faculdade de Eng. de Campinas/UNICAMP
Campinas - SP - Brasil

SUMÁRIO

Foram determinadas experimentalmente as influências sobre o Torque de Arraste devido ao atrito com o ar para um disco girando em alta rotação em função das dimensões da sua caixa de proteção. São descritos o protótipo e a metodologia empregada. É feita a comparação entre o disco girando sem e com a caixa de proteção.

ABSTRACT

The chamber dimension effects on the drag torque due to air friction acting on a enclosed rotating disc were experimentaly obtained. Also the prototype and the methodology are explained. A comparison of the drag torque for two differents situations is made, enclosed and free disk.

1. Introdução

Nos sistemas de estocagem inercial de energia é de suma importância que as perdas sejam mínimas e como normalmente os volantes tem que ficar dentro de uma caixa de proteção para que no caso de rompimento os estilhaços não se espalhem provocando danos [1], objetivou-se a execução deste trabalho com o fim de se obter dados que possam servir de comparação e referência nos trabalhos de minimização das perdas de volantes cilindricos com o ar, em virtude da bibliografia encontrada referir-se invariavelmente para discos girando imersos em líquidos [2], [3].

2. Montagem Experimental

O dispositivo projetado para a execução das medidas experimentais desejadas, mostrado na fig. 1, consta de uma base rígida que serve de apoio aos suportes dos rolamentos e do motor; o volante, construído de aço liga com 259,1 mm de diâmetro e 21,5 mm de espessura é suportado por um eixo de aço carbono de 32 mm de diâmetro montado nos rolamentos com os ajustes recomendados pelos fabricantes. Sobre a base e envolvendo o volante foi construída uma caixa cilíndrica desmontável de forma que se pudesse variar os seguintes parâmetros:

- s - distância entre as faces do volante e a caixa
- d - diâmetro da caixa

O acoplamento entre o motor e o eixo do volante é feito através de uma embreagem.

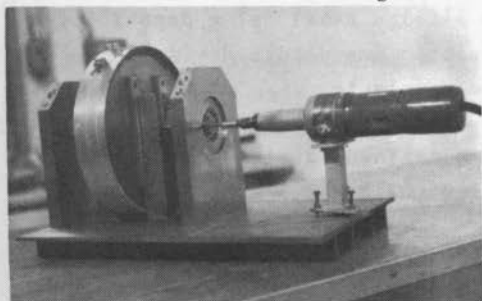


Fig 1
Dispositivo Utilizado

3. Procedimento Experimental

Para a realização de medidas o volante era acelerado até a rotação máxima que a potência do motor, que era de 320 W, permitia, então a embreagem era desacoplada e a curva de desaceleração livre do motor, rotação X tempo, registrada em um registrador xt.

Nas curvas obtidas, como $M = I\alpha$, foram feitas diferenciações gráficas nos pontos 2,3,4,5,6,7,8,e 9 (1000 rpm) sendo obtida a aceleração angular do volante nesses pontos e como o momento de inércia do volante e do eixo são conhecidos, temos o momento total de atrito para cada uma dessas rotações.

Como o momento de atrito é na forma

$$M_t = M_r + M_{ar}$$

M_t = Momento de Atrito total

M_r = Momento de Atrito devido aos Rolamentos

M_{ar} = Momento de Atrito devido ao Ar

foram executadas algumas medidas com o objetivo de se obter o valor de M_r , usando-se somente o eixo sem o volante, de tal forma que $M_t = M_r$, podendo-se então obter o valor $M_{ar} = M_t - M_r$ para cada medida realizada.

4. Medidas Realizadas

Na bibliografia consultada não há referências sobre a influência da variação da folga radial [2], [4], sendo que todos os pesquisadores relataram as suas experiências para uma folga radial fixa.

Por esse motivo optou-se por primeiro encontrar a variação das perdas devido à folga axial 's' e depois fixando-se 's' encontrar a variação das perdas devido à folga diametral entre a caixa e o volante.

Foi então fixado o diâmetro da caixa igual a 272 mm e realizadas as medidas do momento de atrito para s igual a 0,5 - 1,0 - 1,5 - 1,8 - 2,0 - 2,2 - 2,5 - 3,0 - 3,5 - 5,0 - 7,7 - e 9,0 mm.

Após a realização das medidas variando-se 's' e avaliando-se os resultados, foi usada uma folga axial fixa

$s = 2$ mm coincidente com a folga que apresentou as menores perdas por atrito e então realizadas as medidas das perdas para os seguintes diâmetros da caixa: 261, 263, 265, 267, 269 e 272 mm.

5. Resultados e Discussões

A fig 2 mostra a variação do momento de atrito em função da folga axial 's' em várias rotações. Podemos observar que para a faixa de rotações estudada, o momento de atrito apresenta dois pontos de mínimo, o mais acentuado para $s=2$ mm e o outro para $s = 7,7$ mm.

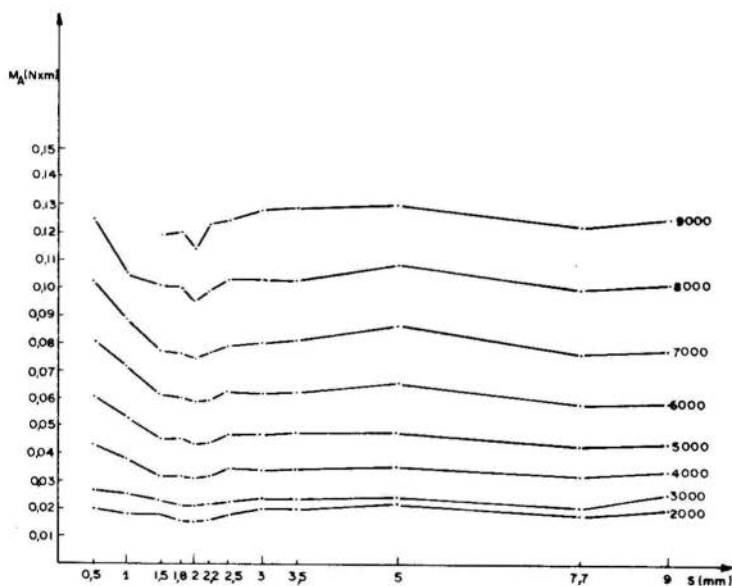


Fig. 2 Variação do Momento de Atrito em função da folga axial "s"

A folga radial não influi nas perdas para folgas maiores ou iguais a 2 mm, sendo que a folga radial igual a 1 mm apresentou um aumento de 34% nas perdas.

A fig. 3 mostra as perdas por atrito do volante sem a caixa e com a caixa com $s = 2$ mm.

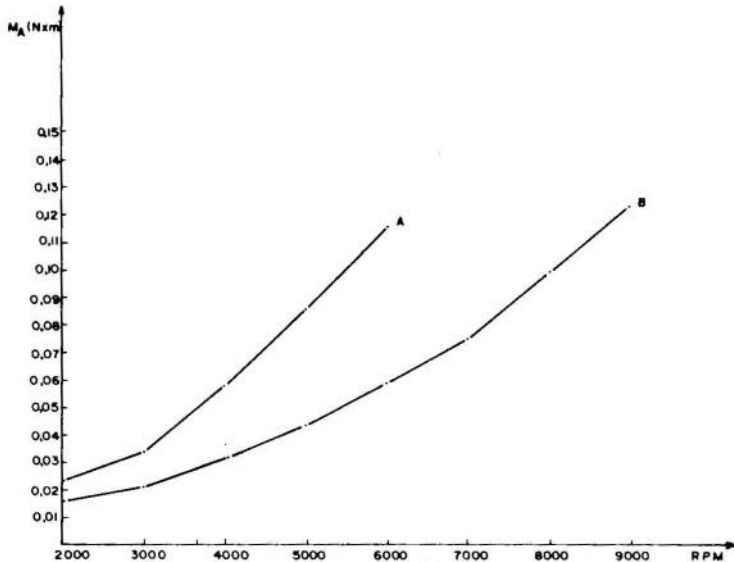


Fig. 3 Momento de Atrito.

Curva A - Volante aberto

Curva B - Volante fechado com $s=2$ mm.

6. Conclusões

A técnica experimental e o protótipo projetado se mostram adequados ao estudo do fenômeno.

Os resultados experimentais mostram que as perdas por atrito de um volante com a atmosfera que o envolve são menores para o caso de um volante encerrado em uma caixa cilíndrica do que o mesmo volante girando diretamente ao ar livre, e que as dimensões da caixa de proteção também influem no valor das perdas, podendo-se minimizar as perdas escolhendo-se dimensões convenientes para a caixa.

Como continuação deste trabalho está sendo executada

uma análise numérica dos resultados com o intuito de se con seguir uma equação empírica que represente o fenômeno e que possa ser usada para a avaliação das perdas por atrito com o ar para volantes cilíndricos em geral, tendo como parâmetros o diâmetro do volante, a rotação e as dimensões da caixa de proteção.

Bibliografia

- [1] Lepore Neto, F.P. - Rosa, C.A. - 'Projeto de uma Unidade de Armazenamento Mecânico de Energia' - Paper n° B-11 - Anais do Congresso Brasileiro de Energia, Dezembro 78.
- [2] Daily, J.W. - Nece, R.E. - 'Chamber Dimension Effects on Induced Flow and Frictional Resistance of Enclosed Rotating Disks'-Journal of Basic Engineering - March 1960.
- [3] Lazarkiewicz, S. - Troskolowski, A.T. - 'Impeller Pumps' - Pergamon Press.
- [4] Schlichting, M. - 'Boundary Layer Theory' Mac Graw Hill.



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-16

P.P. 256 - 262

ALIMENTADOR PNEUMÁTICO PARA FINOS DE CARVÃO*

Jorge S. V. Díaz, Raymond B. Peel

Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP
 e Carlos A. Luengo

Instituto de Física - UNICAMP - Grupo de
 Energia.

* Financiado pela FINEP, contrato CODETEC/UNICAMP/FINEP/
 FNDCT/IF-615/Carvão-II.

RESUMO

A alimentação de finos a reatores de processamento de carvões é um problema tecnológico de certa importância, devido à tendência a aglomeração das partículas de pequeno tamanho. O carvão da jazida de Candiota, RS, apresenta tendências marcadas à formação de finos durante a moagem. Neste trabalho descreve-se um alimentador pneumático capaz de proporcionar uma vazão facilmente controlável. O alimentador foi testado com finos da jazida mencionada (120 mesh, 40% - 270 mesh) a vazões de 2 a 4 Kg/hora. A vazão é regulada variando a pressão de gás dentro do alimentador.

SUMMARY

The feeding of coal fines to process reactors is a technological problem because of the tendency of the fine particles to stick. Coal from the Candiota field in RS shows a marked tendency to form fines during grinding. This paper describes a pneumatic feeder designed to give a reliable and easily controlled feed. The feeder was tested with fines from Candiota (-120 mesh, 40% -270 mesh) at flow rates from 2-4 Kg/hr. The flow was varied by changing the gas pressure in the feeder.

Introdução

Desenvolvimentos recentes na tecnologia de processamento de carvões minerais para produção de combustíveis sintéticos líquidos e/ou gasosos, exigem o aprimoramento de alimentadores de carvões pulverizados até baixa granulometria ($\approx 100\mu\text{m}$)¹.

Os carvões de alto teor de minério de jazidas do RS apresentam uma acentuada fragilidade que se traduz na tendência à formação de quantidades excessivas de finos (-270 mesh) durante a moagem. Portanto o escoamento destes carvões já pulverizados torna-se difícil.

Na literatura existem diferentes tipos de alimentadores de sólidos pulverizados para utilização em experiências de bancada ou plantas-piloto (2,3). Porém, os carvões usados são de relativamente baixo teor de minério e que, após conveniente secagem, não apresentam problemas de escoamento. Em particular, em Brookhaven National Labs. tem sido desenvolvido um alimentador de tipo mecânico (3) no qual a vazão de finos de carvão é controlada por um vibrador acoplado a um reservatório com um funil na parte inferior. Este sistema, ao ser testado com finos da jazida de Candiota, apresentou problemas de escoamento, dificultando a regulação da vazão.

Durante pesquisas preliminares desenvolvidas na UNICAMP foram testados diversos alimentadores mecânicos do tipo vibrante ou ainda mais sofisticados como parafusos sem fim. Os resultados foram pouco alentadores, devido às dificuldades de escoamento.

No presente trabalho, descreve-se um alimentador de tipo pneumático com o qual é possível obter vazões de 2 a 4 Kg/hora com finos de carvão da jazida de Candiota.

Descrição do Alimentador

Foi construído um modelo de vidro para determinar a geometria, verificar o controle da vazão de finos e tentar resolver possíveis problemas de escoamento. O protótipo (Fig.1) consiste num tubo de vidro (Fig.1,a), de aproximadamente 9 cms de diâmetro, afunilado na extremidade inferior com ângulo de abertura de 45° (Fig.1,b). No fim do

funil um orifício de 1,2mm de diâmetro limita a saída da carga. O volume do alimentador é de aproximadamente dois litros. Dentro do funil foi acomodado um cone de latão duplo (Fig.1,c) com ângulos de abertura de 45° e 30° nas partes inferior e superior respectivamente. O cone possui três orifícios de 0,5mm de diâmetro distribuídos simetricamente, que são utilizados para a injeção do gás de arrastre (Fig.1,d). O cone é distanciado das paredes interiores do funil por três parafusos distribuídos simetricamente (Fig. 1,e).

A distância entre cone e funil é um parâmetro do qual depende a vazão de saída dos sólidos. Nos testes descritos neste trabalho, esta distância foi variada entre 1,4mm e 2mm (Fig.2).

A vazão de finos através do orifício inferior do funil depende da diferença de pressão lida no manômetro de coluna de água ΔP (Fig.1,f) entre o interior do alimentador e a pressão atmosférica P_a , atingindo valores máximos $\Delta P/P_a \approx 0,10$ para vazões de até 6 Kg/hora. As vazões foram medidas com uma balança colocada na saída do alimentador. Antes de colocar o carvão no alimentador, é necessário secá-lo numa estufa durante 90 minutos e arejá-lo com um fluxo de gás ou ar seco, para que as partículas percam sua aderência.

Resultados experimentais e discussão

A vazão de um fluido incompressível através de um orifício é governada pela diferença de pressão ΔP . Porém, a simples aplicação de uma sobrepressão no interior do protótipo não produz um escoamento do carvão através do orifício inferior, devido ao problema de aglomeração das frações mais finas. Foi verificada a necessidade da introdução de um cone com a geometria descrita na seção anterior para conseguir o escoamento do carvão. Devido ao gás ser injetado pela particular disposição dos furos no duplo cone de latão, produz-se uma zona de turbulência no interior do funil (Fig.1) que resulta numa fluidização efetiva do pó. A vazão então consiste de um fluido, mistura de gás e carvão em pó. É significativo notar que a relação entre ΔP e a vazão medida em

Kg/hora é quadrática, do tipo esperado para um fluido escoando através de um orifício.

Na fig.2 as curvas contínuas são o resultado de um ajuste de mínimos quadrados dos dados experimentais. É importante notar que os nossos resultados são semelhantes aos obtidos com dispositivos similares³, de geometria bem diferente, que não são adaptáveis ao nosso reator de hidrogenação de carvão. A adaptação do alimentador a outros tipos de pôs de escoamento dificultoso é bastante simples.

Bibliografia

- (1) Coal Demonstration Plants, Quarterly report, October-December, 1977. U.S. Department of Energy. DOE/ET-0027/4.
- (2) Flash Hydrolysis Experiment, Process Technology Division. Department of Applied Science. Brookhaven National Laboratory. Upton, N.Y. 11973.
- (3) Research and Development of Rapid Hydrogenation for Coal Conversion to Synthetic Motor Fuels. Annual April, 1976-March, 1977. Institute of Gas Technology II T Center 3424 S State Street, Chicago, Illinois 60616, USA.

Figuras

Figura 1

- a. Tubo de vidro
- b. Funil do tubo
- c. Cone de latão
- d. Orifícios de saída de gás (3)
- e. Parafusos (3)
- f. Manômetro de coluna de água.
- g. Entrada de gás

Figura 2

Carga: Carvão Candiota menor de 125 μm com 40% menor de 53 μm .

⑤ Distância entre cone e funil 1,6 mm - linha contínua
 $\Delta P = -5.6 + 3.9 (\text{vazão})^2$.

⑥ Distância entre cone e funil 2,0 mm - linha contínua
 $\Delta P = 4.9 + 2.4 (\text{vazão})^2$.

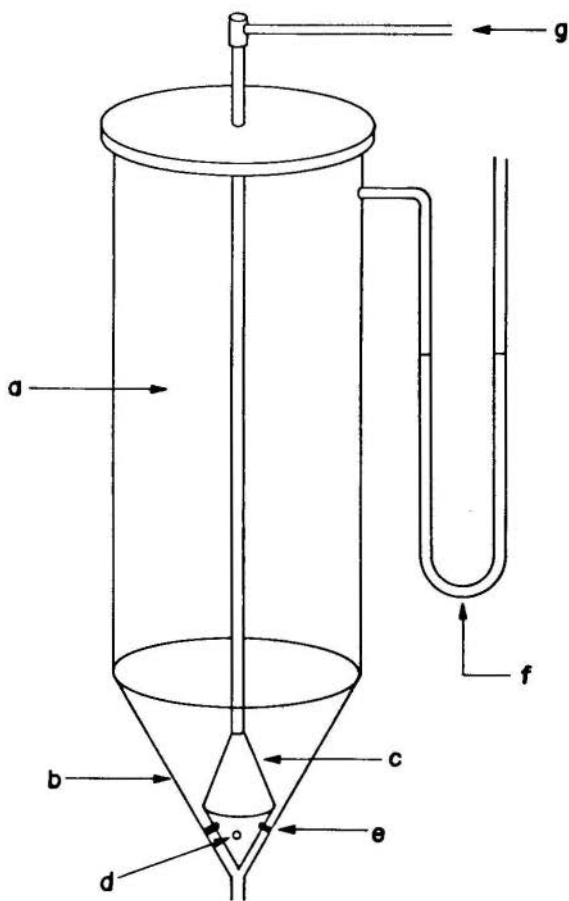
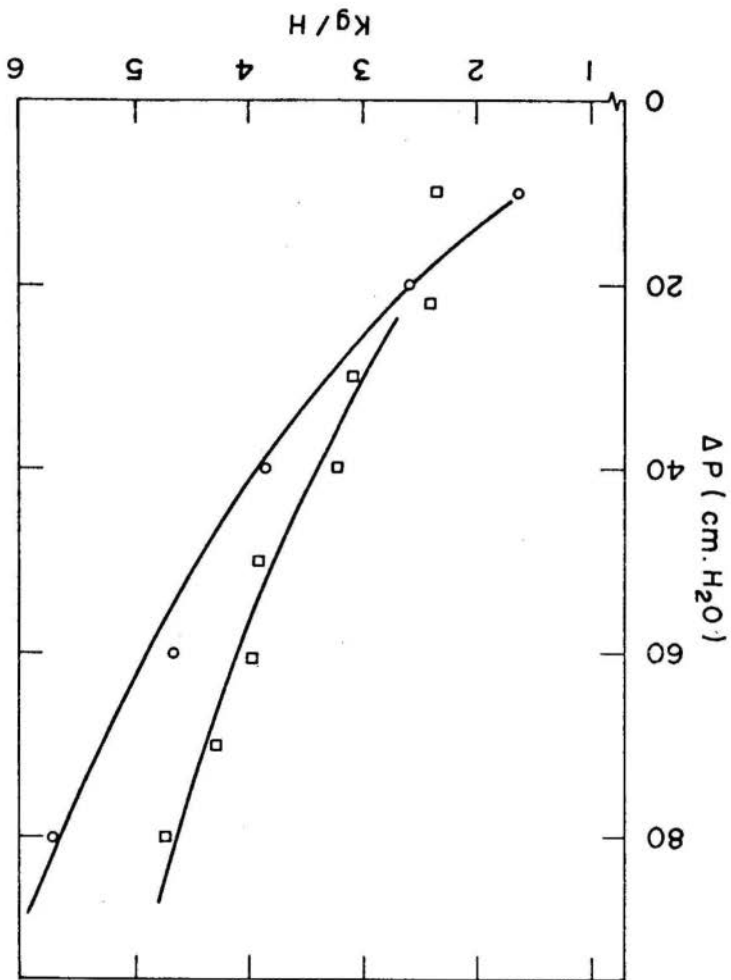


Figura 1

Figura 2





COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-17

p.p. 263 - 274

SOLUÇÃO VARIACIONAL DA EQUAÇÃO DE REYNOLDS DA LUBRIFICAÇÃO
HIDRODINÂMICA PARA PATINS RETANGULARES ESTREITOS

Marcius Fantozzi Giorgetti

Prof. Adjunto - Depto. de Hidráulica e Saneamento
EESC-USP - São Carlos - SP - BrasilSUMÁRIO

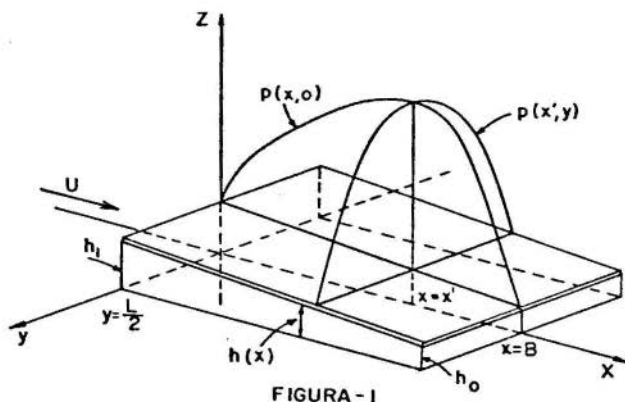
A equação diferencial de Reynolds, da lubrificação hidrodinâmica, permite a determinação do campo de pressões sob um patim retangular. A inexistência de solução exata para a mesma levou Boegli, em 1947, a propor uma solução válida no senso assintótico para patins de largura infinita, e aproximadamente para patins largos em geral. Obtem-se neste trabalho uma solução aproximada, válida exatamente para patins de largura nula, e aproximadamente para patins estreitos, em geral. Usou-se nesta determinação o método analítico variacional com a técnica de aproximação de Kantorovich. Os resultados são comparados com soluções numéricas, demonstrando-se que este trabalho complementa o de Boegli na cobertura de todo o campo de aplicações, desde patins estreitos até largos, com um bom recobrimento na faixa dos patins quadrados.

SUMMARY

Reynolds differential equation for hydrodynamic lubrication permits the determination of the pressure field under a rectangular pad. Due to the lack of exact solutions to this equation Boegli, in 1947, proposed a solution, valid on an asymptotic sense for infinitely wide pads, and approximately for wide pads in general. In this work, an approximate solution is proposed, which is valid exactly for pads of width equal zero, and approximately for narrow pads, in general. A method of variational formulation was used with approximate profiles of Kantorovich. The results are compared with numerical solutions, making clear that this work complements the one by Boegli, covering the complete field of applications, from narrow to wide pads, with a good overlapping on the region of square pads.

1. Introdução

As bases teóricas para a análise dos problemas de lubrificação hidrodinâmica foram estabelecidas por Reynolds 1 em 1886. Reynolds obteve a equação diferencial da pressão em um filme de lubrificante fluido, escoando entre uma base plana e um patim plano retangular, levemente inclinado em relação à base (Figura 1).



Patim Plano Retangular sobre Filme de Lubrificante

A forma clássica da equação de Reynolds é a seguinte:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x}$$

(1)

onde h é a espessura do filme lubrificante
 p é a pressão adicional sob o patim
 μ é a viscosidade absoluta do lubrificante
 U é a velocidade do patim relativa à base

Esta equação pode ser obtida a partir da equação de Navier-Stokes conforme pode ser visto na referência [2]. Nestas condições são feitas as hipóteses clássicas de fluido newtoniano homogêneo em escoamento laminar, e adicionalmente, a hipótese de escoamento permanente.

Neste trabalho mostra-se a viabilidade de atacar-se o problema

através de formulação variacional. São mantidas as mesmas restrições e hipóteses impostas por Reynolds, porém é preciso que fique claro que o método variacional pode ser utilizado sem apreciável aumento de complexidade para fluidos não newtonianos, termicamente não homogêneos e também para escoamentos não permanentes.

Reynolds resolveu a equação (1) apenas para o caso limite de $L \gg B$ ou seja $L/B = \alpha = \infty$. Nestas condições p deixa de ser função de y e será denotada por p_∞ .

Fazendo

$$h = h_0 \left(1 + k - k \frac{x}{B} \right) \quad (2)$$

e integrando-se a equação de Reynolds para $p = p_\infty$, obtem-se

$$p_\infty = \frac{6\mu UB}{h_0^2} \frac{k}{2+k} \frac{x/B (1 - x/B)}{(1+k - k x/B)^2} \quad (3)$$

O outro caso extremo, que pode ser facilmente resolvido é o limite para $\alpha = 0$. Neste caso $\partial p / \partial x$ será muito menor do que $\partial p / \partial y$, e o primeiro termo da equação de Reynolds pode ser abandonado. A variável p será denotada por p_0 . Integrando-se a equação de Reynolds chega-se ao resultado seguinte:

$$p_0 = \frac{6\mu UB}{h_0^2} \frac{k \alpha^2}{2(1+k - k x/B)^3} \left(\frac{1}{4} - \left(\frac{y}{L} \right)^2 \right) \quad (4)$$

Boegli ³ partiu da hipótese de que a equação (2) fosse válida para todos os valores de α , e que a solução geral $p(x, y)$ da equação de Reynolds fosse do tipo

$$p(x, y) = p_\infty \cdot f_1(y) \quad (5)$$

obtendo assim, uma solução aproximada tanto mais correta quanto maior

fosse o valor de α .

Neste trabalho, obtêm-se por raciocínio análogo soluções válidas para patins estreitos ($\alpha > 1$), partindo-se da hipótese de que

$$p(x, y) = f_2(x) \cdot p_0 \quad (6)$$

2. Formulação Variacional da Equação de Reynolds

A equação de Reynolds pode ser reescrita em termos de parâmetros adimensionais; após efetuarem-se as mudanças de variáveis indicadas a seguir,

$$\begin{cases} x^* = x/B \\ y^* = y/L \\ h^* = h/h_0 \\ p^* = p \cdot h_0^2 / 6 \mu UB \end{cases} \quad (7)$$

chega-se a

$$\frac{\partial}{\partial x^*} \left(h^{*3} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} \right) + \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial}{\partial y^*} \left(h^{*3} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} \right) - \frac{dh}{dx^*} = 0 \quad (8)$$

As condições de contorno são as seguintes:

$$\begin{cases} p^*(0, y^*) = 0 \\ p^*(1, y^*) = 0 \\ p^*(x^*, 1/2) = 0 \\ p^*(x^*, -1/2) = 0 \end{cases} \quad \text{ou} \quad \frac{\partial p^*}{\partial y^*}(x^*, 0) = 0 \quad (9)$$

As equações (8) e (9) representam a formulação diferencial do problema. Obtem-se a formulação variacional do mesmo problema, usando-se o primeiro membro da equação (8) como um dos dois fatores do integrando de uma integral efetuada sobre o domínio de (x^*, y^*) , cujo valor deve ser nulo. O outro fator do integrando é a variação δp^* da pressão adimensional p^* . Nestas condições, obtém-se:

$$\int_0^1 \int_0^{1/2} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} (h^{*3} \frac{\partial p^*}{\partial x^*}) + \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial}{\partial y^*} (h^{*3} \frac{\partial p^*}{\partial y^*}) - \dots \right. \\ \left. \dots \frac{dh^*}{dx^*} \right\} \delta p^* dx^* dy^* = 0 \quad (10)$$

O que foi dito acima equivale a dizer-se, em linguagem da análise varicinal [4], [5], [6], que a equação de Reynolds é tomada como a equação de Euler de um problema variacional, isto é, que existe uma funcional I que assume seu valor extremo quando a equação (8) for verificada.

3. Especificação da Forma da Solução Aproximada

Nas vizinhanças de $\alpha = 0$, o perfil transversal de pressões é parabólico, como se vê pela equação (4).

Adotando-se para $p^*(x^*, y^*)$ o valor

$$p^*(x^*, y^*) = f(x^*) \cdot [1/4 - y^{*2}] \quad (11)$$

é de se supor que se obtenha uma solução válida em uma faixa junto ao extremo $\alpha = 0$, isto é, válida para patins estreitos. Em 1971, Akers [7] apresentou evidência experimental de que a distribuição transversal de pressões é bem descrita por um perfil parabólico em uma larga faixa da variável α nas vizinhanças de $\alpha = 0$. A faixa experimental examinada varia de $\alpha = 0,125$ a $\alpha = 1,0$. Fica, portanto, alicerçada a esperança de que a equação (11) combinada com a formulação variacional do problema forneça uma solução capaz de, junto com a de Boegli, cobrir todo o campo da variável α .

A função $f(x^*)$ é totalmente livre, exceto no contorno $x^* = 0$ e $x^* = 1$, onde deve-se anular. Este método de solução é conhecido por método de Kantorovich; a solução final será uma aproximação de Kantorovich de primeira ordem.

4. Solução

Substituindo-se o valor de p^* (x^* , y^*) dado pela equação (11) na equação de formulação do problema (10), esta pode ser integrada em termos da variável y^* obtendo-se

$$\begin{aligned}
 (\delta f) \int_0^1 \left\{ \frac{1}{60} h^{*3} \frac{d^2 f}{dx^{*2}} + \frac{1}{60} \frac{df}{dx^*} \cdot \frac{d(h^{*3})}{dx^*} - \dots \right. \\
 \left. \dots \frac{1}{12} \left(\frac{2 h^{*3}}{\alpha^2} f + \frac{dh^*}{dx^*} \right) \right\} dx^* = 0
 \end{aligned} \tag{12}$$

Na equação (12) δf é arbitrária; portanto, a integral deve ser nula. Uma condição para que a integral seja nula é que seu integrando seja nulo. Resulta, assim

$$h^{*3} \frac{d^2 f}{dx^{*2}} + \frac{d(h^{*3})}{dx^*} \frac{df}{dx} - \frac{10}{\alpha^2} h^{*2} f = 5 \frac{dh^*}{dx^*} \tag{13}$$

No presente trabalho o interesse está focalizado no caso de patins planos, isto é, para patins em que h obedece à equação (2). Em termos adimensionais, isto equivale a

$$h^* = 1 + k - k x^* \tag{14}$$

A equação (13) é uma equação diferencial com coeficientes variáveis. Sua solução pode ser facilitada se for feita a mudança de variáveis sugerida pela equação (14).

Obtem-se

$$h^{*3} \frac{d^2 f}{dh^{*2}} + 3 h^{*2} \frac{df}{dh^*} - \frac{10}{\alpha^2 k^2} h^{*3} \cdot f = - \frac{5}{k} \tag{15}$$

com as novas condições de contorno

$$f(1+k) = f(1) = 0 \quad (16)$$

Definindo-se em seguida as variáveis t e g como

$$t = h^* \frac{\sqrt{10}}{\alpha k} \quad (17)$$

$$g(t) = \frac{\alpha k^2}{5 \sqrt{10}} f(h^*) \quad (18)$$

e substituindo-se na equação (15) tem-se

$$t^3 \frac{d^2 g}{dt^2} + 3 t^2 \frac{dg}{dt} - t^3 g = 1 \quad (19)$$

com

$$\begin{cases} g(a) = g[\sqrt{10}/\alpha k] = 0 \\ g(b) = g[\sqrt{10}(1+k)/\alpha k] = 0 \end{cases} \quad (20)$$

A parte homogênea da equação (19) pode ser relacionada à equação diferencial de Bessel modificada de ordem um, e sua solução será dada em termos de

$$(1/t) I_1(t) \quad \text{e} \quad (1/t) K_1(t)$$

A solução particular pode então ser obtida pelo método da variação de parâmetros. Chega-se desta forma à seguinte solução final para a $g(t)$:

$$\begin{aligned}
g(t) = & \frac{1}{t} I_1(t) \int_a^t \frac{1}{t} K_1(t) dt - \frac{1}{t} K_1(t) \int_a^t \frac{1}{t} I_1(t) dt + \dots \\
& \frac{1}{t} I_1(t) \frac{\int_a^b \frac{1}{t} \left[\frac{K_1(b)}{I_1(b)} I_1(t) - K_1(t) \right] dt}{1 - \frac{I_1(a)}{I_1(b)} \cdot \frac{K_1(b)}{K_1(a)}} + \dots \\
\dots & \frac{1}{t} K_1(t) \frac{\int_a^b \frac{1}{t} \left[\frac{K_1(b)}{I_1(b)} \cdot I_1(t) - K_1(t) \right] dt}{1 - \frac{I_1(b)}{I_1(a)} \cdot \frac{K_1(a)}{K_1(b)}} \frac{I_1(b)}{K_1(b)} \quad (21)
\end{aligned}$$

A expressão (21) permite calcular o perfil de distribuição de g em função de t , uma vez conhecidos os valores de a e b . Esses valores são determinados, para qualquer patim, em função dos parâmetros α e k . Obtida a distribuição $g(t)$, determina-se através da equação (18) $f(h^*)$ e $f(x^*)$ definida no intervalo $(0,1)$. Fica assim determinada, através da equação (11) $p^*(x^*, y^*)$, e finalmente, através das mudanças de variável (7), $p(x, y)$.

Um programa de computação foi elaborado para obter-se a função $g(t)$. O programa foi utilizado para obter-se $g(t)$ e $f(x^*)$ para todos os casos resolvidos por Jakobsson e Floberg [8], cobrindo uma faixa de variação de α de 0,5 a 2,0 e uma faixa de variação de k de 0,5 até 5,0. Os resultados de Jakobsson e Floberg são exatos (solução numérica da equação de Reynolds), e permitem uma avaliação do alcance da técnica desenvolvida neste trabalho.

5. Conclusões

As figuras 2 e 3 representam p^* em função de x^* e de y^* para o caso $\alpha = 1,0$ e $k = 1,5$, apresentado na referência 8.

Nas mesmas figuras estão representados esses resultados assim como os de Boegli. Como $\alpha = 1$ representa um patim quadrado, no caso $k = 1$ pode-se concluir pela boa concordância das duas aproximações, a de Boegli para patins largos, e esta para patins estreitos.

Jakobsson e Floberg apresentam também em seu trabalho [8] diversas grandezas de interesse prático, determináveis em função de $p(x, y)$, quais sejam:

P Capacidade de carga

\bar{x} abscissa do centro de carga

Q_0 vazão de entrada do lubrificante

F força de atrito sobre o patim

E potência dissipada

ΔT aumento médio de temperatura do lubrificante

$$C_f = \frac{F}{P} \quad \text{coeficiente de atrito}$$

$$C_p = \frac{E}{P} \quad \text{potência dissipada relativa à carga}$$

No presente trabalho todas estas grandezas foram calculadas exatamente da mesma maneira que na referência [8] usando-se, entretanto, os resultados obtidos para $p(x, y)$ através da equação (21).

Todas estas grandezas podem ser adimensionalizadas através das operações seguintes, obtendo-se

$$P^* = \frac{h_0^2}{\mu U B^2 L} P$$

$$\bar{x}^* = \bar{x}/B$$

$$Q_0^* = Q_0 / U h_0 B$$

$$F^* = \frac{h_0}{\mu U B L} F$$

$$E^* = \frac{h_0}{\mu U^2 B L} E$$

$$\Delta T^* = \frac{\rho c h_0^2}{\mu U B} \Delta T$$

$$C_f^* = \frac{B}{h_0} C_f$$

$$C_p^* = \frac{B}{U^2 h_0} C_p$$

Estas grandezas são apresentadas nas figuras 4 a 9 onde são comparadas com a solução exata de Jakobsson e Floberg, deixando claro que o método aqui proposto é capaz de obter solução que descreve bem o fenômeno da lubrificação hidrodinâmica de Reynolds em todo o campo dos patins estreitos.

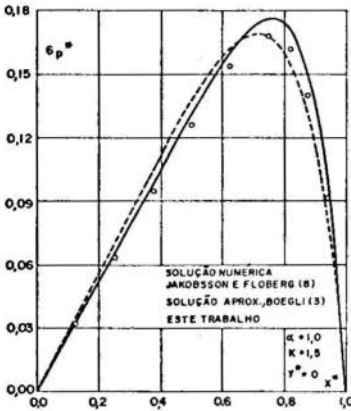


FIGURA-2

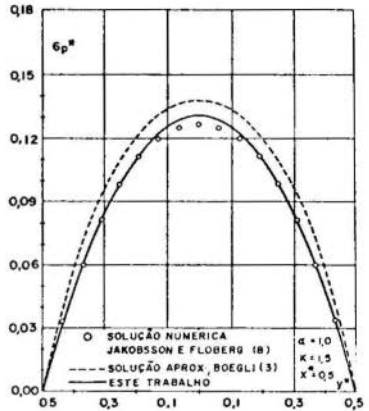


FIGURA-3

Distribuição Longitudinal da Pressão

Distribuição Transversal da Pressão

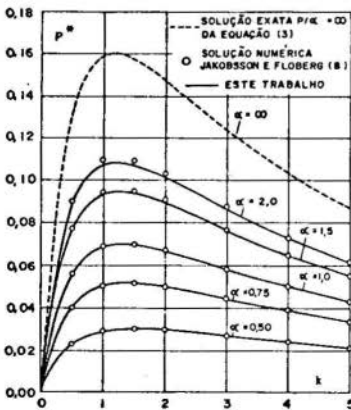


FIGURA - 4

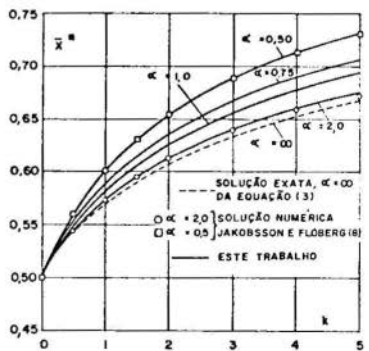


FIGURA - 5

Capacidade de Carga Adimensional

Abcissa Adimensional do Centro de Carga

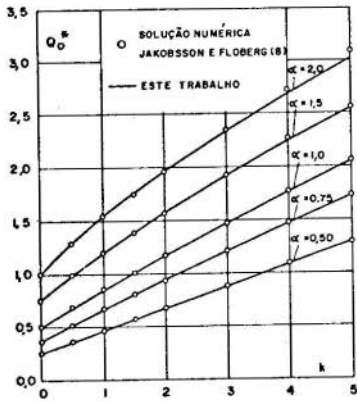


FIGURA-6

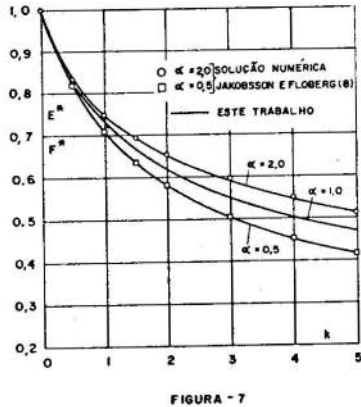


FIGURA - 7

Vazão Adimensional de Entrada do Lubrificante

Força de Atrito Adimensional e Potência Dissipada Adimensional

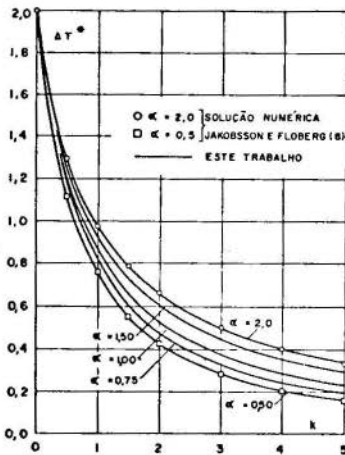


FIGURA - 8

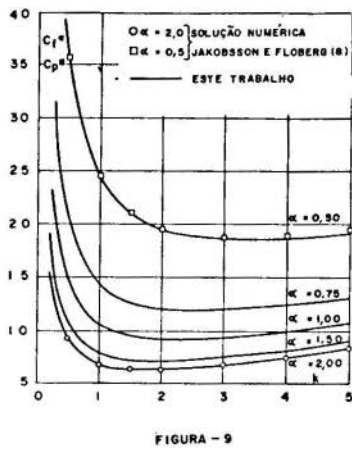


FIGURA - 9

Aumento Médio de Temperatura Adimensional

Coeficiente de Atrito Adimensional e Potência Dissipada Relativa à Carga Adimensional

Bibliografia

- [1] Reynolds, O., On The Theory of Lubrication. Phil. Trans. Roy., vol. 177, p. 157, (1886).
- [2] Pinkus, O. e Sternlicht, B., Theory of Hydrodynamic Lubrication. McGraw Hill, (1961).
- [3] Boegli, C.P., The Hydrodynamic Lubrication of Finite Sliders. J. of Appl. Phys. 18, 483, (1947).
- [4] Biot, M.A., Variational Principles in Heat Transfer. Clarendon Press, Oxford, (1970).
- [5] Schechter, R.S., The Variational Method in Engineering. McGraw Hill, (1967).
- [6] Arpacı, V., Conduction Heat Transfer. Addison Wesley, (1966)
- [7] Akers, A., The Calculation of Loading, Friction and Centre of Pressure for a Rectangular Thrust Pad of Low Width. Bull. of Mech. Eng. Education, 10, 4, Dezembro, (1971)
- [8] Jakobsson, B. e Floberh, L., The Rectangular Plane Pad Bearing. Trans. Chalmers Univ. Tech. Gothenburg, Suécia, 203, (1958).



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-18

P.P. 275 - 284

ESCOAMENTO TURBULENTO SOBRE SUPERFÍCIES CURVAS

Vilson Carlos da Silva Ferreira

Professor da Escola de Engenharia

UFRGS, Porto Alegre, RS, Brasil

Hyppólito do Valle Pereira Filho

Prof. Titular do Depto. de Eng. Mecânica

UFSC, Florianópolis, SC, Brasil

SUMÁRIO

A grande dificuldade na solução do escoamento turbulento é a presença de novas variáveis dependentes pela introdução das flutuações de velocidade resultando um sistema de equações não fechado. Esta dificuldade só é contornada com o auxílio de um modelo matemático empregado desde longa data. Para superfícies curvas, com gradientes de pressão pouco acentuados e três equações (continuidade, movimento e energia cinética turbulenta) o fechamento foi conseguido com o "parâmetro de estrutura" definido como a relação entre tensão turbulenta e a energia cinética turbulenta.

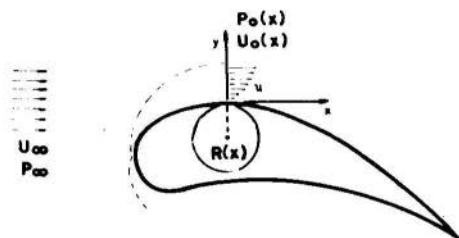
SUMMARY

The great difficulty in the solution of turbulent flow is the presence of new dependent variables caused by the introduction of the turbulent velocity fluctuations which result in a non-closed system of equations. This difficulty disappears only with the aid of the mathematical model, which has been in use for some time. On curved surfaces with mild pressure gradients and three equations (continuity, momentum, turbulent kinetic energy) closure was achieved with a "structure parameter" defined as the relation between turbulent shear stress and turbulent kinetic energy.

1. Introdução

O presente trabalho analisa um modelo matemático simples para o fechamento das equações que regem o escoamento incompressível, viscoso e turbulento, sobre uma superfície curva qualquer.

As equações fundamentais do escoamento viscoso (continuidade e movimento) são apresentadas segundo coordenadas curvilíneas [6]. (Fig. 1). A equação complementar da Energia Cinética Turbulenta desenvolvida [4] para o mesmo sistema de coordenadas é acrescentada ao sistema com a finalidade de fornecer uma melhor informação do escoamento e completar o modelo matemático de turbulência com a utilização do conceito de "parâmetro de estrutura".



(Fig. 1)

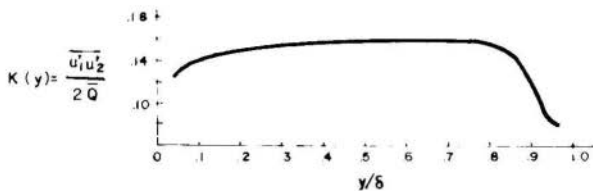
Para a solução do sistema de equações diferenciais parciais não lineares foi escolhido um método implícito de diferenças finitas empregado por [3] e [7]. A utilização do método referido acima foi discutido por Ames [1].

2. Modelo Matemático Completo

O esquema de fechamento usado no sistema de equações emprega o conceito de parâmetro de estrutura definido com a razão entre $-\overline{u'_i u'_j}$ por $\overline{u'_i u'_i}$ (veja Ferreira [4]).

$$K = - \frac{\overline{u'_i u'_j}}{\overline{u'_i u'_i}} = 0,15$$

Segundo Hinze [5] o parâmetro de estrutura varia na Camada limite de acordo com a Fig. 2.

Parâmetro de Estrutura $K(y)$ (Fig. 2)

O sistema de equações completo está abaixo:

Eq. da Continuidade

$$f \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + f \frac{\bar{v}}{R} = 0 \quad (1)$$

Eq. do Movimento

$$f \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = U_0 f \frac{dU_0}{dx} + f \frac{\partial}{\partial x} \int_0^y f \frac{\bar{u}^2}{R} dy + \nu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + f \frac{\bar{u}}{R} \right) + \frac{\partial}{\partial y} (2K\bar{Q}) \quad (2)$$

Eq. da Energia Cinética Turbulenta

$$f \bar{u} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial y} = 2K\bar{Q} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \frac{\bar{u}}{R} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha \frac{\partial \bar{Q}}{\partial y} \right) + f \frac{\alpha}{R} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial y} - C_1 \frac{\alpha \bar{Q}}{l_d^2} \quad (3)$$

onde

$$f(x, y) = \frac{R(x)}{R(x) + y}$$

e o parâmetro de estrutura está assim modelado:

$$K(y) = 1,5 y/\delta \quad \text{para} \quad 0 < y/\delta \leq 0,1 \quad (4)$$

$$K(y) = 0,15 \quad \text{para} \quad y/\delta > 0,1 \quad (5)$$

As outras funções, $\alpha(x, y)$, $l_d(y)$ e a constante C_1 foram tomadas segundo Beckwith e Bushnell [2].

Como condições de contorno:

$$\begin{array}{ll}
 \text{para } y = 0 & \begin{array}{l} \bar{u} = 0 \\ \bar{v} = 0 \\ \bar{Q} = 0 \end{array} \\
 & \text{para } y \rightarrow \infty \quad \begin{array}{l} \bar{u} \rightarrow U_0(x) \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \rightarrow 0 \\ \bar{Q} + Q_\infty \approx 0 \\ \frac{\partial \bar{Q}}{\partial y} = 0 \end{array}
 \end{array}$$

O sistema de equações acima resolve, para o escoamento médio, as velocidades \bar{u} e \bar{v} e ainda fornece a distribuição de energia cinética média \bar{Q} ao longo da camada limite.

3. Tratamento Adimensional

O rápido crescimento da camada limite turbulenta no sentido do escoamento (ao longo de x) cria a necessidade de uma transformação especial de similaridade já usada por Beckwith e Bushnell [2], [7] e outros.

As novas variáveis dependentes ficaram assim definidas:

$$u = \frac{\bar{u}}{U_0(x)} \quad ; \quad v = \frac{\bar{v}}{U_0(x)} \quad \text{e} \quad Q = \frac{\bar{Q}}{U_0^2(x)} \quad (6)$$

e as variáveis independentes:

$$\xi(x) = \int_0^x \frac{U_0(x)}{v} dx \quad (7)$$

$$\eta(x, y) = y \frac{U_0(x)}{v(2\xi)^n} \quad (8)$$

onde n é em geral uma função de ξ e η determinada com auxílio de n_0 (valor de n para ξ_0):

$$n = \frac{\ln \left[\frac{U_0(x)}{U_0(x_0)} \frac{\delta}{\delta_0} (2\xi_0)^{n_0} \right]}{\ln(2\xi)}$$

A introdução de n (variável) na transformação referida dificulta-

ria sobremaneira a solução do sistema. Um procedimento simplificador foi considerar $n = 0,5$ aproveitando a orientação dada por Schlichting [9].

Após algum algebrismo [4] o sistema de equações (1), (2) e (3) será o seguinte:

Eq. da Continuidade

$$(2\xi)^{2n} f \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + (2\xi)^{2n} u f \frac{\partial \eta}{\xi} + \frac{fv}{R} = 0 \quad (10)$$

Eq. do Movimento

$$(2\xi)^{2n} f u \frac{\partial u}{\partial \xi} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{fu}{R} \right] + (2\xi)^{2n} f \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^\eta \frac{fu^2}{R} d\eta - \frac{fu^2}{R} \left(\frac{\eta}{\xi} \right) \right] + (2\xi)^{2n} \frac{f}{U} \frac{dU}{d\xi} \left[1 - u^2 + 2 \int_0^\eta \frac{fu^2}{R} d\eta + \frac{fu^2}{R} \eta \right] + (2\xi)^n \frac{\partial}{\partial \eta} (2KQ) \quad (11)$$

Eq. da Energia Cinética Turbulenta

$$(2\xi)^{2n} u f \frac{\partial Q}{\partial \xi} + v \frac{\partial Q}{\partial \eta} = -2uQf(2\xi)^{2n} \frac{1}{U} \frac{dU}{d\xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\alpha}{v} \frac{\partial Q}{\partial \eta} \right) + \frac{\alpha f}{vR} \frac{\partial Q}{\partial \eta} + (2\xi)^n 2KQ \left[\frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{fu}{R} \right] - (2\xi)^{2n} \frac{v\alpha C_1 Q}{(U_0 l_d)^2} \quad (12)$$

onde

$$R_\eta = \frac{RU_0}{v(2\xi)^n} \quad v = \frac{V}{(2\xi)^n} - v \frac{(2\xi)^n f u}{U_0} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (13)$$

4. Tratamento Numérico

Dado o comportamento da camada limite (gradientes acentuados próximo à parede e a partir daí cada vez menores) foi conveniente escolher-se uma malha variável na direção normal ao escoamento (η). Assim, a relação entre dois intervalos adjacentes é tal que:

$$\Delta \eta_j = BK \cdot \Delta \eta_{j-1} \quad (BK > 1) \quad (14)$$

Na outra direção (ξ , direção do fluxo) os intervalos podem, ou não, ser variados dependendo da curvatura da superfície.

A discretização foi feita em torno de um ponto genérico $P_{i+1/2,j}$. Assim, uma função F no ponto $P_{i+1/2,j}$ será:

$$F_{i+1/2,j} = \frac{1}{2} (F_{i,j} + F_{i+1,j}) \quad (15)$$

e no ponto $P_{i+1/2,j+1/2}$:

$$F_{i+1/2,j+1/2} = \frac{1}{4} [F_{i,j} + F_{i+1,j} + F_{i,j+1} + F_{i+1,j+1}] \quad (16)$$

A derivada segundo ξ no ponto $P_{i+1/2,j}$

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \xi} \right|_{i+1/2,j} = \frac{F_{i+1,j} - F_{i,j}}{\Delta \xi} \quad (17)$$

e sobre η

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \eta} \right|_{i+1/2,j} = \frac{F_{i+1,j+1} - F_{i+1,j-1} + F_{i,j+1} - F_{i,j-1}}{2(\Delta \eta_j + \Delta \eta_{j-1})} \quad (18)$$

e a segunda derivada segundo η

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(A \frac{\partial F}{\partial \eta} \right) \Big|_{i+1/2,j} &= A_{i+1/2,j+1/2} \frac{(F_{i+1,j+1} - F_{i+1,j})}{\Delta \eta_j (\Delta \eta_j + \Delta \eta_{j-1})} - \\ &A_{i+1/2,j-1/2} \frac{(F_{i+1,j} - F_{i+1,j-1})}{\Delta \eta_{j-1} (\Delta \eta_j + \Delta \eta_{j-1})} + \\ &A_{i+1/2,j+1/2} \frac{(F_{i,j+1} - F_{i,j})}{\Delta \eta_j (\Delta \eta_j + \Delta \eta_{j-1})} - \\ &A_{i+1/2,j-1/2} \frac{(F_{i,j} - F_{i,j-1})}{\Delta \eta_{j-1} (\Delta \eta_j + \Delta \eta_{j-1})} \quad (19) \end{aligned}$$

A linearização das equações (do movimento e da Energia Cinética Turbulenta) é conseguida empregando-se o seguinte artifício:

$$F \frac{\partial F}{\partial \eta} \Big|_{i+1/2,j}^K = F_{i+1/2,j}^{K-1} \cdot \frac{\partial F}{\partial \eta} \Big|_{i+1/2,j}^K$$

onde K é um estágio de iteração.

Este artifício exige que para o início das operações (1ª iteração) seja conhecida a função F^0 (u^0 , v^0 e Q^0)

Introduzindo as relações (15), (16), (17), (18) e (19) nas equações (11) e (12) obtém-se, após algumas simplificações [4]:

$$A_j F_{i+1,j+1} + B_j F_{i+1,j} + C_j F_{i+1,j-1} = D_j \quad (20)$$

onde os termos A_j , B_j , C_j e D_j assumem valores particulares para cada uma das equações (11) e (12).

A equação (20) forma um sistema de equações lineares cuja matriz representativa é tridiagonal e pode ser facilmente resolvida [1], [4] e [7].

5. Solução Numérica

Em linhas gerais o procedimento numérico seguido para a solução do sistema de equações lineares (eq. 20) está esquematizado no diagrama de bloco abaixo (Fig. 4).

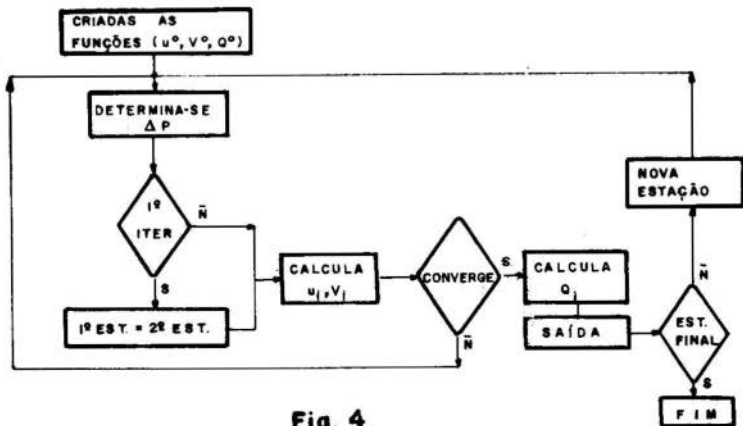


Fig. 4

6. Resultados

Para comprovaçãõ dos resultados obtidos foram utilizados os dados de So e Mellor [8] do trabalho experimental sobre os efeitos da curvatura na camada limite turbulente. Reproduziu-se os perfis logarítmicos de velocidade, fator de forma H e coeficiente de fricção C_f (Figs. 5, 6 e 7, respectivamente); encontrou-se bons resultados quando comparados com os de [10].

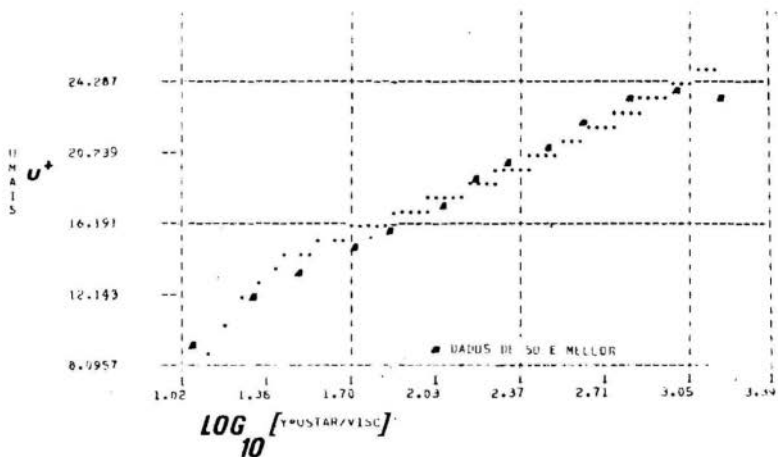


Fig. 5

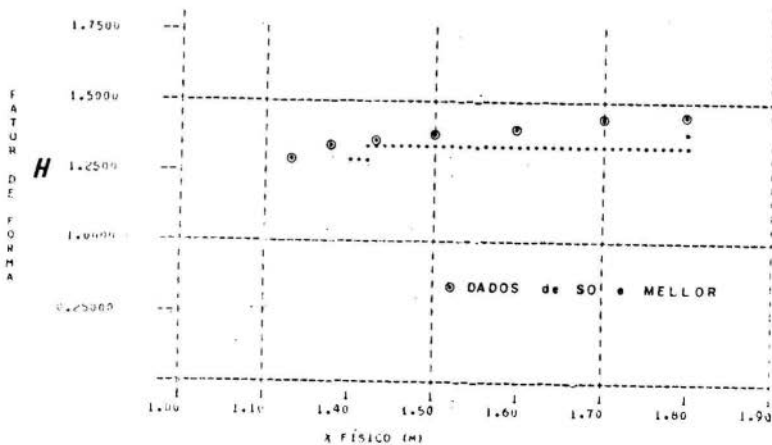
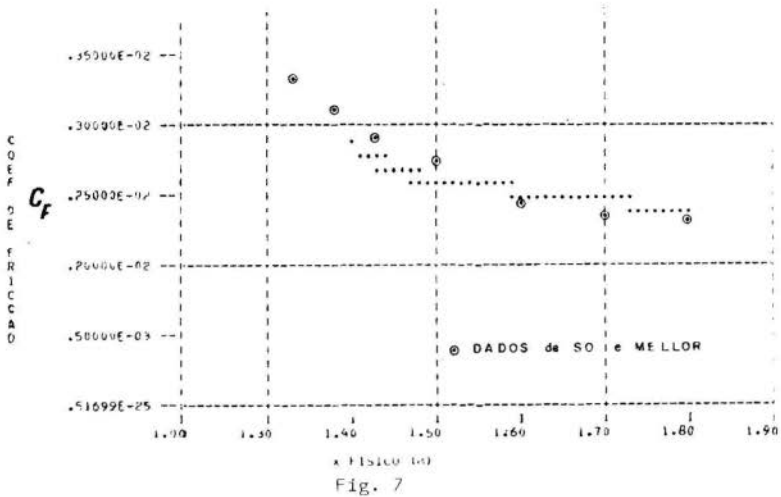


Fig. 6



Bibliografia

- [1] Ames, W.F. Numerical Methods for Partial Differential Equations, Barnes & Noble Inc, (1969).
- [2] Beckwith, I.E.; Bushnel, D.M. "A Turbulent Kinetic Field Method" AFOSR, IFP, Stanford Conference, vol. I e II, Stanford University, (1968).
- [3] Cebeci, T.; Smith, A.M.P. "A Finite-Difference Method for Calculating Compressible Laminar and Turbulent Boundary Layers", Journal of Basic Engineering, Paper nº 70-Fe-A, (1970).
- [4] Ferreira, V.C.S. "Modelo Matemático para a Solução da Camada Limite Turbulenta sobre Superfícies Curvas". Dissertação de Mestrado, UFSC, (1978).
- [5] Hinze, O. Turbulence. McGraw Hill Inc. (1975).
- [6] Milne, L.; Thomson. Hydrodynamics. 5^a ed. the MacMillan Company, N.Y.

- |7| Pereira Fº, H.V. "A Four Equation Modelo for Numerical Solution of the Turbulent Boundary Layer". Dissertação de Doutorado, Universidade de Houston (1974).
- |8| So, R.M.C.; Mellor, G.L. "Experiment on Convex Curvature Effects in Turbulent Boundary Layers". Journal Fluid Mechanics, Vol. 60, Part 1, (1973).
- |9| Schlichting, H. Boundary Layer Theory. McGraw Hill. 6º ed. (1968).

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-19

p.p. 285 - 293

SIMULAÇÃO ANALÓGICA BI-DIMENSIONAL CONTÍNUA TRANSIENTE

Joaquim Severino de Paiva Netto

George Augusto Furtado Martins de Souza

Departamento de Engenharia Mecânica

Faculdade de Engenharia de Campinas

Universidade Estadual de Campinas

SUMÁRIO

Técnica que permite extender o uso do papel condutor Teledeltos para a solução de problemas bi-dimensionais transientes contínuos por meio de analogia elétrica. O emprego de um gerador de sinais, um osciloscópio e mais o papel condutor Teledeltos com capacitância distribuída permite a solução analógica simples e rápida de problemas transientes de condução de calor em geometrias complicadas.

SUMMARY

This technique makes possible the use of Teledeltos paper in the solution of transient bi-dimensional problems by means of an electric analogy. The use of a signal generator, an oscilloscope and the Teledeltos paper with distributed capacitance makes possible the analog solution in a simple and quick way of transient problems of heat conduction with complicated geometries.

1. Introdução

Em geral a solução de problemas transientes onde a condução termica é o modo de transmissão de calor envolve calculos tediosos ou uma programação para computador que mesmo assim requer certo tempo, se contarmos a programação em si, sua colocação no computador e execução. Mesmo quando se usa o computador o metodo numerico geralmente usado é o de diferenças finitas que já traz em si erros de discretização e o que é importante complica muito a representação de fronteiras complicadas se razoavel precisão é desejada.

Por isso metodos experimentais usando analogia eletrica tem surgido com o fim de se obter soluções mais rapidas e até certo ponto mais baratas. No caso de estudos sobre problemas de regime permanente temos encontrado metodos analogicos discretos e metodos analogicos continuos, se os elementos eletricos são discretos ou continuos. Uma exelente revisão de tais metodos pode ser encontrada em Rohsenow e Hartnett (1) e na bibliografia no fim deste trabalho. Tais metodos são tradicionais e bem conhecidos. No caso de simulação de regime transiente não encontramos ainda simulação usando-se elementos eletricos continuos. Os metodos usam elementos discretos de resistencia eletrica e capacitancia eletrica para simular a resistencia termica e armazenagem termica de materiais. Este metodo, contudo, apesar da vantagem da simplicidade e rapida execução, ainda apresenta erros de discretização e especialmente grandes dificuldades em se representar fronteiras complicadas.

Neste nosso metodo, usando analogia eletrica, criamos um material sanduiche que apresenta resistencia e capacitancia eletricas distribuidas e com isso eliminamos os erros de discretização e as dificuldades de se simular fronteiras complicadas pois este material pode ser facilmente cortado na forma desejada. Como veremos, o uso de um gerador de sinais eletricos periodicos e um osciloscopio permitem a execução da simulação sem muitos problemas.

2. Teoria

Nosso metodo, do modo que é apresentado aqui, se destina a simular eletricamente problemas bi-dimensionais transientes de condução de calor em solidos. Neste tipo de problema a equação governando a distribuição de temperatura com a posição e o tempo é, para o problema termico:

$$r C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

onde r é a densidade, C_p o calor especifico, t o tempo, T a temperatura, k a condutividade termica e x e y coordenadas cartesianas ortogonais. Outro sistema de coordenadas ortogonais poderia ter sido usado.

Num sistema eletrico, por outro lado, com resistencia e capacitancia continuamente distribuidas nossa equação é:

$$C \frac{\partial V}{\partial t'} = \frac{1}{R} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y'^2} \right) \quad (2)$$

onde C é a capacitancia distribuida, R a resistencia eletrica distribuida, V a voltagem, t' o tempo e x' e y' as coordenadas cartesianas ortogonais.

Confrontando estas duas equações (1) e (2) vemos de imediato que são matematicamente analogas. Se fizermos uma correlação adequada entre grandezas eletricas e grandezas termicas podemos, da solução do problema eletrico, obter uma solução para o problema termico analogo. Para isso fazemos as correlações:

$$T = a V \quad (3)$$

$$r C_p / k = b RC \quad (4)$$

$$x = e x' \quad (5)$$

$$y = e y' \quad (6)$$

$$t = f t' \quad (7)$$

onde a , b , e e f são correlações, algumas delas com dimen-

são.

Substituindo estas relações (3) a (7) na equação (1) obtemos:

$$b \text{ RC } \frac{a \partial V}{f \partial t'} = \frac{a}{e^2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y'^2} \right) \quad (8)$$

O coeficiente a se cancela o que significa que podemos escolher arbitrariamente a correlação entre voltagem e temperatura. Agora, para a correlação ser perfeita devemos ter ainda:

$$b e^2 / f = 1 \quad (9)$$

Aqui o coeficiente b depende da escolha dos materiais eletricos e da geometria do material sanduiche e das propriedades termicas do material a ser simulado. O coeficiente e pode ser escolhido arbitrariamente, por conveniencia e disponibilidade de tamanho do material sanduiche, de modo a termos dimensões adequadas na montagem da analogia eletrica. Com isso resulta um valor definido para f , que liga o tempo real do problema termico com o tempo real do problema eletrico. Este f resultante vale pois:

$$f = b e^2 \quad (10)$$

Com os coeficientes escolhidos ou calculados podemos então realizar a experiencia eletrica analoga e transferir os seus resultados para o problema termico analogo que ela pretende simular.

3. Execução da Experiencia

Na fig. 1 mostramos o circuito eletrico analogo e sua montagem em relação aos instrumentos, gerador de sinais e osciloscopio. O desenho é feito com elementos discretos, para fins de clareza grafica, pois não é conveniente se representar capacitancias distribuidas. Por razão similar a bi-dimensionalidade não foi também representada,

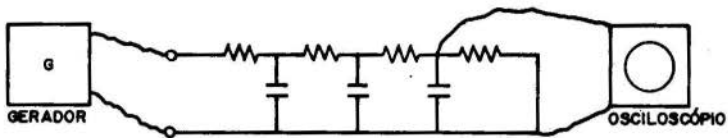


Fig. 1 - Esquema analógico simplificado.

mas é fácil se imaginar além destas duas restrições da figura.

O material sanduiche, mostrado na figura 2, consiste de um papel condutor grafitado, tipo Teledeltos, um dieletrico constituído por um papel celofane comum e uma folha de aluminio que serve como terra geral. Esta montagem tem resistencia e capacitancia eletricas distribuidas. O conjunto todo foi seguro entre duas placas de plastico para e feito de montagem mecanica e que não participa nas grandezas eletricas distribuidas. Orificios neste plastico permitem a colocação de pontas de prova que são ligadas ao osciloscópio para fins de medição das voltagens transientes. Em fronteiras onde se apresentaria uma superficie isotermica, foi criada uma borda pintada com tinta condutora e, esta borda, ligada ao gerador de sinais, cria uma superficie equipotencial analoga.

A resistencia eletrica distribuida foi medida e achada ser 2000 ohm/pol^2 ou 1.29 ohm/m^2 . A capacitancia distribuida foi calculada pelo formula encontrada em textos de eletricidade, como por exemplo em Duckworth (2):

$$C = \frac{k_e e_o}{d} \quad (11)$$

onde C é a capacitancia em farads, k_e o coeficiente diele-

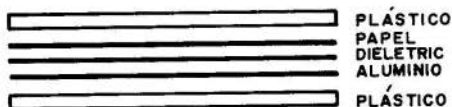


Fig. 2 - Material sanduiche

trico, ϵ_0 a permitividade do espaço livre e d a separação entre placas. No nosso caso k_e vale 3.3 e d 0.02 mm. O valor ϵ_0 é 8.85×10^{-12} coul²/n-m². Com isso nossa capacidade distribuida vale 1.46×10^{-12} F/m², valor na realidade bem pequeno.

Para testar o metodo escolhemos um problema termico simples e que consiste em uma parede infinita onde na face $x = 0$ damos um salto na temperatura no tempo $t = 0$, sendo que a temperatura inicial vale zero para todo x . matematicamente a solução pode ser facilmente achada por separação de variaveis e com o uso de series de Fourier. Por ser mais conveniente a solução foi achada por metodos numericos com diferenças finitas. O salto na temperatura foi chamado T_0 e a espessura da parede de L , com $x = 0$ a esquerda. É um problema elementar, e por isso foi escolhido. Permite uma verificação do metodo com um minimo de medições experimentais.

Escolhemos um material para este problema termico tendo uma difusividade termica $= k/r C_p = 5.16 \times 10^{-7}$ m²/seg. L foi escolhido como sendo 15 cm. O analogo eletrico da difusividade termica é o inverso da constante de tempo RC e tem as mesmas dimensões o que facilita o calculo dos coeficientes de correlação. Escolhendo $\epsilon = 1$ obtemos, já possuindo os valores R e C , a relação entre tempos reais $f = 9.72 \times 10^{-19}$. Para o problema termico

escolhemos $T_0 = 100^\circ\text{C}$ e para o problema elétrico tomamos o equivalente $V_0 = 10\text{ V}$ de modo que o coeficiente a vale $0,1^\circ\text{C/V}$. Este último coeficiente foi escolhido de modo a não termos voltagens grandes na simulação evitando-se choques para o operador e fugas pelo dielétrico.

A figura 3 mostra os resultados da simulação, voltagem versus tempo comparados com os resultados calculados para o problema térmico onde as temperaturas e tempo foram convertidos em voltagens e tempos análogos usando-se os coeficientes de correlação.

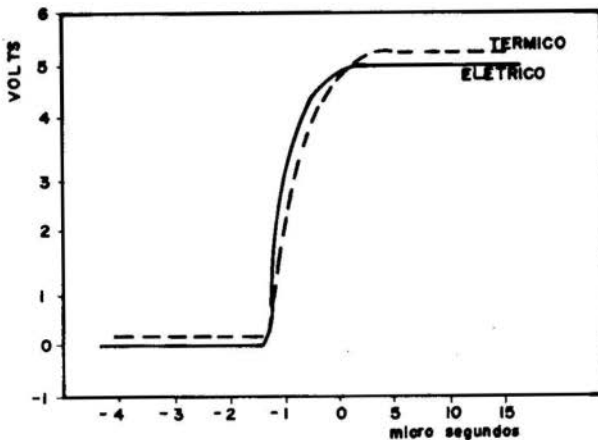


Fig. 3 - Resultado da simulação

No gráfico está representado um ponto médio na parede, no meio. Resultados para outros pontos mostraram as mesmas relações com diferenças nas magnitudes. O regime permanente limite mostrou uma linha reta, como devia ser. Este ensaio foi feito usando-se uma onda quadrada no gerador de sinais o que simulou periodicamente um salto na temperatura da face esquerda da parede.

As discrepâncias podem ser explicadas pelo fato de existir erro no valor da constante dielétrica pois a mesma foi obtida de tabelas, não tendo sido possível medi-la devido a carencia de instrumentação elétrica adequada.

4. Discussão dos resultados

Como as duas equações diferenciais, a do problema termico e a do problema eletrico são analogas, não existe impedimento teorico evitando que esta analogia não possa ser perfeita, desde que as correlações entre grandezas eletricas e termicas sejam perfeitas.

Discrepancias que surgem são devidas a alguma falta de precisão na determinação das grandezas eletricas e termicas. Se fossemos medir o problema termico, em vez de calcula-lo, uma imprecisão adicional surge devido a erros naturais de leitura de temperaturas experimentais. Outro ponto de imprecisão é que nas bordas a capacitancia difere um pouco do valor dado pela formula (11) devido a um efeito de borda, mas em materiais sanduiches finos este erro é pequeno.

O futuro usuário do metodo deve em primeiro lugar de terminar bem os valores das grandezas eletricas do material sanduiche. Existindo uma certa garantia de uniformidade na fabricação dos materiais esta determinação pode ser feita so uma vez e posteriormente as experiencias seriam realizadas seguidamente sem necessidade de verificações caso a caso.

Este metodo, com os cuidados acima descritos, pode ser muito util na solução de problemas termicos bi-dimensionais transientes por condução que tenham geometrias complicadas. Esta solução seria obtida de modo rapido e simples. Também para a formação de engenheiros mecanicos termicos este processo seria um bom metodo de ensino. Com mais alguma experiencia na execução de tal simulação confiança na mesma pode ser adquirida e seu uso utilizado com segurança.

5. Bibliografia

- [1] - Rohsenow, W. M. e Hartnett, J. P., Handbook of Heat Transfer, McGraw-Hill, pp. 5-3 a 5-26, (1973).

- [2] - Duckworth, H. E., Electricity and Magnetism, Holt Rinehart and Winston, pp. 75, (1960).
- [3] - Paschkis, V. e Baker, D., A Method for Determining Unsteady State Heat Transfer by Means of an Electrical Analogy, Trans. ASME, Vol. 64, pp. 105-112, (1942).
- [4] - Neel, C. B., An Investigation Utilizing an Electrical Analog of Cyclic De-Icing of a Hollow Steel Propeller with an External Blade Shoe, NACA TN 2852, (1952).
- [5] - Lawson, D. I. e McGuirre, J. H., The Solution of Transient Heat Flow Problems by Analogous Electrical Networks, Proc. (A) Inst. Mech. Engrs., Vol. 167, No. 3, pp. 275-287, (1953).
- [6] - Jordan, E. C., Electromagnetic Waves and Radiating Systems, Prentice-Hall, (1968).

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



UNICAMP
 TRABALHO TÉCNOLÓGICO
 TECHNICAL PAPER

CAMPINAS, 12-13-14 • 15

DEZEMBRO 1979

N.º AT-13

P.P. 294 - 302

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA
DE METAIS

Joaquim Severino de Paiva Netto

Departamento de Engenharia Mecânica
 Faculdade de Engenharia de Campinas
 Universidade Estadual de Campinas

SUMARIO

Foi desenvolvido um metodo para a determinação da condutividade termica de metais usando-se uma camara de vacuo. Aí as perdas de calor no corpo de prova são por radiação e bem conhecidas permitindo a obtenção de uma boa precisão na determinação da condutividade termica.

SUMMARY

A method was developed to measure the thermal conductivity of metals using a vacuum chamber. In this method the heat losses on the test specimen are by radiation, small and well known allowing the obtaintion of a good accuracy in the determination of the thermal conductivity.

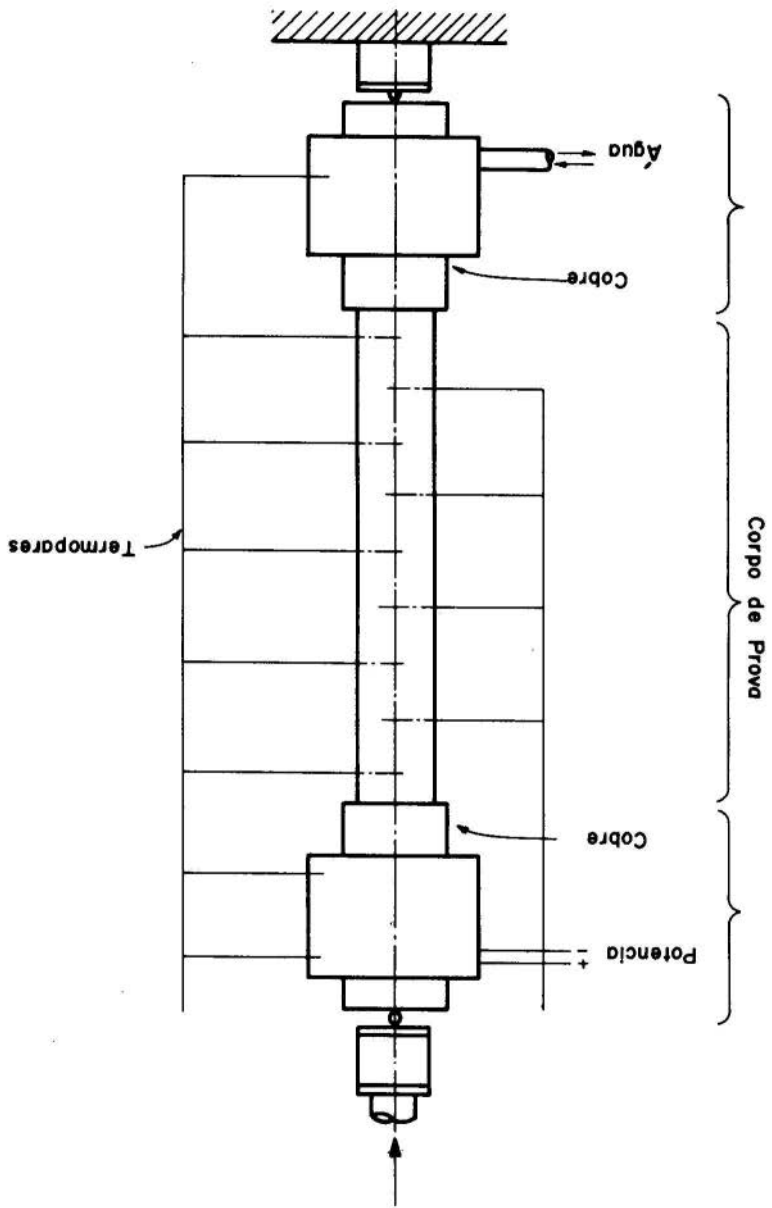
1. Introdução

Existem vários metodos para se determinar a condutividade termica de metais e são bem conhecidos pelos que trabalham e pesquisam na area termica pelo que não é necessario descreve-los aqui. Estes metodos se dividem em metodos transientes e metodos por regime permanente. Em todos eles um dos problemas que afeta a precisão da determinação é o problema das perdas de calor onde elas não deviam existir. Duas coisas se podem fazer, uma é tornar tais perdas tão pequenas que podem ser desprezadas, o que é dificil, ou projetar a experiencia de tal modo que elas fiquem pequenas e bem conhecidas. Existem vários metodos na literatura por todos muito bem conhecidos se trabalham na area termica. Aqui apresentamos um outro onde a convecção é perfeitamente desprezivel. As perdas são por radiação somente que além de pequenas podem ser determinadas com relativa precisão de modo que, com as outras fontes de imprecisão se consegue um erro não maior do que 1.3%, valor estimado.

2. Aparelhagem Experimental

Consiste de uma camara de vácuo onde uma pressão de 2×10^{-5} torr é mantida. Na Fig. 1 vemos o arranjo interno. O corpo de prova é um bastão de seção quadrada construido com o metal a ser estudado. Nas duas extremidades do bastão são soldadas duas placas de cobre para se obter boa uniformidade de temperatura. Uma extremidade do corpo de prova é colocada em contato com uma fonte quente que consiste de um cabeçote de cobre aquecido internamente por uma resistencia eletrica. Este aquecimento eletrico pode ser determinado com precisão por medições de voltagem e corrente. A outra extremidade do bastão está em contato com uma fonte fria que consiste de um bloco de cobre resfriado por agua corrente. As duas fontes tem um encaixe para receber as extremidades do corpo de prova, e se apoiam em duas esferas, uma em cima e a outra em baixo, que apresentam uma resistencia de contato alta. Além disso, o outro lado das esferas está apoiado em um bloco de material isolante,

Fig. 1 - Corpo de Prova.



blocos estes que estão presos na parede da camara e sustentam o conjunto. A parede interna da camara de vacuo e as duas fontes estão recobertas de papel de aluminio de emittancia bem conhecida. O corpo de prova está recoberto com uma fita adesiva de aluminio, também com emittancia conhecida, e está provido de nove termopares igualmente espaçados.

As voltagens e correntes da fonte de potencia foram medidas com um voltmetro multi-faixa Weston e um instrumento Hallmark de precisão 0.35%. Os termopares foram lidos num potenciometro Leeds & Northrup 8686, sendo que a temperatura lida apresentou um erro estimado de 0.2°F.

3. Determinação das Perdas e Determinação da Condutividade

Usamos basicamente a equação de Fourier:

$$Q = -k A \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

Para se determinar a condutividade termica k é preciso pois conhecer o fluxo de calor Q , a area A e a distribuição de temperatura $T(x)$, sendo x uma coordenada linear. Sendo Q_1 o calor gerado pela fonte quente, chamamos Q_e o calor que entra no especimem e $Q_1(h)$ o calor perdido pela fonte e que não vai para o especimem. O calor perdido entre $x = 0$ e x é designado por $Q_1(x)$. Temos então as relações uteis:

$$Q_e = Q_t - Q_1(h) \quad (2)$$

$$Q = Q_e - Q_1(x) \quad (3)$$

Foram feitos dois tipos de ensaio. Um ensaio para se determinar as perdas $Q_1(h)$ e outro ensaio para determinar as condutividades termicas. Estes dois ensaios foram feitos um apos o outro para não se mexer no arranjo e não

se perturbar os fluxos termicos e a geometria interna. No primeiro ensaio foi observado que as perdas variavam de 10% a 30% de Q_t dependendo do material a ser testado, naturalmente dentro da nossa gama de materiais ensaiados. O fluxo $Q_1(x)$ era bem menor mas não era desprezível.

Para se medir o $Q_1(h)$ desligou-se a agua de refrigeração da fonte fria. Com isso se reduziu muito o fluxo de calor pelo corpo de prova. Mantendo-se no cabeçote quente a mesma temperatura que para no ensaio de condutividade de terminou-se experimentalmente o valor da perda de calor:

$$Q_1^*(h) = Q_t^* - k^*A (dT/dx)_{x=0} \quad (4)$$

Aqui o Q_t^* é medido eletricamente, e o k^* é obtido iterativamente do seguinte modo. O primeiro valor de k^* é tirado de tabelas ou calculado no segundo teste usando-se um $Q_1^*(h)$ estimado. Com este valor de k^* calcula-se $Q_1^*(h)$ pela formula. Com esta perda melhorada recalcula-se o k^* com valores de temperatura do segundo teste. E assim sucessivamente. Com isso obteve-se um valor de $Q_1^*(h)$ que pode ser assumido, com muito pequeno erro, ser igual ao $Q_1(h)$ do teste de condutividade. Nos testes a derivada dT/dx é obtida de uma aproximação parabolica das temperaturas experimentais versus distancia. Também o fato da temperatura do k^* do primeiro ensaio ser ligeiramente diferente do k do segundo ensaio não introduziu erro significativo em relação aos outros erros. Somente dever-se-ia levar isso em conta se k fosse muito fortemente dependente da temperatura o que não ocorre com materiais usuais.

A condutividade termica foi determinada num segundo ensaio e nele se determinou para cada temperatura lida ao longo do corpo de prova o dT/dx . O k saiu da formula:

$$- kA \frac{dT}{dx} = Q(x) = Q_e - \epsilon P \int_0^x (T^4 - \bar{T}_r^4) dx \quad (5)$$

Nesta formula S é o coeficiente de Stefan-Boltzman, a emitancia do aluminio e \bar{T}_r a temperatura media do re-

cobrimento interno de aluminio da camara de vacuo, P o perimetro da seção do corpo de prova. T_r é obtida pela formula:

$$T_r^4 = \frac{T_p^4 + T_s^4 A_s/A_r}{1 + A_s/A_r} \quad (6)$$

onde s se relaciona com o especimem, r indica o revestimento interno, p a parede da camara embaixo do revestimento de aluminio e A são areas. Tomou-se a temperatura media das barras especimem para T_s . Dentro da faixa de ensaios realizada as perdas pelo corpo de prova variaram de 1% a 4% do valor de Q_e , portanto relativamente pequenas.

4. Analise de Erros

Numa determinação deste tipo é muito importante poder se estimar o erro experimental. Usando-se as formulas basicas e a tecnica usual de analise de erros, podemos facilmente chegar a uma estimativa do erro na condutividade em função de varias fontes de erro.

Esta analise fornece os seguintes resultados:

Fonte de erro	% de erro em k	
	Maximo	Provavel
Voltagem de aquecimento	0.82	0.36
Corrente de aquecimento	0.40	0.30
Seção do corpo de prova	0	0
Gradiente de T em $x = 0$	0.77	0.38
Perda de calor na fonte quente	0.24	0.12
Perda de calor no corpo de prova	0.19	0.15

5. Resultados Experimentais

Nas figuras mostramos os graficos obtidos onde aparecem os valores de condutividade termica medidos para as ligas bronze de aluminio D (liga de cobre 614), Niquel L, ni

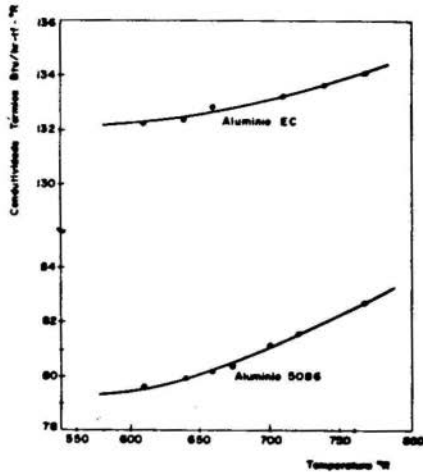


Fig. 2 - Materiais de alta condutividade termica.

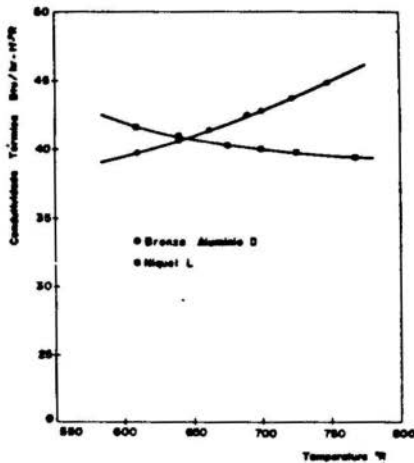


Fig. 3 - Materiais de media condutividade termica.

quel prata (liga de cobre 754), aço inoxidavel 304, aluminio EC e liga de aluminio 5086. Os tres graficos representam condutividades altas, médias e baixas e cobrem a faixa

de quase todas as ligas metálicas. Quase todas as condutividades aumentam com a temperatura com exceção do bronze de alumínio.

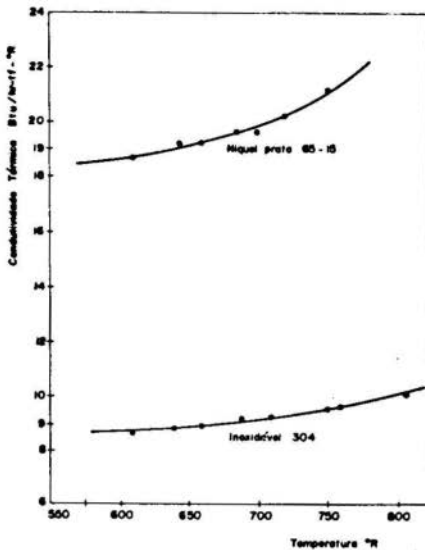


Fig. 4 - Materiais de baixa condutividade térmica.

6. Conclusões

O método é mais indicado para o caso de ligas metálicas e talvez semi-condutores, sendo que neste último caso não foram feitos nenhum ensaio. No caso de materiais de condutividade mais baixa as perdas de calor crescerão relativamente ao fluxo principal causando uma consequente ampliação dos erros e abaixando a precisão. Para metais este método tem perdas pequenas e bem conhecidas.

Os erros maiores experimentais foram na leitura da potência elétrica e na determinação do gradiente de temperatura. Os erros na potência elétrica podem ser facilmente diminuídos mas quanto ao gradiente isso exigiria grandes dificuldades extras.

7. Bibliografia

- [1] Clausing, A. M. e Chao, B.T., Thermal Contact Resistance in a Vacuum Enviroment, University of Illinois ME-TN-424-1, 1963.
- [2] Holman, J. P., Experimental Methods for Engineers, MacGraw-Hill, pgs. 280-84, (1967).

AN AIS



TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-20

p.p. 303 -312

PROCEEDINGS

COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



DYNAMICS AND CONTROL OF HEAT PUMPS

J.J. Guy

Lecturer in Dept. of Chemical Engineering,
University of Salford, U.K.

SUMMARY

The following subjects are discussed. Coefficient of performance of a heat pump and its relation to the thermodynamic cycle; overall coefficient of performance of the heat pump/engine system; optimal steady state design; unsteady state mathematical model for use in control studies; methods of control of heat pump output; experimental verification of model.

RESUME

Les sujets suivants sont abordés : le coefficient de performance d'une pompe de chaleur et sa relation avec le cycle thermodynamique; coefficient complet de performance de la pompe de chaleur combinée avec le système de la machine; élaboration d'un état optimal stable; modèle mathématique à l'état instable en vue d'utilisation dans les études de contrôle; méthodes de contrôle du rendement de la pompe de chaleur; vérification expérimentale du modèle.

1. Introduction

Heat pumps can make a substantial contribution to industrial fuel economy, particularly in separation processes such as drying, evaporation and distillation, where large amounts of heat are used at relatively low temperatures to change the phase of the materials in the process.

For example, in distillation, the large amount of heat removed from the overhead reflux could be returned to the bottom of the column using a heat pump.

In such applications the waste heat from the engine driving the heat pump would be recovered and used as process heat. The heat pump/engine system would be incorporated into the process control scheme for the plant and an important part of the overall control strategy would be to maximize the overall coefficient of performance.

The controllability of the process is dependent on the dynamics of the heat pump system, and section 3 of this paper is concerned with modelling of the heat pump dynamics.

2. Coefficient of performance

For the system shown in Figure 1, the overall coefficient of performance C_o , defined as (heat supplied to process/heat supplied to engine) is given by

$$C_o = \frac{Q_{\text{Process}}}{F} = (C - 1) \eta_E + 1 \quad (1)$$

where C is the coefficient of performance of the heat pump and η_E is the efficiency of the engine.

2.1. Heat pump cycle and performance coefficient

The thermodynamic cycle for the heat pump is shown in Figure 2 where over the working pressure range between

evaporator and condenser the isentropic line has an average slope S . The actual compressor process has a slope of $S\eta_c$ where η_c is the isentropic efficiency of the compressor.

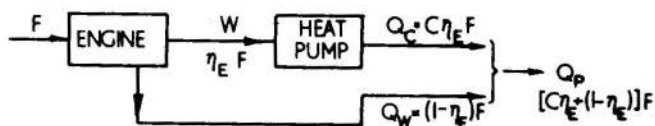


Figure 1. Heat pump/engine system

Typically $C \approx 4$, $\eta_E \approx 0.35$ so that $C_o \approx 2.05$.

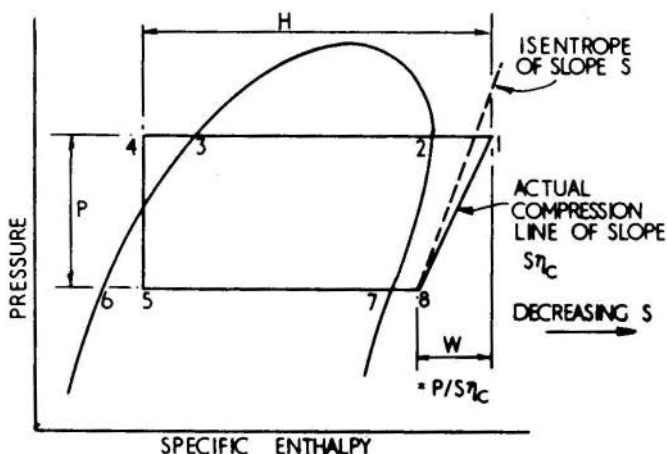


Figure 2. Heat pump cycle

The coefficient of performance C is given by (enthalpy change in condenser/enthalpy change in compressor), ie

$$C = \frac{H}{W} = \frac{H \eta_c S}{P} \quad (2)$$

2.2. Optimal system design

From equation (1) maximum C_o requires C and η_E to be maximized, and equation (2) shows that H , η_c , S should be as large as possible and P as small as possible.

η_c and η_E are functions of speed N and load P , and are given in the form of efficiency characteristic curves.

S decreases with increasing superheat so ideally the refrigerant should enter the compressor with as little superheat as possible.

P is governed by the temperature lift required by the process and by the temperature differences between refrigerant and process fluid. These can be minimized by having large heat exchanger areas.

H is increased by increasing the subcooling in the condenser, but this is limited by the lowest temperature of the process fluid in contact with the condenser.

The mass flowrate of refrigerant through the heat pump, M , is given by

$$Q_c = MH \quad (3)$$

and

$$M = N \eta_{vc} B \rho_8 \quad (4)$$

where Q_c is the heat transfer rate to the process through the condenser, η_{vc} is the volumetric efficiency of the compressor, B is its swept volume, and ρ is the refrigerant density the suffix 8 denoting compressor inlet as shown by the numbering of the cycle in Figure 2.

Q_c and the source and sink temperatures are known. For a chosen refrigerant and heat exchanger area this defines P , H , ρ_g and S . C and W follow from equation (2) and the engine can be chosen to deliver this W at a speed N at its maximum efficiency. The compressor swept volume is then defined from equations (3) and (4), and thus the optimal steady state design of the heat pump system is achieved.

3. Heat pump dynamics

The unsteady state dynamics of the heat pump are complex because of the interaction between the heat transfer, the refrigerant flowrate, and the relative amounts of liquid and vapour in various parts of the heat pump circuit. A study of the dynamics will help in achieving the greatest degree of self-regulation and in choosing the best type of control to give fastest response and freedom from instability.

3.1. Mathematical model of the heat pump

This is essentially a set of energy and material balances, heat transfer equations, pressure-flow equations, and equations of state for each phase in the heat pump circuit, shown in Figure 3 in which the numbering corresponds to that in Figure 2.

The relationship between the mass of each phase and the heat transfer area in contact with it is complex and depends on the heat exchanger geometry.

The symbol R_{ij} is used to denote the mass of refrigerant in the section ij . Thus R_{12} is the mass of superheated vapour in the condenser. The symbol M_i denotes the mass flowrate of refrigerant passing across the interface i . Thus M_2 is the mass flowrate of refrigerant condensing in the condenser.

The symbols T , H , A , U , V , denote, respectively, temperature, specific enthalpy, heat transfer area, overall heat transfer coefficient, and specific volume, each with

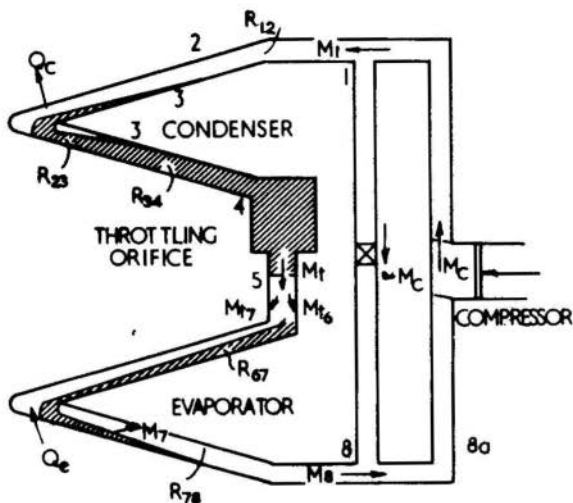


Figure 3. Heat pump circuit layout

suffixes denoting the region concerned, a double suffix indicating an average where appropriate.

Condenser

Mass balances

$$M_i - M_j = \frac{d}{dt} R_{ij} \quad \begin{matrix} (i = 1-3) \\ (j = i+1) \end{matrix} \quad (5)$$

Heat balances

$$M_i H_i - M_j H_j - U_{ij} A_{ij} (T_{ij} - T_{pc}) = \frac{d}{dt} (R_{ij} H_{ij}) \quad (6)$$

for $i=3$ an extra term $-Q_{48}$ will appear on the left side)

Total heat transfer to process coolant

$$Q_c = \sum U_{ij} A_{ij} (T_{ij} - T_{pc}) - X_c \frac{dT_c}{dt} \quad (7)$$

where X_c is the mass of the heat exchanger metal and T_c is its average temperature.

Volume balance

$$\sum R_{ij} V_{ij} = C_c \quad (8)$$

where C_c is the volume of the condenser system. Also

$$M_i V_i - M_t V_4 + \sum V_{ij} \frac{d}{dt} R_{ij} = 0 \quad (9)$$

Evaporator

Similar equations hold for the evaporator, but sub-cooled liquid is unlikely to occur; the refrigerant entering from the throttle valve with enthalpy $H_5 (=H_4)$ immediately flashes into liquid of enthalpy H_6 and vapour of enthalpy H_7 , the mass flowrates of these being respectively M_{t6} and M_{t7} where

$$M_{t6} + M_{t7} = M_t \quad (10)$$

and

$$\frac{M_{t6}}{M_{t7}} = \frac{H_7 - H_5}{H_5 - H_6} \quad (11)$$

Mass balances

$$M_{t6} - M_7 = \frac{d}{dt} R_{67} \quad (12)$$

$$M_7 + M_{t7} - M_8 = \frac{d}{dt} R_{78} \quad (13)$$

Heat balances

$$M_{t6} H_6 - M_7 H_7 + U_{67} A_{67} (T_{pe} - T_{67}) = \frac{d}{dt} (R_{67} H_6) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} (M_{t7} - M_7) H_7 - M_8 H_8 + U_{78} A_{78} (T_{pe} - T_{78}) + Q_{48} \\ = \frac{d}{dt} R_{78} H_{78} \end{aligned} \quad (15)$$

Total heat transfer from process supply

$$Q_e = \sum U_{ij} A_{ij} (T_{pe} - T_{ij}) - X_c \frac{dT_e}{dt} \quad (16)$$

Volume balance

$$R_{ij} V_{ij} = C_e \quad (17)$$

and

$$M_{t6} V_6 + M_{t7} V_7 - M_8 V_8 + V_6 \frac{dR_{67}}{dt} + V_{78} \frac{dR_{78}}{dt} = 0 \quad (18)$$

Equations of state

At every point in the system the properties P, V, T and H are related, i.e.

$$H = f_H (T.P.)$$

$$V = f_V (T.P.) \quad (19)$$

Flow through throttle valve

This is essentially flow of liquid through an orifice.

$$M_t = K A_t \rho_4^n (P_4 - P_5)^m \quad (20)$$

A_t being the area of the throttling orifice.

Compressor

Figure 3 shows a means for rapidly altering M_1 by recirculating refrigerant from outlet to inlet of the compressor, and the mass balances are clear.

Finally there is a mass balance for the whole

machine.

$$\sum R_{ij} = R_{\text{total}} \quad (21)$$

The above set of equations will need to be solved numerically by computer to give the response of the internal conditions to changes in the imposed conditions. The equations can be linearized for small changes in conditions, to give simpler solutions.

4. Heat pump control

External loops to control Q_c and internal loops to maintain optimal cycle conditions are needed. These loops will interact.

The external loop will use T_{cp} or T_{ep} as its input, and from equations (3) and (7) it follows that to change Q_c , there must be changes in A , U or ΔT . Changing A gives fast response but can only be done in a stepwise manner. The temperature difference between refrigerant and process fluid, ΔT , can be quickly changed by by-passing some of the process fluid round the heat exchanger, and a change in M will also cause changes in U and ΔT , but with a longer response time. In order to maintain H at its optimal value M will have to be changed by varying the pump speed or the volumetric efficiency.

The internal control loops would ideally maximize C_o but in practice C would be maximized by minimizing the superheat at compressor inlet and maximizing H by using as much subcooling as possible at condenser outlet.

Figure 4 shows the various possible means of control; a fuller appraisal can only be made from the mathematical model in conjunction with the process characteristics.

5. Experimental heat pump

In order to validate the mathematical model a heat pump is under construction which will permit all the

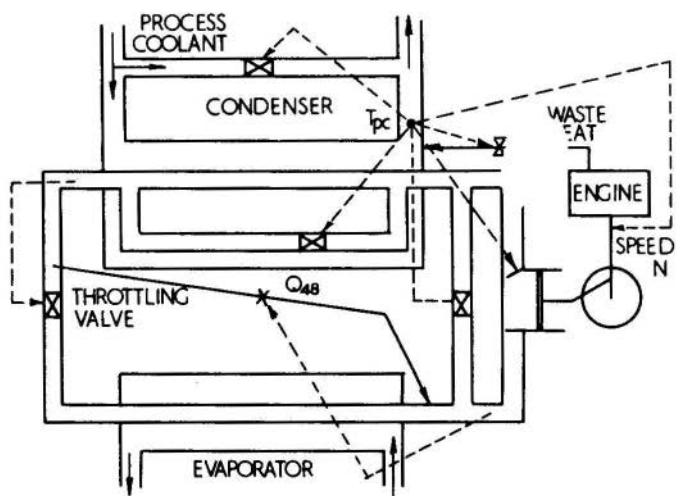


Figure 4. Control methods

variations in Figure 4 to be made.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TÉCNICO
 TECHNICAL PAPER

N.º AT-14

P.P. 313 - 322

COMBUSTÃO DE CARVÃO MINERAL E COMBUSTÍVEIS VEGETAIS EM LEI-
TO FLUIDIZADO.*

Francisco J. dos Santos, Raymond B. Peel

Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP

Giancarlo Parini, Gerson J.S. Ciampi e Carlos A. Luengo

Instituto de Física - Grupo de Energia -
 UNICAMP.

RESUMO

Descrevem-se as experiências realizadas com um protótipo de combustor em leito fluidizado de 20 cm de diâmetro, concebido para estudar a combustão de diversos sólidos minerais e vegetais disponíveis para produção de energia no Brasil. Até o presente, têm sido efetuados testes com sabugo de milho, bagaço de cana, serragem, carvão vegetal e carvões minerais. À luz dos resultados experimentais são discutidas as condições ideais de operação para a queima de grãos de carvão vegetal.

SUMMARY

A 20 cm diameter fluidized bed combustor is being used for studying the combustion of various solid fuels available in Brazil. So far tests have been made with corn cobs, bagasse, sawdust, charcoal and coal. Some experiments with charcoal intended to define the conditions for efficient combustion have been started.

1) Introdução

O processo de combustão em leito fluidizado (FBC), isto é, queima de combustível em um leito fluidizado de material inerte, tem sido desenvolvido em vários países (1). As vantagens da FBC são o fato de se obter fornos muito compactos ($\sim 3\text{MW}/\text{m}^3$ para a queima atmosférica do carvão) e coeficiente de transferência de calor até $850\text{MW}/\text{m}^2\text{K}$ (2), a capacidade de queimar eficientemente combustíveis de baixo poder calorífico e de alto teor de cinzas (3); além de um controle simples da poluição causada por partículas sólidas, óxidos de nitrogênio e enxofre. Estas vantagens, especialmente a capacidade de queimar carvões de alto teor de cinzas (4) (comum no Brasil) e resíduos vegetais de baixo poder calorífico (5), abrem um grande potencial de utilização da FBC no Brasil (6).

O objetivo neste trabalho foi desenvolver um queimador o qual poderá operar com combustíveis diversos e que será usado como um protótipo para uma pequena caldeira de leito fluidizado.

Nos primeiros testes foi usado carvão vegetal, por ser este um combustível de queima fácil, sem propriedades aglomerativas, e apresentar reduzida emissão de voláteis. Pelas mesmas razões ele foi utilizado para determinar as condições ótimas de combustão.

Também foi demonstrada a combustão de carvões minerais brasileiros em tamanhos razoavelmente grandes (1-10mm) sendo que na maior parte dos testes foi usado carvão vapor de Santa Catarina, cuja queima em leito fluidizado é, comparativamente, mais difícil de ser mantida que aquela de um carvão que não apresente propriedades coqueificantes.

Finalmente, descrevem-se os resultados de testes de queima com resíduos vegetais. As limitações encontradas estão relacionadas com as dificuldades de alimentação: sabugos de milho que são facilmente alimentados por gravidade, foram testados e mostraram ser um bom combustível, ainda que restem alguns problemas relacionados à faixa de alimentação para serem resolvidos.

II) Aparato Experimental

O reator de FBC (Fig. 1) possui o corpo feito de um tubo de aço de 10". A parte inferior do corpo, que contém o leito de combustão, é revestida com material refratário (E) reduzindo o diâmetro interno a 20 cm. O distribuidor de ar (A) é uma placa de aço inox com furos de 1mm. A vazão de ar é medida com uma placa de orifício (F). Vários tubos de 2,5 cm (T.P.) são soldados no corpo do reator, podendo ser usados como locais de medida de pressão, temperatura, alimentação de combustível ou para retirada de material do transbordamento do leito. Também temos um alimentador por gravidade situado no topo do reator, e um aquecedor elétrico (B) para pré-aquecer o ar de entrada até 250°C.

O gás resultante da combustão pode ser retirado para análise, após as partículas sólidas terem sido removidas com a passagem do gás pelo ciclone (C).

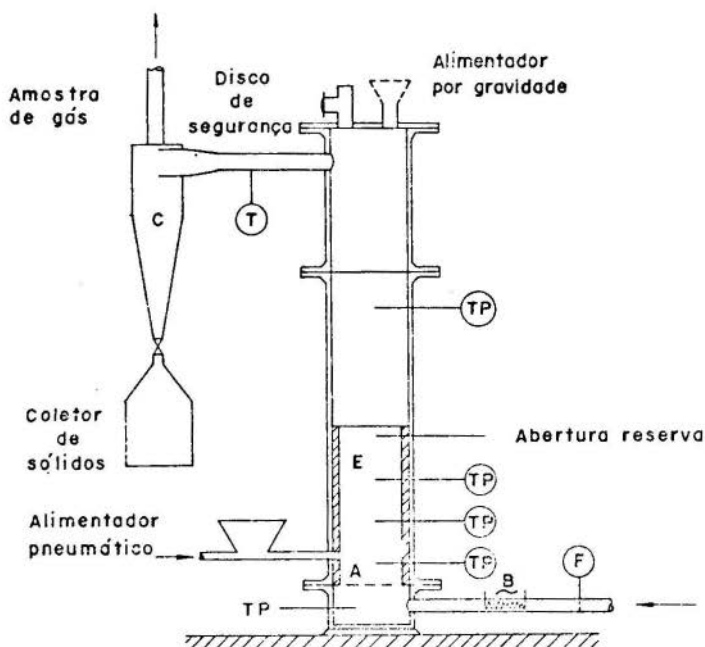


Fig.1: Reator de Combustão em leito fluidizado.

Para simulação, a frio, das condições internas do queimador temos um modelo de vidro, do reator, com 25 cm de diâmetro, com o mesmo padrão de furos no seu distribuidor de ar.

III) Método de Operação

Esta parte do procedimento operacional foi comum a todos os testes. O material inerte usado no leito foi areia de construção com -20mesh (Tyler). Com o decorrer do teste, esta areia mistura-se com as cinzas do combustível; sendo que as partículas mais finas são elutriadas, enquanto as maiores permanecem no leito. As velocidades de fluidização variaram entre 0,2 a 0,5 m/s (a frio), e a altura máxima do leito foi 50 cm.

A ignição e aquecimento do leito, até a temperatura de operação foram realizados sempre com carvão vegetal. Em todos os testes a alimentação foi feita por gravidade.

As análises do gás de saída, para CO₂, O₂, CO, foram feitas com o uso de um aparelho de Orsat; e também foram coletadas amostras para análise posterior por cromatografia.

IV) Resultados

Carvão Mineral

A maior parte dos testes foi realizada com carvão vapor de Santa Catarina. Com este carvão foi necessário o controle mais rígido da taxa de alimentação; com taxas de alimentação inferiores (ar em excesso) nós contornamos o problema da aglomeração, mas a temperatura do leito é reduzida, e a ignição dos voláteis formados no topo do leito, torna-se incerta, de modo que a poluição oriunda dos voláteis não queimados, ainda pode existir. Nós verificamos que a combustão é estável e controlável até a temperatura mínima de 520°C. Durante os experimentos foi possível operar o reator a uma potência de ~28KW (2,2 KW/1 do leito).

O carvão usado tinha um alto teor de cinzas (50%) e tamanho de grão, razoavelmente grande, por isso as partículas de cinzas inicialmente formadas eram grandes, mas fracas. Anarentemente, o atrito no leito foi suficiente para

prevenir o acúmulo de partículas maiores as quais poderiam interromper a fluidização.

Foi feita a análise do tamanho das partículas no leito, após duas horas de teste, queimando carvão de 1-10mm, com o seguinte resultado:

Tabela I

+5mm	2-5mm	2-0,59mm	0,59-0,25mm (28-60mesh)	0,25-0,15mm (60-100mesh)	-0,15mm (100 mesh)
4,2%	11,2%	17,1%	51,1%	16,0%	0,4%

Devido à baixa velocidade de fluidização ($\sim 0,2\text{m/s}$) e ao tamanho do carvão alimentado, a perda de material combustível por elutriação foi cerca de 0,5%.

Surpreendentemente, a mistura de carvão e inertes no leito a altas temperaturas mostrou-se satisfatória. Alguns testes, a frio, com o modelo de vidro mostraram uma forte tendência das partículas de carvão, maiores que 5mm, serem segregadas ao topo e ao fundo do leito em um nadržão de ampulheta (Fig. 2). Contudo, isto não acontece no leito de combustão, presumivelmente por causa da fluidização mais vigorosa a temperaturas mais altas.

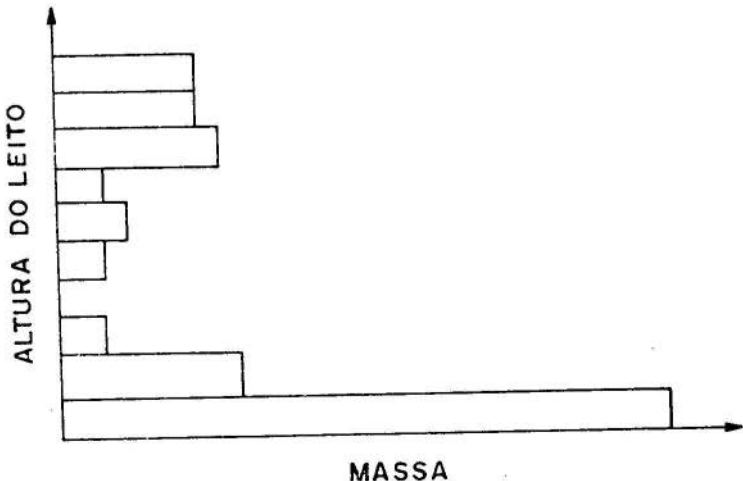


Fig 2 : Carvão mineral - 20 mm

O carvão de Santa Catarina tem um conteúdo de enxofre razoavelmente alto (4% daf) e as análises mostraram que o dióxido de enxofre está presente no gás de saída. Este é um problema resolvido, classicamente, pela adição de calcário moído ou dolomita ao leito fluidizado.

Resíduos Vegetais

A observação da mistura, a frio, no modelo de vidro do queimador, mostrou que à velocidade de fluidização $\sim 0,2$ m/s, tanto o bagaço de cana como o sabugo de milho (Fig. 3) flutuam na superfície do leito, mas, quando a velocidade foi aumentada acima de 0,4m/s, ocorreu boa mistura entre as partículas, grandes e leves, do combustível e a areia do leito. Isto nos indicou que, a temperaturas de combustão, a mistura poderia ser satisfatória.

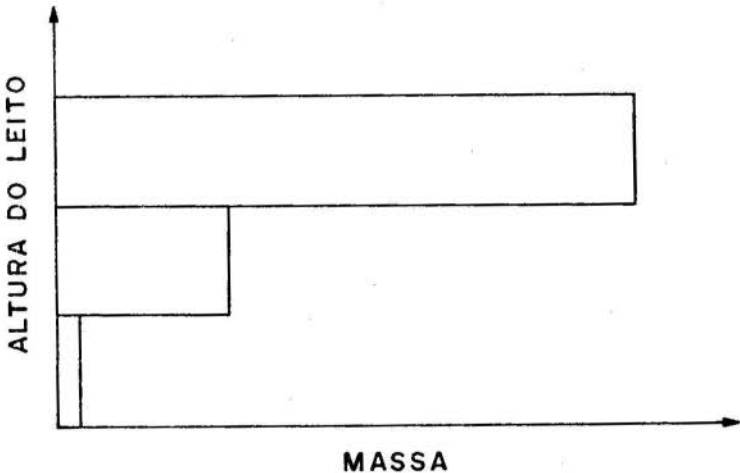


Fig 3 : Sabugo de milho

No entanto, usando serragem, esta tende a flutuar sobre o leito a velocidades baixas de fluidização, e ser elutriada a velocidades maiores.

Quando tentamos a alimentação do bagaço por gravidade, surgiram problemas da elutriação dos finos, e da emissão de voláteis no topo do leito, onde a concentração de oxigênio era muito baixa para queimá-los. Estes problemas foram

agravados com a serragem.

Como os sabugos de milho são mais uniformes e contêm poucos finos, não houve dificuldade na sua alimentação por gravidade.

A combustão de sabugos com 8% de umidade, foi mantida a uma taxa média de 45 KW (3,5 KW/l do leito) embora a estabilidade da combustão, a baixas taxas de alimentação, tenha sido pior que com carvão mineral ou carvão vegetal; ocorrendo a perda da combustão, se a temperatura do leito caísse abaixo de 630°C. Durante o nosso experimento, a combustão de sabugos ocorreu quase livre de fumaça, e, além disso, maiores taxas de combustão foram limitadas somente pela capacidade máxima de alimentação que nos foi possível. Com excesso de ar, a temperatura de combustão foi menor e a formação de voláteis tornou-se um problema, o qual talvez possa ser minimizado alimentando-se o combustível pela parte inferior do leito.

De uma maneira geral podemos observar que, com combustíveis vegetais, devido à sua baixa densidade e baixo poder calorífico; os volumes a serem alimentados ao queimador são relativamente maiores.

Tabela II

	densidade	umidade de %	P.C. MJ/Kg	Kg/MJ	litros/MJ	Quantidade de combustível para igual potência. massa volume	
serragem	0.16*	40	8.36	0.12	0.75	4.1	9.4
bagaço	0.08*	50	10.5	0.095	1.19	3.37	14.8
sabugo de milho	0.19	8.1	18.18	0.055	0.29	1.9	3.6
carvão vegetal	0.34	---	34.7	0.029	0.08	1	1
carvão mineral (carvão vapor)	0.97	---	14.0	0.07	0.072	2.4	0.9

* Naturalmente estes valores poderão variar com a compactação do combustível.

Carvão Vegetal

A melhor performance do queimador de FBC, foi obtida quando queimamos carvão vegetal de 2-10mm. Desde que este car-

carvão não tem propriedades aglomerativas é possível operar o leito com concentrações de até 100%, e a quantidade de voláteis é baixa, de modo que a combustão é limpa. Aproveitando-se disso foi realizada uma série de testes em regime de batelada, os quais eram iniciados com 100% de carvão no leito, e à medida que o carvão era queimado, adicionávamos areia no leito para manter a sua altura constante. Assim, foi possível observar a variação da eficiência da combustão, em termos da variação de CO, do excesso de oxigênio no gás de saída, e da porcentagem de combustível no leito (Fig. 4). Embora durante a maior parte do teste a temperatura permanecesse substancialmente constante, esta não constituiu uma variável completamente controlada. Futuramente poderemos contar com resfriamento a água para controlar a temperatura do leito.

Foi, como era esperado, observado que a concentração em peso, do carvão vegetal necessário para manter a combustão, aumenta com o tamanho das partículas.

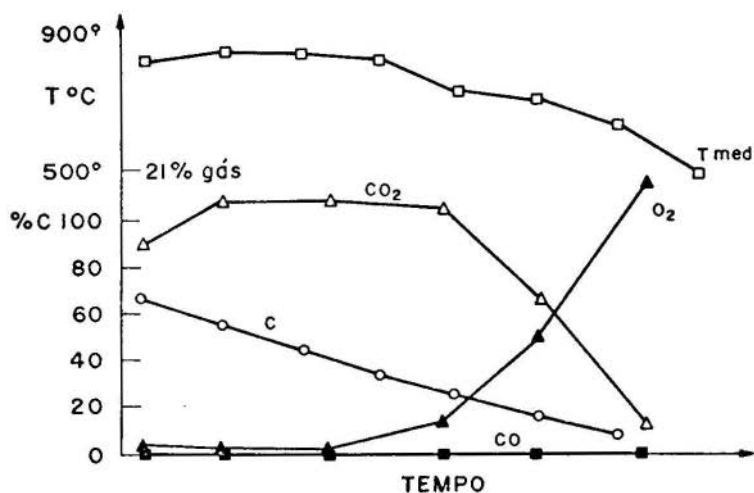


Fig. 4 a : Carvão vegetal 6-10mm

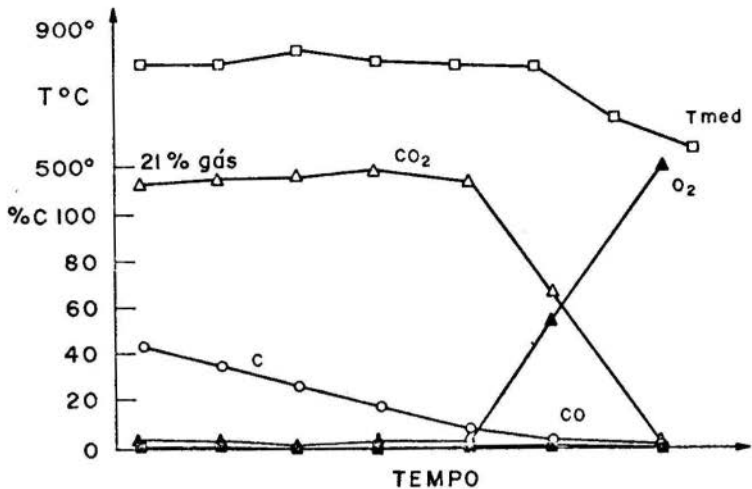


Fig.4b : Carvão vegetal 2-4 mm

V) Conclusões

A combustão de carvão mineral em leito fluidizado já está provada. Os carvões minerais que foram testados não apresentaram nenhum problema incomum: a fragilidade de suas cinzas e conseqüentemente a não acumulação de grandes partículas inertes no leito, foi vantajosa, durante a queima de carvão mineral de grãos maiores.

A queima de combustíveis vegetais, apresentou problemas devidos a elutriação, mas a mistura entre combustível e material inerte do leito, é satisfatória com combustível mais prosso. Foi verificado que a queima de partículas vegetais grandes é simples.

Tanto com combustíveis minerais ou com vegetais, o problema da fumaça (voláteis não queimados), surge a baixas temperaturas de combustão e excesso de ar. O presente protótipo ainda apresenta problemas com a combustão dos voláteis e com o controle da razão ar/combustível; em uma escala maior isto poderia ser controlado normalmente, com o auxílio de um analisador contínuo do gás de saída, mas,

para um forno comercial de potência menor que 0,5 MW, o custo de tal equipamento é proibitivo.

Agradecimentos

A assistência técnica de José Luiz Piazza e Alberto José Calandra com as análises químicas foi de valiosa ajuda. Os autores agradecem ao Prof. João A. Meyer por seu interesse e apoio na presente pesquisa.

* Trabalho financiado pela FINEP, contrato CODETEC/UNICAMP/FINEP/FNDCT/IF-615/Carvão-II.

Bibliografia

- (1) Thurlow G.G. "Fluidized Combustion Conference", The Institute of Fuel Symposium Series, 1, 1975.
- (2) Botterill J.S.M. "Fluid-Bed Heat Transfer", Academic Press, 1975, Chap.5.
- (3) Cooke M.J. Hodgkinson N. "The Fluidized Combustion of Low Grade Materials". The Institute of Fuel Symposium Series I, 1975.
- (4) Naude D., Dutkiewics R. "Fluidized Bed Combustion of Poor Quality Coal", Fluidization, Proceedings of the Second Engineering Foundation Conference, 1978, p. 280-285.
- (5) Lowndes J. "MSc Thesis", Portsmouth Polytechnic, 1977.
- (6) Andrade J.F.M. de, Ventura R.O., Saddy M. "Combustão Fluidizada com Tecnologia Energética para Matérias-primas Brasileiras", 3º Congresso Brasileiro de Energia Química, Rio, 1978.

ANAIS

PROCEEDINGS



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

COBEM 79
 V CONGRESSO BRASILEIRO DE
 ENGENHARIA MECANICA

 TRABALHO TECNOLÓGICO
 TECHNICAL PAPER

N.º AT-15

P.P. 323 - 332

ENVIRONMENTAL IMPACTS ASSOCIATED WITH THE
ATMOSPHERIC FLUIDIZED BED COMBUSTION OF COAL

David H. France

Manager, Chemical Technology Division,
Science Applications, Inc., Oak Ridge, Tenn., USA

Steven G. DeCicco

Group Leader, Fossil Energy Environmental Project,
Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn., USA

SUMMARY

Stringent environmental regulations have improved the position of atmospheric fluidized bed combustion (AFBC) relative to the direct combustion of non-compliance coals. New Source Performance Standards (NSPS) for sulfur dioxide and oxides of nitrogen can be satisfied by AFBC technology, and standards for particulate matter can be met by the utilization of baghouses. Although regulatory criteria for solid waste disposal have not been finalized, preliminary research suggests that AFBC residues are non-hazardous.

SUMÁRIO

Regulamentos severos concernentes ao meio ambiente tem melhorado a posição do sistema de combustão do carvão pelo método fluidizado (AFBC) em relação à combustão de carvão de baixa categoria. Os novos índices de performance (NSPS) para a obtenção dos níveis de dióxido sulfurico e óxido de nitrogênio podem ser alcançados pela tecnologia do método AFBC e os índices para materias em particulas podem ser obtidas pela utilização de filtros. Apesar dos critérios ainda incompletos para os regulamentos referentes ao despejo de solidos a serem eliminados, as pesquisas iniciais revelam que os residuos do método AFBC não são perigosos.

1.0 Introduction

With declining supplies of oil and natural gas, indigenous reserves of coal are expected to provide the dominant fuel for future electric power generation in the United States. Although coal constitutes an estimated 90% of recoverable American fossil energy reserves, a significant portion of these reserves are difficult to consume in conventional power plants without violating environmental regulations. With the advent of stringent environmental legislation, conventional coal-fired power plants must utilize either the more expensive low-sulfur coals, or resort to coal pretreatment and additional post-combustion clean up systems. However, an attractive substitute for conventional designs is atmospheric fluidized bed combustion (AFBC) which facilitates the in situ control of sulfur dioxide, and the reduced formation of oxides of nitrogen.

As a prerequisite to the commercialization of AFBC technology, this preliminary review provides a state-of-the-art environmental assessment of a 200 MWe demonstration unit. With the advent of stringent pollution standards, focus is directed toward the gaseous and solid effluents considered critical to the development of AFBC technology, and the compatibility of emission control and waste management techniques.

2.0 Gaseous Emissions

2.1 Introduction

The fluidized bed process mixes sized coal with limestone or dolomite sorbent, and fluidizes the mixture by the injection of air. Upon combustion, the sulfur dioxide released by the coal reacts with the sorbent to form a solid product of calcium sulfate which can be removed along with the residual ash and unreacted lime. In comparison with conventional units, AFBC is less sensitive to variations in coal characteristics, provides higher heat transfer rates, avoids ash agglomeration, and generates a dry, solid waste for convenient disposal. An important difference between AFBC and direct combustion is that the temperature in the primary combustion zone is 850° to 900°C, compared

with conventional systems operating at over 1650°C. This lower temperature facilitates reduced formation of NO_x , improved limestone bed reaction with sulfur dioxide, and reduced volatilization of trace elements.

2.2 Regulations Governing Gaseous Emissions

Specific measures to limit atmospheric emissions from coal-fired power plants have been implemented through Federal and state legislation. The Clean Air Act required the U.S. Environmental Protection Agency to establish National Ambient Air Quality Standards (NAAQS) which may impact the construction of new coal-fired facilities by imposing growth limitations in regions where pollution is a significant problem. In contrast, New Source Performance Standards (NSPS) are designed to ensure reasonable efforts to reduce emissions by the utilization of the latest proven pollution control technologies.

For solid fossil fuels, the proposed NSPS requires an 85% reduction (24 hour average) of sulfur dioxide between the coal as received and the stack exit. The standard is contingent upon a reduction of SO_2 emissions to below 520 ng/J. In addition, NO_x emissions must be controlled by 65%, not to exceed 210 ng/J for subbituminous coal and 260 ng/J for bituminous coal, and uncontrolled particulate emissions must be reduced by 99% to below 13 ng/J.

The stringency of proposed standards questions the ability of traditional control systems to satisfy performance standards. The NSPS for sulfur dioxide has generated most controversy as utilities would be required to employ flue gas desulfurization systems to reduce emissions. The implications of the full scrubbing option contrast air quality goals with the economics of power generation.

2.3 Control Technology

Since control techniques for gaseous pollutants are well established, procedures capable of collecting fine particles at high efficiency has been emphasized. The important coal ash properties affecting the control of fine particulates are particle size distribution, mass concentration, sulfur dioxide concentration, and particle resistivity.

The major source of particulate emissions from the AFBC demonstration unit is the combustor; much of the elutriated bed material is in the form of large particulates and collection is facilitated via cyclones. Post-cyclone loadings, however, are of sufficient magnitude to warrant additional control. Multiple small diameter cyclones are effective, but collection efficiency decreases rapidly as particle size decreases [1].

For AFBC, it is probable that adequate removal of particulates from the flue gases can be achieved by employing several stages of conventional particulate collection techniques such as electrostatic precipitators, scrubbers, and fabric filters. Since the SO_3 concentration raises the flue gas dewpoint, equipment designed to collect dry particulates must operate above the acid dewpoint. High-voltage electrostatic precipitators can collect sub-micron particles at high efficiencies, however, precipitators are not expected to be effective due to the anticipated high electrical resistivity of particulates from AFBC systems [2]. In general, collection efficiency is lower for smaller particles, and baghouses appear most appropriate for the removal of respirable-size particulates from gaseous emissions.

2.4 Emissions

Sulfur dioxide emissions are suppressed by mixing a nonvolatile sorbent with the coal particles. In addition to sorbent properties, the molar ratio Ca/S in the feed stream is an important factor in determining the magnitude of SO_2 emissions. As the ratio is increased, the quantity of sulfur dioxide released from the bed is reduced. In general, sulfur retention increases rapidly as the Ca/S mole ratio is increased to around 2.0 or 3.0, beyond which it appears to approach total retention asymptotically [2]. Factors influencing the degree of sulfur retention and sorbent utilization include bed geometry, bed conditions, coal properties, particle size distributions for coal and sorbent, excess air, and recycling of elutriated particles. For limestone sorbents, maximum sulfur retention has been found to occur at bed temperatures in the range of 800° to 850°C . Jonke [3] reported that increasing the superficial velocity of the fluidizing air results in a decrease in sulfur retention.

In conventional combustors thermal fixation of atmospheric nitrogen makes a significant contribution to the total NO_x formation, however, in AFBC operating at lower temperatures the oxidation of fuel-bound nitrogen accounts for substantially all of the NO_x emitted. Observed NO_x emissions levels from fluidized bed combustion are commonly 20% of predictions based on the total release of chemically bound nitrogen. Experimental measurements indicate that increased pressure and reduced excess air result in decreased NO_x emissions [4]. Although a significant increase in NO_x emissions has been noted above 900°C , the correlation appears less conclusive at lower bed temperatures.

Solid particulate emissions may consist of fly ash, soot, unburned or partially burned coal, and calcined or sulfated sorbent. Because it is formed well below the fusion temperature of coal ash, fluidized bed combustion ash is alleged to be relatively soft and friable [5]. However, the highly effective removal of SO_2 from AFBC off-gases causes particulates to have unusually high electrical resistivity, a property that adversely affects the operation of electrostatic precipitators. Design features conducive to producing high particulate concentrations include the presence of coal and limestone particles, upward flows of fluidizing air and combustion gases capable of entraining and elutriating particles, and combustion temperatures unable to produce slagging. Experimentally determined solids loadings in the flue gas leaving the combustor indicate that significant reductions in particulate concentrations would be required to meet NSPS standards.

The carbon monoxide concentration in the flue gases is dependent upon bed temperature, excess air, coal rank, and size distribution of the feed coal. Carbon monoxide concentrations become unacceptable at temperatures below 700°C , even for high excess air operations. Experimental evidence indicates that reductions in CO concentration could be achieved by the introduction of secondary air in the freeboard [6].

Certain trace elements and polynuclear aromatics (PNA) vaporize, evade capture by particulate collection devices and exit with the flue gas, whereas others enrich fine particles in combustion processes. Studies indicate that volatile trace elements such as lead and cadmium can concentrate in small particle size ranges [7]. Respirable-size parti-

cles on which potentially hazardous chemical species could be absorbed are difficult to remove from the flue gas[5]. Studies [1] indicate that limestone sorbents and lower combustion temperatures reduce trace element emissions from fluidized bed combustion compared with direct combustion. Alvin [8] demonstrated that lead, beryllium, mercury, and fluorine can be volatilized in the high temperature zone of the process.

3.0 Solid Wastes

3.1 Introduction

Ash and partially utilized sorbent are continuously discharged from the main bed to balance the solids inventory, and flyash containing elutriated sorbent is removed from the flue gas leaving the carbon burn-up cell. The quantity of solid wastes exceeds that from conventional plants incorporating flue-gas scrubbers, but AFBC wastes are easier to dispose of than wet sludge.

3.2 Environmental Laws and Regulations

The National Environmental Policy Act (NEPA) established the maintenance and enhancement of the environment as a national priority. Accordingly, the disposal of residual solids from AFBC must satisfy the provisions of the Resource Conservation and Recovery Act (RCRA), the Federal Water Pollution Control Act, and the Clean Air Act Amendments. Disposal sites contributing leachates to waterways require permits under the National Pollutant Discharge Elimination System (NPDES).

Because of the wide variations in residue characteristics, the success of a land disposal application depends on design and construction parameters, and the geology, hydrology, and climate associated with the site [9]. Final criteria have yet to be promulgated for identifying hazardous wastes, but should include toxicity, persistence and degradability, potential for accumulation in tissue, flammability, and corrosiveness.

In anticipation of such forthcoming criteria, the chemical characteristics of leachates from leaching experiments have been compared

with the drinking water standards established by EPA National Interim Primary Drinking Water Regulations[10], United States Public Health Service Drinking Water Standards[11], and the World Health Organization Potable Water Standards[12]. It is recognized that comparing undiluted leachates to drinking water standards is extremely conservative; and a leachate dilution/attenuation factor of 10.0 is under consideration in the regulation draft of RCRA.

3.3 Disposal of Residual Solids

Landfill disposal of AFBC residual solids will be governed by RCRA. The environmental impact of a disposed material is a function of the chemical properties, physical properties, chemical characterization, and quantity of the waste, and the geology of the disposal site. Exothermal reactions, related to lime slaking, represent environmental concerns for direct disposal. The primary liquid effluent associated with AFBC is the leachate from the disposal of solid wastes. Since the soils below a landfill can chemically interact and attenuate leachates, laboratory-scale column leaching studies [13] have been carried out to simulate disposal environments. Sanitary landfill, and sandy, clayey, and silty soils were determined to be more effective in reducing concentrations of trace metals and other undesirable constituents from residue leachates.

Solid wastes from AFBC systems have the potential for replacing many applications currently utilizing clay, lime, and dolomite. From studies of technical feasibility and economic viability [14], suitable utilization include additives for concrete, road bed stabilization, soil stabilization, brick manufacture, neutralization of acid mine drainage, rectification of acidic soils, and roadway de-icing. In particular, AFBC residues, possess excellent potential for reclaiming surface mine spoil areas.

3.4 Analyses of Residual Solids and Related Leachates

A significant proportion of the noncombustible materials that enter with the coal and the sorbent ultimately leave the process in the solid waste streams. Numerous factors influence the characteristics of residual solids, including coal properties, sorbent properties, combustor

design and operating conditions, and regenerator design and operating conditions. The primary constituents of the residual bed material are unutilized calcium oxide, calcium sulfate, inerts such as silicon dioxide, unburned carbon, and ash consisting mainly of SiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , with lesser amounts of K_2O , MgO , CaO , SO_3 , NaO_2 , TiO_2 , and trace elements.

Since leachates from solid residues are highly basic, water pollution problems are not expected from the leaching of trace metal ions for which drinking water standards exist. In addition, dissolved organics in leachates have been reported below detection limits, however, potential environmental concerns are related to concentrations of calcium, sulphate, pH, and total dissolved solids[14].

The codisposal of spent sorbent and flyash improves leachate quality by lowering specific conductance, pH, and calcium concentration, and reduces the environmental impact. Indeed, preliminary studies indicate that AFBC residues are non-hazardous, and can be disposed of directly in a properly designed landfill.

4.0 Conclusions

The introduction of stringent environmental regulations has improved the position of AFBC technology relative to the direct combustion of coal, and provides further incentive for acceleration of development and commercialization programs. It appears that atmospheric fluidized bed combustion can be developed for burning practically any type of coal in compliance with present environmental standards. The environmental issues important to the development of AFBC technology relate to gaseous emissions and the disposal of solid wastes.

A comprehensive characterization of effluent streams from AFBC is required. In general, atmospheric emissions are similar to those experienced in conventional coal-fired plants. Although lower combustion temperatures complemented by limestone sorbents tend to reduce emissions of SO_2 and NO_x ; releases of fine particulates could provide health hazards due to their ability to absorb toxic trace elements and polynuclear aromatics, and the suitability of existing control techniques warrants investigation. PNA contamination is a generic coal combustion

issue that requires detailed investigation. Baghouses appear most appropriate for the removal of respirable-size particulates.

AFBC systems produce a dry, solid residue, and waste management procedures are required to control leachates and alleviate the environmental impacts associated with landfill disposal. Further studies are required to characterize wastes and leachates in field-scale lysimeters, and at actual disposal sites.

5.0 Literature References

- [1] Fennelly, P. F., et al., "Preliminary Environmental Assessment of Coal-Fired FBC Systems," EPA-600/7-77-054 (May 1977).
- [2] "Environmental Control Implications of Generating Electric Power from Coal," Argonne National Laboratory, (December 1976).
- [3] Jonke, A. A., Swift, W. M., and Vogel, G. J., "Fluidized-Bed Combustion," Trans AIME, 258, 159 (June 1975).
- [4] Vogel, G. J., et al., "Recent ANL Bench-Scale, Pressurized Fluidized Bed Studies," Proceedings of the Fourth International Conference on Fluidized Bed Combustion (December 1975).
- [5] Shang, J. Y. and Chronowski, R. A., "Comparison of AFBC with PFBC," Proceedings of the Fourth International Conference on Fluidized-Bed Combustion (December 1975).
- [6] Skopp, A., et al., "Studies of the Fluidized Lime-Bed Coal Combustion Desulfurizations System," Esso Research and Engineering Co., (December 1971).
- [7] Klein, D. H., et al., "Pathways of 37 Trace Elements Through Coal-Fired Power Plant," Env. Sci. Tech., 9, 973 (1975).
- [8] Alvin, M. A., et al., "Evaluation of Trace Element Release From FBC Systems," EPA-600/7-78-050 (March 1978).

- [9] Sun, C. C., Petterson, C. H., and Kearins, D. L., "Environmental Impact of the Disposal of FBC Bed Material and Carry-Over", Proceedings of the International Conference on Fluidized Bed Combustion (December 1977).
- [10] "E.P.A. National Interim Primary Drinking Water Regulations," Federal Register, 40 FT 59565 (December 1975).
- [11] "U.S. Public Health Service Drinking Water Standards," U.S. Public Health Service Publication No. 956, (1962).
- [12] "International Standards for Drinking Water," Third Edition, World Health Organization, Geneva, (1971).
- [13] "Environmental Assessment of Solid Residues from Fluidized Bed Fuel Processing," Ralph Stone & Company, Inc., EPA-600/7-78-107 (June 1978).
- [14] Sun, C. C., et al., "Disposal of Solid Residue from Fluidized Bed Combustion," EPA 600/7-78-049 (March 1978).

AN AIS

PROCEEDINGS



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO TÉCNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

N.º AT-16

p.p. 333 - 342

NOVO PARÂMETRO PARA CONFRONTO DE
VENTILADORES DE SOPRO LIVRE

Paulo Magalhães Filho

Professor Assistente da EFEI
EFEI - Itajubá - MG - BrasilSUMÁRIO

O presente trabalho tem por objetivo comparar diversos rotores axiais de sopro livre existentes no mercado nacional e internacional, através de ensaios realizados nos bancos de testes do Laboratório de Máquinas de Fluxo da EFEI, desenvolvendo uma grandeza padrão para a comparação das diversas medidas encontradas.

SUMMARY

The present paper has the aim of comparing the various axial rotors of existing national and international free blowing instruments. Through the experiments, realized in the Rotodynamic Machine Laboratory, EFEI, one standard size, for comparison of various measurement encountered, has been developed.

1. Introdução

Baseados nas Refs. [1], [2] e [3], foram estudados rotores de diversos fabricantes para que se chegasse a uma grandeza significativa de comparação.

2. Generalidades Sobre Rotores Axiais de Sopro Livre

A movimentação do ar de um ambiente, pode ser conseguida, utilizando-se rotores axiais de escoamento aberto livre. Esta forma de ventilação, apresenta-se como rotores de mesa ou teto e suas aplicações são simples.

Devemos dar alguma atenção ao escoamento do ar através dos rotores axiais de sopro livre, pois este fluxo é muito peculiar. De acordo com a Fig. 1, este tipo de rotor succiona uniformemente por todos os lados e sopra uma corrente concentrada com rotação, formando um vórtice interno. Esta sucção, pode ser comparada com um sumidouro. A excepcional característica deste fluxo é que em frente ao rotor há resistentemente um traço de ar em movimento.

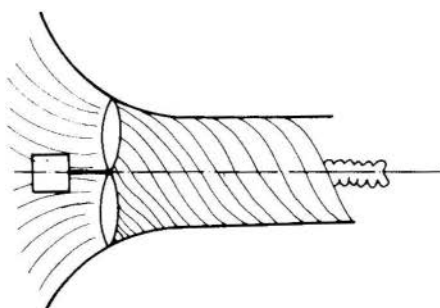


Fig. 1

Em sequência, para se iniciar um simples método de cálculo, vamos imaginar um rotor, o qual, é finitamente delgado (fino) e acelera o ar puramente na direção axial, numa velocidade c , sem vórtice.

De acordo com a equação da quantidade de movimento, prova-se que a velocidade meridional no plano da corrente é exatamente a metade da velocidade de saída, isto é $c/2$.

É prático por isso, comparar o rotor de sopro livre com um rotor utilizando aro guia, o qual de acordo com a Fig. 2, produz uma diferença de pressão $\Delta p = \frac{\rho c^2}{2}$

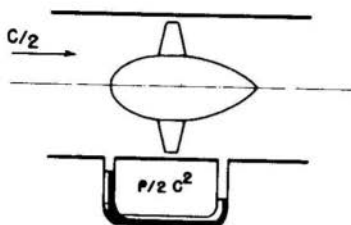


Fig. 2

Em seguida, por conseguir o primeiro fator de orientação para a velocidade periférica, nós introduzimos também aqui o fator de pressão ψ , ou seja

$$\Delta p = \psi u^2 \frac{\rho}{2} = \left(\frac{\rho}{2}\right) c^2 \text{ pois } u = \frac{c}{\sqrt{\psi}} \text{ ou}$$

$$u = \sqrt{\frac{2Y}{\psi}}$$

Denomina-se fator de pressão ψ de uma máquina de fluxo a relação entre o trabalho específico e a energia específica correspondente a velocidade tangencial do rotor.

$$\psi = \frac{2Y}{u^2}$$

A construção de rotores axiais de sopro livre requer pequenos valores de ψ por um lado, ao passo que, quando consideramos o problema sonoro causado por ruído, temos altos

valores de ψ . Para termos um ponto entre estes dois requisitos, recomenda-se o uso de um valor de ψ médio, aproximadamente $0,08 < \psi < 0,18$. Ref. [3]

3. Rendimentos de rotores axiais de descarga livre

O rendimento tem que ser especialmente definido para cada particular problema de ventilação. Em rotores axiais com aro, a quantidade de ar Q , soprada ou retirada de um ambiente altera a pressão estática do ambiente, ocasionando um Δp_{est} . A potência hidráulica requerida para esta tarefa é $Q \cdot \Delta p_{est}$. Suponhamos que N_e seja a potência no eixo requerida pelo rotor, então teremos uma eficiência.

$$\eta = \frac{Q \cdot \Delta p_{est}}{N_e} = \frac{\text{Potência hidráulica}}{\text{Potência no eixo}}$$

Notamos claramente que, o comprador está somente interessado nesta eficiência.

Quando projetamos um rotor, de mais a mais, deveríamos levar em conta que a energia de saída $(\frac{\rho}{2})c^2$ também tem que ser considerada. A eficiência atual que orienta o projeto é:

$$\eta = \frac{Q \cdot [\Delta p_{est} + (\frac{\rho}{2})c^2]}{N_e}$$

Isto é uma questão de manter baixo o valor de c , tão quanto possível quando desejarmos valores altos de diâmetro externo do rotor para uma mesma descarga.

A Fig. 3 mostra que, a eficiência varia também com a posição, tipo de aro, tubo de sucção e entrada de ar na instalação de rotores axiais.

Para estudarmos o rendimento de rotores axiais de descarga livre, teríamos que considerar que não há diferença de pressão entre dois pontos do ambiente, então somente a energia de velocidade deverá ser considerada, assim teremos:

$$\eta = \frac{\left(\frac{\rho}{2}\right) c^2 \cdot Q}{N_e}$$

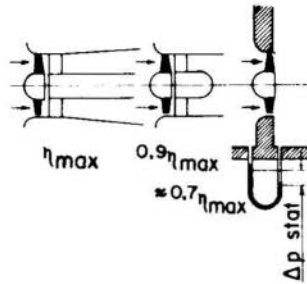


Fig. 3

A dificuldade em se fazer esta medida c de velocidade e a potência no eixo necessária N_e , com a precisão exigida para determinação dos rendimentos, levou-nos a procura de outros meios de determinarmos fictícios rendimentos, satisfazendo as exigências.

4. Efeitos da montagem com aro' guia e sem aro guia

O fluxo de ar através de um rotor axial montado sobre suporte é similar ao fluxo que atravessa um orifício. (Fig. 4.)

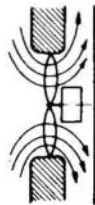


Fig. 4

Quando o ar parte do rotor, há uma influência rotacional que está necessariamente presente embora seja grande o espaço e o número de pás. A energia desta corrente de ar (ar direto e em rotação) não é utilizada no tipo comum de rotor sem difusor e conseqüentemente altas eficiências não podem ser alcançadas. A posição da hélice na montagem com aro tem efeito no desempenho e é algo crítico. Isto é especialmente certo quando o aro não serve como uma entrada bem redonda (suave) para o fluxo de ar. Quando o aro guia está muito próximo à extremidade das pás, há um aumento de pressão nesta região, conseqüentemente um aumento na potência do eixo consumida e o resultado final é uma diminuição da eficiência. Existe um ponto ideal de montagem, onde o efeito do aro guia é benéfico ao rendimento e a vazão do rotor. Este ponto deve ser selecionado praticamente, encontrando-se a folga entre rotor e aro guia para cada diâmetro.

Quando a montagem é feita sem aro guia, não temos que nos preocupar com folga alguma, mas ocorre o problema de diminuição do rendimento, pois a vazão utilizada no projeto não se repete e há um aumento na rotação do motor que atua no rotor, pois este não será exigido devido a queda inevitável da vazão.

Em vista das circunstâncias, grandes folgas entre rotores e aros são necessárias por razões práticas, portanto, eficiências menores que 50% podem somente ser encontradas. O problema surge também, quando queremos definir um rendimento exato para um rotor, quando este devido a praticabilidade da padronização é feito em lotes, utilizando chapa ou mesmo injetado em plástico.

5. Técnicas de ensaio para ventiladores axiais de descarga livre

5.1. Técnica:

Os ensaios foram realizados no Banco de Ensaio para Rotores Axiais da EFEI.

Foram realizados ensaios para determinação do desempe

nho e levantamento de curvas características dos rotores.

A técnica de ensaio desenvolvida se baseia em manter nula a diferença de pressão estática entre câmara e ambiente, tendo assim a condição de simulação de descarga livre. Na tubulação de retirada de ar da câmara é feita com auxílio de um medidor de vazão calibrado a medida do fluxo de ar. Para medição da potência no eixo, foi feito um motor de imã permanente.

Os resultados obtidos nos ensaios foram reduzidos à condição padrão segundo a norma ABNT-P-MB-372 que adota como condição padrão os seguintes números:

$$\begin{aligned} \text{pressão barométrica } p_b &= 746 \text{ mm Hg} \\ \text{temperatura ambiente } t_s &= 30^\circ\text{C} \\ \text{densidade absoluta do ar seco } d_s &= 1,129 \text{ [Kg/m}^3\text{]} \end{aligned}$$

5.2. Determinação da energia específica: K

Este fator dá na realidade o desempenho de cada rotor e pode ser considerado como padrão de comparação.

$$K = \frac{Q \cdot d_c \cdot 60}{N_{e_c}} \text{ [Kg/min.W]}$$

Temos pela teoria de máquinas de fluxo, Ref. 2, que o valor do trabalho específico é dado por

$$Y = \frac{N_{e_c} \cdot \eta_h}{Q \cdot d_c} \quad \text{e} \quad \frac{Y}{\eta_h} = \frac{N_{e_c}}{Q \cdot d_c}$$

portanto
$$\frac{Y}{\eta_h} = \frac{60}{K}$$

Levando em consideração os triângulos de velocidade podemos afirmar que

$$\Delta c_u = \frac{Y}{u \eta_h} \quad \therefore \quad u \cdot \Delta c_u = \frac{Y}{\eta_h} = \frac{60}{K}, \text{ equação que será}$$

uito importante para as conclusões nas comparações dos vá
ios rotores.

A Ref. 1 recomenda os seguintes valores, constantes
na Tabela 1, valores estes mínimos:

Tabela 1

CARACTERÍSTICAS	TIPOS DE ROTORES			
	300mm(12 in)	400mm(16 in)	500mm(20 in)	600mm(24 in)
VAZÃO Q m ³ /min.	30	60	90	150
FATOR DE SERVIÇO K m ³ /min./W	0,75	0,90	1,00	1,10

6. Teste de rotores com diâmetro de 12" comercial

Segundo pesquisa realizada entre os fabricantes nacio
ais os rotores mais competitivos no mercado exterior são
os rotores japoneses e portanto, conseguimos estes rotores
e fizemos os ensaios respectivos segundo a técnica indica
da. Na Tabela 2 as dimensões dos rotores e as suas origens.

Tabela 2

ROTOR	MARCA	DIÂMETRO EXTERNO (mm)	DIÂMETRO DO CUBO (mm)
1	Mitsubishi	285	60
2	National	285	73
3	Hitachi	290	70
4	Sanyo-EF-GMT	290	70
5	Sanyo-Brasileiro	290	70
6	Sanyo-EF-7CG	330	75
7	EFEI - I	320	102
8	Walita	300	94

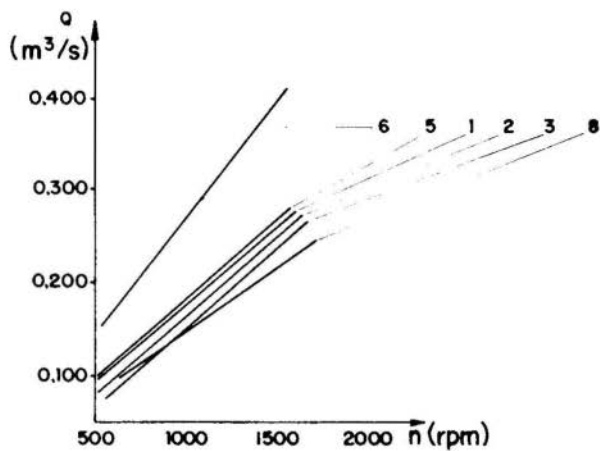
7. Gráficos

Fig. 5

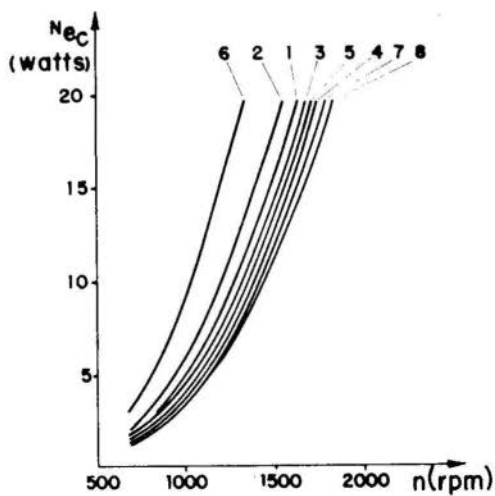


Fig. 6

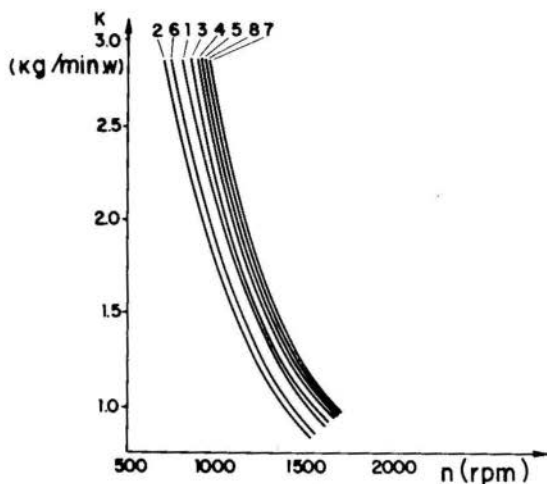


Fig. 7

Resultados

As Figs. 5, 6 e 7 apresentam os resultados dos ensaios e pelo gráfico ($K \times n$), podemos analisar para uma mesma rotação o desempenho dos rotores.

Bibliografia

- [1] IEC - 385 - International Eletrotechnical Commission.
- [2] Bran, Richard/ Souza, Zulcy de - Máquinas de Fluxo - Ao Livro Técnico - Rio de Janeiro - 1.969.
- [3] Eck, Bruno-Fans - Pergamon Press - New York - 1.973.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-21

p.p. 343 - 349

TRANSPORTE DA ENERGIA SOBRE DISTANCIAS GRANDES

Prabhakar M. Ghare, Ph.D.

Department of IE and OR

Virginia Polytechnic Institute and State University

Blacksburg, Virginia, USA

Shakuntala Ghare, Ph.D.

Professora Titular, Dept. de Fisica

Universidade Federal de Santa Maria

97.100 Santa Maria, RS

SUMMARY

This paper compares three methods of transportation of energy 1) as methane 2) as hydrogen and 3) as electricity. The comparison is based on losses of energy and capital costs. The feasibility of transporting energy over long distances would be an important factor in the location of energy projects.

SUMÁRIO

Este trabalho comparará três métodos de transporte da energia. 1) Como gás metano 2) Como gás hidrogenio e 3) Como eletricidade. Os critérios de comparação serão de gastos econômicos, gastos de energia e despesas capitais nas condições prevalentes no Brasil. A viabilidade de transporte sobre distâncias grandes terá implicações significantes para localização dos projectos energéticos e também para abatimento de poluição nas cidades metropolitanas.

INTRODUCTION

The place where energy, in the form of electric power, can be generated and the place where the demand for such energy is great, are usually not the same. These need not even be near each other. This creates the problem of transportation of energy, sometimes over very long distances. The benefits of transportation of energy over long distances include the following:

1. Production of energy where it is most efficient. It would be absurd to try to move the hydro-electric stations of Itaipu closer to Sao Paulo.
2. Keeping the environmental impacts of power generation away from the population centers.

The 'conventional' process for transportation of energy is to use high-tension electric systems. However in the past decade two alternative forms have been proposed. For hydro-electric and nuclear sources, the energy can be transported as hydrogen and for coal and bio-mass sources it can be transported as methane. In the case of methane, the intermediate step of generating electricity can be eliminated if the end use permits direct use of methane. In this paper we consider the relative economic feasibilities of these three processes.

During the past 5-6 years many similar studies have been conducted in the United States and European countries. This paper uses data from two studies, one from United States and one from Britain. Unfortunately these studies cannot be transferred directly to Brazil as there are major differences in the technical and economic environments. Many of the assumptions underlying the U.S. and European studies are no longer valid in Brazil. We can enumerate the principal differences.

1. The distances considered in most of these studies would be too short for Brazilian conditions. European countries are geographically smaller and although United States is large, the industry is widely distributed. As a consequence most of these studies involve distances only up to 300^{km}. For Brazil 1000^{km} to 1500^{km} would be more representative.
2. Labor costs in Brazil are lower, many times less than 25% of the cost in the United States.
3. Cost of imported materials would be higher in Brazil, usually 60-100% more.
4. Problems of acquisition of land for right-of-way are simpler in Brazil and costs are lower.
5. Ambient temperatures are higher in Brazil. This means smaller losses through cooling of pipes and lesser need for intermediate pumping power.

6. Space heating is not a significant end-use as the population centers of Sao Paulo and Rio are in the semi-tropical zone.
7. Brazilian system of 'correção monetária' requires a different kind of economic analysis.

SCOPE

The problems we are considering involve the transmission of 12,000 MW of power under two sets of conditions, first with hydro-generations and power transmitted over a distance of 1200^{km} and second based on coal and power transmitted over a distance of 800^{km}. These two would broadly approximate the transmission to Sao Paulo from Itaipu Bi-nacional and the coal fields of Rio Grande do Sul respectively. The cost estimates would be set in terms of ORTN and the time period would be 1980-85. The technologies of hydrogen and methane would be compared with 765^{kV} electric transmission. Only industrial power is considered as the end use.

TECHNOLOGIES

Before analyzing the cost factors we describe in brief the technologies of power transmission.

- I) Hydrogen: Under normal conditions hydrogen is a colorless, tasteless and odorless gas. It has the highest specific energy of combustion of all known fuels gaseous or liquid, about 50 BTU/lb x 10⁻³ as compared to 19 for gasoline and 22 for methane. There are two principal methods of producing hydrogen a) chemical with coal or petroleum as energy source or b) electrolytic with a hydro-electric or nuclear energy source. It is transported in ordinary steel pipes at normal temperatures and moderate pressures. It is non-corrosive. It can be used as a fuel in gas turbines to generate mechanical power or in a fuel cell to produce electricity. The use of hydrogen does not create pollution problems as the only product of combustion is steam.
- II) Methane: Under normal conditions methane is also a colorless, tasteless and odorless gas. It is the principal component of natural gas (50 to 90%) and its specific energy of combustion is exceeded only by hydrogen. Methane occurs naturally as natural gas, coal mine gas or marsh gas. It can be produced by coal gassification. It is slightly more corrosive than hydrogen but still can be transported in steel pipes at normal temperatures and moderate pressures. Because it is heavier than hydrogen it needs even lower pressures than hydrogen. Proper combustion of methane results in CO₂ and steam. Improper combustion, however, may result into CO carbon black or nitrogen oxides and may create a pollution problem.
- III) High Voltage Transmission is considered at 765^{kV} using copper conductors supported on steel pylons. Because of

the corona effects, sufficient land under the transmission wires is set aside as right-of-way.

ADOPTATION OF COST DATA

The cost estimates for a future project can be based on historic data for similar projects. Also the cost estimates in Brazil can be based on cost data from other countries. In both cases, however, it would be obligatory to transform the cost figures to reflect the change in the time periods and the change in the economic environment between countries.

We propose to make these transformations in three (3) phases. First, we would estimate the total cost of the foreign project in 1979 currency of that country. Second, we would transfer this to Brazilian conditions and estimate the total cost in ORTN. Third, knowing the estimated duration of the project and the expenditure schedule we would estimate the total cost at the completion of the project. For example the British Gas Corporations distribution system was built during the 1965-1971 period. So using the British inflation rates for labor and materials we can determine the cost in 1979 pound sterling. Then using the exchange rate of pound sterling and ORTN as well as the relative prices of labor and materials in Brazil and Great Britain, we can estimate current cost in ORTN. Finally if the project is expected to be completed in five years we can estimate the 1984 cost using the expenditure schedule. This last step is explained in further details in the next paragraph.

For every commodity we can define a relative inflation. For example if in a year the adjustment of ORTN is 35% and the adjustment of wages is 45%, the wages have gone up 10% relative to ORTN. This 10% can be called as the relative inflation of wages. Now consider a project that would have an estimated cost of 1200 units of ORTN and the expenditure schedule is as shown below.

YEAR	LABOR	MATERIAL
1	200	100
2	200	200
3	200	300

Further assume that the relative inflation of labor is 10% and for material 0% and the interest rate is 10%. Then at the end of year 1

Direct expense	$200 + 100 =$	300
Interest 10% of 300	$=$	$\frac{30}{330}$

At the end of year 2

Direct expense	$220 + 200 =$	420
Expense up to date	$=$	750
Interest 10% of 750	$=$	$\frac{75}{825}$

At the end of year 3

Direct expense	242 + 300 =	542
Expense up to date		= 1367
Interest 10% of 1367		= $\frac{136.7}{1503.7}$

The total estimated cost at the completion of the project is 1503.7 units of ORTN.

COST ASSUMPTIONS

- Exchange rates 1^{ORTN} = 8 = 16^{U.S.\$}
- Inflation from 1975 to 1979 U.S.A. 40%
Britain 75%
- Relative labor costs Brazil 1
Britain 3
U.S.A. 4
- Relative material cost Import 100% + 60%
importation surcharge Import 50% + 30%
- Proportion of labor 765^{kv} Electric 30%
costs Hydrogen 50%
Methane 50%
- Power loss (or pumping power) Electric $(7.75 + \frac{0.6L}{100})$ %
of L kilometers Methane 12 MW $\frac{L}{70}$
Hydrogen LMW
- Relative inflation rates Labor 0%
Material 10%

COST ESTIMATES

Capital Costs: 765^{kv} Electric

(Ref. 1) U.S.\$ 8 million/100 miles per 1000 M.W.

Cost for 800^{km} 12000^{MW} = 480 million U.S.\$
= 30 million ORTN

Cost for 1200^{km} 12000^{MW} = 45 million ORTN

Capital Costs: Methane

(Ref. 2) sterling 10 million/100^{km} for 12000^{M.W.}

Cost for 800^{km} = 80 million sterling
= 10 million ORTN

Capital Costs: Hydrogen

(Ref. 2) sterling 15 million/100^{km} for 1200^{MW}

Cost for 1200^{km} = 180 million sterling
= 22.5 million ORTN

Energy Costs: 765^{kv} Electric

$$\% \text{ loss} = 7.75 + \frac{0.6L}{100}$$

For 800^{km} percent loss = 7.75 + 4.8 = 12.55%
power loss = 1506 MW

For 1200^{km} percent loss = 7.75 + 7.2 = 14.95
power loss = 1794 MW

Energy Costs: Methane

$$\text{power loss} = \frac{12L}{70} \text{ MW}$$

For 800^{km} power loss = 137 MW

Energy Costs: Hydrogen

$$\text{power loss} = L$$

For 1200^{km} power loss = 1200 MW

SUMMARY

	Capital Cost	Power Loss
765 ^{kv} 1200 ^{km}	45	1794
Hydrogen 1200 ^{km}	22.5	1200
765 ^k 800 ^{km}	30	1506
Methane 800 ^{km}	10	137

CONCLUSIONS

As a preliminary conclusion it appears that the savings in capital and energy loss would justify the substitution of methane transmission for high tension electric transmission when the energy source is coal and the transmission distances large. In the case of hydrogen the situation is not clear cut and would depend on the costs and efficiency of electrolytic production. More detailed computations of cost and energy loss estimates and revised conclusions will be presented at the meeting of COBEM 79.

REFERENCES

- [1] Hampton, P. J., Hart, A. B., Jones, B., Swift-Hook, D. T., Syrett, J. J., and Wright, J. K. "Will Hydrogen Transmission Replace Electricity". Hydrogen Energy Fundamentals, T. Nejat Veziroglu, Editor. University of Miami Publications, 1975.
- [2] Hoffman, Kenneth C. "Economics of Hydrogen Energy Systems". Ibid.
- [3] Kakar, S. and Veziroglu, T. Nejat. "Economics of Nuclear-Electrolytic Hydrogen". Ist World Hydrogen Energy Conference, Coral Gables, Florida, 1976.
- [4] "Final Report, NSF Energy Park Study". Center for Energy Systems, General Electric Co., Washington, D.C., 1975.

ANAIS



TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 • 15

DEZEMBRO 1979

PROCEEDINGS



N.º A-22

P.P. 350 - 359

PERDA DE CARGA NO ESCOAMENTO LAMINAR EM DUTOS
DE SECÇÃO TRANSVERSAL DE GEOMETRIA MULTIPLAMENTE CONEXA

Sérgio Colle

Prof. Adjunto - Depto. Eng. Mecânica
CT/UFSC - Florianópolis - SC - Brasil

Sumário

O presente artigo apresenta uma adaptação do método de equações integrais ao cálculo da perda de carga para o escoamento laminar estacionário de um fluido newtoniano em um duto retilíneo com secção transversal arbitrária que se constitui em região multiplamente conexa. Tal método parece apresentar-se bastante apropriado e eficiente em relação a outros métodos existentes que foram especialmente desenvolvidos para resolver este tipo de problema. Dados comparativos são aqui apresentados.

Summary

The present paper deals with the application of integral equations to solve the problem of the steady-state laminar flow of a newtonian fluid in straight ducts of arbitrary cross section. The method appears to be quite efficient in comparison with other methods specially made to solve this kind of problem. Computed results are compared with available data from the related literature.

1. Introdução

O modelo matemático que traduz o escoamento laminar de um fluido newtoniano com baixo número de Reynolds em um duto retilíneo é extremamente simples. Esse modelo se constitui num problema a valores de contorno do tipo de Poisson que neste caso particular é equivalente a um problema de Dirichlet. Algumas considerações de ordem prática e teórica sobre esse modelo podem ser encontradas em [1,2]. Soluções analíticas para estes tipos de problema para geometrias simples podem ser encontradas em qualquer texto do ramo. Os trabalhos mais recentes sobre o assunto tem se voltado para a solução numérica destes problemas em regiões de contorno arbitrário. Os métodos numéricos conhecidos até o momento parecem ser aqueles desenvolvidos por Sparrow & Haji-Sheikh [1] e Shah [2]. Tais métodos, adequados ao cálculo da perda de carga para o escoamento laminar em dutos de secção transversal de geometria arbitrária, apresentam restrições quando as regiões são multiplamente conexas. O método apresentado em [1] baseado numa expansão ortogonal sobre o contorno, exige que a região seja simplesmente conexa. O mesmo parece ocorrer com o método apresentado em [2]. Tal restrição não ocorre quando a solução do problema em questão é formulada pelo método de equações integrais. Tal método está se tornando cada vez mais popular em vários ramos da engenharia tais como, elastostática, mecânica dos fluidos e transferência de calor. Um resumo das principais aplicações bem sucedidas do método pode ser encontrado em [3]. A principal dificuldade de ordem prática na aplicação do método é a necessidade de um método numérico de solução da equação integral. Contudo, a equação integral resultante do problema em questão é uma equação integral de Fredholm de primeira espécie que pode ser resolvida por vários métodos numéricos disponíveis [3].

2. Equação do escoamento laminar em dutos

Seja D a região correspondente à secção transversal do duto e L^* um comprimento característico desta região.

Tal região D é descrita por um sistema de coordenadas cartesianas $x^* - y^*$ no plano.

Se admitirmos as seguintes hipóteses:

- (i) O fluido é newtoniano e incompressível com propriedades físicas constantes;
- (ii) o escoamento é laminar, estacionário, plenamente desenvolvido e a baixo número de Reynolds;
- (iii) O duto é retilíneo e possui paredes perfeitamente polidas, então o campo de velocidade adimensional $u(x,y)$ satisfaz ao seguinte problema a valores de contorno:

$$\nabla^2 u = -1 \quad \text{em } D \quad (1)$$

$$u \Big|_{\partial D} = 0 \quad (2)$$

onde

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}; \quad \partial D \text{ é o contorno de } D;$$

$$u(x,y) = -u^*(x^*,y^*)/L^{*2} \frac{dp^*}{dz^*} / \mu$$

onde p^* é a pressão do fluido, μ é a sua viscosidade e z^* é a coordenada longitudinal do duto; $x = x^*/L^*$ e $y = y^*/L^*$.

A região D será considerada como uma região de Lyapunov ou mais restritamente, uma região regular segundo Kellog [3]. O contorno ∂D pode ser considerado como a união disjunta de curvas fechadas (vide fig. 1).

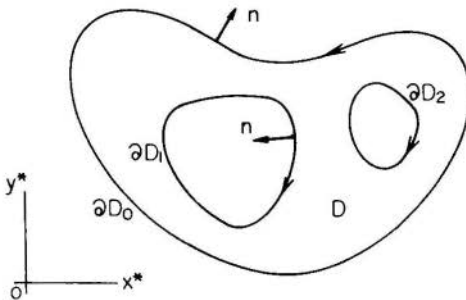


Figura 1

O problema (1)-(2) é um problema de Poisson e este é equivalente ao problema de Dirichlet seguinte:

$$\nabla^2 v = 0 \quad \text{em } D \quad (3)$$

$$v|_{\partial D} = \frac{1}{4} (x^2 + y^2) \quad (4)$$

onde

$$v = u + \frac{1}{4} (x^2 + y^2)$$

3. O método integral

A solução fundamental associada ao operador de Laplace no plano é a seguinte:

$$g(z, z') = -\frac{1}{2\pi} \log |z - z'| \quad \text{onde;}$$

$$z = (x, y), \quad z' = (x', y'), \quad |z - z'| = ((x-x')^2 + (y-y')^2)^{1/2}$$

É fácil mostrar que se z é um ponto interior de D , a solução do problema (1)-(2) se reduz ao seguinte:

$$u(z) = \int_D g(z, z') dA(z') + \oint_{\partial D} g(z, z') \frac{\partial u}{\partial n}(z') ds' \quad (5)$$

onde $\partial u / \partial n$ é a derivada normal de u , n é o vetor unitário normal a ∂D , dA é o elemento de área e ds' é o elemento de arco. Em geral $\partial D = \partial D_0 \cup \partial D_1 \dots \cup \partial D_M$ onde M é o número de contornos interiores a D . O sentido de integração no contorno é indicado na figura 1.

Uma equação semelhante pode ser desenvolvida para z em ∂D . Neste caso o ponto z deve ser isolado de D através de um semi-círculo. Decorre da aplicação da segunda identidade de Green e das propriedades de $g(z, z')$ que,

$$\int_D g(z, z') dA(z') + \oint_{\partial D} g(z, z') \frac{\partial u}{\partial n}(z') ds' = 0; \quad z \in \partial D \quad (6)$$

A equação acima é uma equação integral de Fredholm de primeira espécie que tem como função incôgnita

ta a derivada normal $\partial u / \partial n$. A integral de área pode ser reduzida a uma integral de contorno pela seguinte mudança de variáveis:

$$x' = x + |z - z'| \cos \psi'$$

$$y' = y + |z - z'| \operatorname{sen} \psi'$$

Embora tal redução facilite consideravelmente a computação da equação, ela não é suficiente. A solução fundamental $g(z, z')$ admite Λ -contornos, isto é, a equação integral (6) não tem solução para essa classe de contornos. É o caso por exemplo de Λ ser o círculo unitário. Esta dificuldade pode ser contornada, se inserirmos na equação integral reduzida a condição de consistência do problema (1)-(2) que é a seguinte:

$$\oint \frac{\partial u}{\partial n} ds = -\Lambda(D) \quad (7)$$

onde

$$\Lambda(D) = \int_D d\Lambda = \oint_{\partial D} z \cdot n ds \quad \text{é a área de } D.$$

Em consequência, a equação (5) adquire a forma seguinte:

$$\begin{aligned} u(z) = & -\frac{1}{4\pi} \oint_{\partial D} \log |z - z'| (z' - z) \cdot n' ds' + \\ & -\frac{1}{2\pi} \oint_{\partial D} \left(\frac{1}{2} + \log |z - z'| \right) \frac{\partial u}{\partial n} (z') ds' \end{aligned} \quad (8)$$

enquanto que a equação (6) toma a forma,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \oint_{\partial D} \log |z - z'| (z' - z) \cdot n' ds' + \\ + \oint_{\partial D} \left(\frac{1}{2} + \log |z - z'| \right) \frac{\partial u}{\partial n} (z') ds' = 0; \quad z \in \partial D \end{aligned} \quad (9)$$

onde o ponto denota o produto interno canônico do espaço R^2 .

A velocidade média na região D que é um parâmetro de

interesse no cálculo da perda de carga, é definida pela equação:

$$u_m(D) = \frac{1}{A(D)} \int_D u(z) dA(z) \quad (10)$$

A substituição de variáveis sugerida anteriormente reduz a equação (10) ao que segue:

$$u_m(D) A(D) = - \frac{1}{4\pi} \oint_{\partial D} \oint_{\partial D} \left[\frac{1}{3} (\log |z - z'| - \frac{2}{3})(z' - z).n' + \log |z - z'| \frac{\partial u}{\partial n}(z') \right] (z - z').n ds ds' \quad (11)$$

Resulta das equações (8), (9) e (11) que todas as informações do escoamento laminar traduzido pelo problema a valores de contorno (1)-(2), dependem somente da geometria dos contornos da região em consideração.

4. Método numérico

A equação integral (10) pode ser resolvida pelo método da colocação [3]. Tal método consiste na discretização da equação integral e na imposição de que a condição de contorno de interesse seja satisfeita localmente no contorno.

Para eliminar a dificuldade de divisão do arco em partes iguais, é conveniente usar as equações paramétricas do contorno. Sejam $x = x(\tau)$ e $y = y(\tau)$; as equações associadas ao contorno de uma região simplesmente conexa. Então, $ds = \dot{s}(\tau) d\tau$, onde $\dot{s}(\tau) = (\dot{x}(\tau)^2 + \dot{y}(\tau)^2)^{1/2}$, onde o ponto significa a derivação ordinária em τ . Em consequência, a equação integral (9) toma a forma seguinte:

$$\frac{1}{2} \int_a^b \log |z(\tau) - z(\tau')| (z(\tau') - z(\tau)).N(\tau') d\tau' + \int_a^b \left(\frac{1}{2} + \log |z(\tau) - z(\tau')| \right) H_n(\tau') d\tau' = 0 \quad (12)$$

onde

$$N(\tau') = \left(\frac{dy'}{d\tau'}, - \frac{dx'}{d\tau'} \right) \text{ e } H_n(\tau') = \dot{s}(\tau') \frac{\partial u}{\partial n}(\tau'); \tau \in [a, b].$$

Neste caso, $H_n(\tau')$ passa a ser a função incôgnita da equação integral (12). Para o caso de regiões multiplamente conexas, as integrais de (12) são substituídas por uma soma de integrais, cada qual correspondente a um contorno com sua incôgnita específica, e a equação (12) forma parte de um sistema de equações integrais, cada qual correspondente a um contorno da região.

Para discretizar a equação (12), consideremos uma divisão do intervalo $[a, b]$ em N subintervalos, sendo que cada subintervalo contém um ponto nodal central.

Aplicando o teorema do valor médio à integral da equação (12) e impondo que essa equação satisfaça a condição de contorno pontualmente em cada ponto nodal, resulta o seguinte sistema de equações lineares para o vetor $\{H_n(\tau_j)\}$, $j = 1, 2, \dots, N_p$:

$$f(\tau_i) = \sum_{j=1}^N A_{ij} H_n(\tau_j) = 0; \quad i = 1, 2, \dots, N_p \quad (13)$$

com

$$f(\tau_i) = \frac{1}{2} \int_a^b \log |z(\tau_i) - z(\tau')| |z(\tau') - z(\tau)| \cdot N(\tau') d\tau' \quad (14)$$

e

$$A_{ij} = \int_{\tau_j^-}^{\tau_j^+} \left(\frac{1}{2} + \log |z(\tau_i) - z(\tau')| \right) d\tau' \quad (15)$$

onde $\tau_j^\pm = \tau_j \pm \Delta\tau_j/2$; $\Delta\tau_j = (b - a)/N_p$.

Os coeficientes A_{ij} são calculados numericamente por subdivisão dos subintervalos respectivos. Os coeficientes A_{ii} exigem uma integração analítica adicional na vizinhança da singularidade da função logarítmica.

Apesar do fato de não ser disponível um teorema que garanta a convergência do método aqui utilizado, este converge muito bem principalmente para regiões de Liapunov, isto é, onde a curvatura do contorno está definida em todos os pontos do mesmo.

5. Aplicação e discussão dos resultados

Para ilustrar o método, foram analisadas as seguintes

geometrias:

- (a) secção transversal triangular equilátera
- (b) secção quadrangular equilátera
- (c) secção em setor de coroa circular com curvatura nos cantos com raio $r_c = 0,01$, $\alpha = \pi/4$ e $r_i = 0,5$.
- (d) secção elíptica com $b/a = 0,5$.
- (e) duplo tubo com relação de raios $r_i = 0,5$
- (f) duplo tubo excêntrico com excentricidade $e = 0,5$ e $r_i = 0,5$.

Uma solução típica da eq. (13) para região duplamente conexa pode ser vista na figura 2, onde é plotada a derivada normal $\tau_n = \partial u / \partial n$ como função do arco (caso (f)).

Para economizar espaço, serão omitidas as figuras correspondentes aos campos respectivos às geometrias analisadas. Serão apresentados somente os valores correspondentes ao produto do fator de atrito pelo número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico com base na equação abaixo:

$$f \operatorname{Re}_{Dh} = Dh(D)^2 / 2 u_m(D)$$

onde, $u_m(D)$ foi calculada pela eq. (11); $Dh(D)$ = diâmetro hidráulico = $4 A(D)/L(\partial D)$ onde,

$$A(D) = \frac{1}{2} \oint_{\partial D} z \cdot N \cdot \dot{s} \, d\tau \quad L(\partial D) = \oint_{\partial D} \dot{s}(\tau) \, d\tau$$

A tabela 1 apresenta a comparação dos resultados obtidos pelo presente método para $N_p = 60$, com os dados disponíveis da literatura pertinente.

Tabela 1

Caso	Presente método	Referência	Erro (%)
(a)	13,355	13,321 [2]	0,25
(b)	14,236	14,227 [2]	0,063
(c)	16,455	16,13 [4]	2,015
(d)	16,828	16,828(sol. analít.)	0,0
(e)	23,810	23,810(sol. analít.)	0,0
(f)	17,76	17,60 [5]	0,909

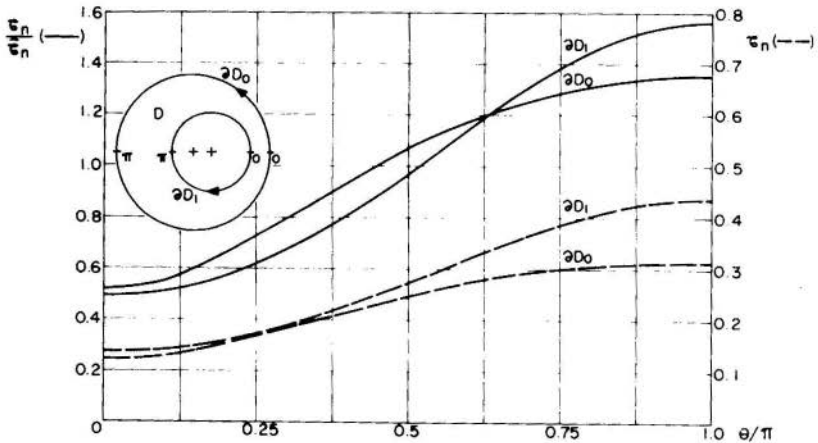


Fig. 2

As soluções de (13) para as geometrias aqui analisadas foram comparadas com os dados disponíveis relativos à derivada normal $\partial u/\partial n$. Os erros resultantes foram razoavelmente pequenos. As regiões correspondentes aos casos (a) e (b) não são regiões do tipo de Lyapunov, pois estas possuem cantos. Contudo o método numérico converge muito bem, exceto na vizinhança dos cantos onde ocorrem leves oscilações.

6. Conclusões

O método de equações integrais, conforme pode ser visto, constitui-se num procedimento bastante simples e prático para calcular os parâmetros de interesse associados ao escoamento laminar em dutos. Tal método apesar de sua crescente popularidade, parece não ter sido aplicado até o momento para resolver este tipo de problema. É conveniente observar que o problema (3)-(4) admite uma solução por meio de um potencial de camada dupla. Neste caso, a solução das equações integrais pertinentes seria a densidade do potencial que seria posteriormente utilizada no cálculo da velocidade u e finalmente, da velocidade média $u_m(D)$. Por outro lado, a tensão viscosa adimensional $\partial u/\partial n$ deveria ser calculada por diferenciação. Uma vantagem do esquema integral

aqui proposto é que tal informação é obtida diretamente das equações integrais. Uma segunda vantagem do esquema aqui apresentado em relação ao método do potencial de camada dupla, é o fato de as equações integrais admitirem soluções para os Λ -contornos aludidos anteriormente.

Além das vantagens citadas, a solução de um problema a valores de contorno pelo método de equações integrais, diferentemente dos métodos de elementos finitos, diferenças finitas e métodos variacionais, é obtida por meio de equações colocadas somente sobre os contornos da região. Esta particularidade além de dispensar a construção de malhas para cada geometria particular, diminui consideravelmente o número de equações lineares do problema.

Bibliografia

- [1] Sparrow, E.M.; Haji-Sheikh, A., Flow and heat transfer in ducts of arbitrary shape with arbitrary thermal boundary conditions, *J. Heat Transfer, Trans. ASME*"C" 88(4): 351-58, (1966)
- [2] Shah, R.K., Laminar flow friction and forced convection heat transfer in ducts of arbitrary geometry. *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 18: 849-62 (1975).
- [3] Jawson, M.A.; Symm, G.T., *Integral equation methods in potential theory and elastostatics.*, Academic Press, London, (1977).
- [4] Colle, S., Uma previsão para o desempenho ótimo de um duplo-tubo aletado para a transferência de calor em regime laminar, Tese D.Sc., COPPE/UFRJ (1976).
- [5] Rohsenow, W.M.; Hartnett, J.P., *Handbook of heat transfer*, McGraw-Hill, (1973).

AN AIS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

PROCEEDINGS

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-23

p.p. 360 - 370

HEAT FLUX DEPENDENCE UPON GEOMETRIC DEVIATIONS OF A
NUCLEAR FUEL ROD

Pedro Carajilescov

Associate Professor, Mech. Eng. Dept.
 PUC/RJ - Brasil

SUMMARY

Nuclear fuel rods are composed by fuel pellets encapsuled in cladding tubes. In many cases, the thermal performance of the rods is limited by the heat flux on the clad external surface. The present work analyses the effect of eccentricity between fuel pellet and clad as well as the effect of the clad ovalization on the heat flux, in steady state.

SUMÁRIO

Barras de combustível nuclear são compostas de pastilhas de combustível encapsuladas em tubos de revestimento. Em muitos casos, o desempenho térmico das barras é limitado pelo fluxo de calor na superfície externa do revestimento. O presente trabalho analisa o efeito de excentricidade entre as pastilhas de combustível e o revestimento assim como o efeito de ovalização do revestimento no fluxo de calor, em regime permanente.

1. Introduction

Nuclear reactor fuel assemblies, in general, consist of a matrix of rods with square or triangular array. Each rod is composed by UO_2 pellets, encapsuled in a cladding tube of zircaloy-2 (BWR), zircaloy-4 (PWR) or SS-304 (LMFBR).

In many cases, the reactor thermal performance is limited by the heat flux on the clad external surface, in order to prevent void appearance or departure from nucleate boiling (DNB).

Between the pellet and the clad internal surface there is a gap, designed to accomodate the fission gas release, pellet swelling and thermal expansion. The nominal operating conditions are calculated assuming that the pellets and cladding tube are perfect and concentric cylinders. The limiting conditions are, then, estimated by introducing peak factors to account for departures from the idealized situation. During the reactor core operation, mainly in the beginning of life, the fuel pins may present eccentrically placed fuel pellets and the clad may show or develop some ovalization, as shown in Fig. 1. Such geometric deviations yield a heat flux distribution on the clad external surface different from the nominal one and must be calculated in order to estimate the corresponding peak factors.

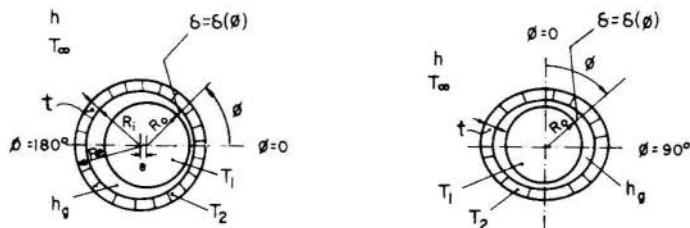


Fig. 1. Geometric deviations of a nuclear fuel rod

To date, very little has been done in this area. Grillo [1], by means of a two-dimensional conduction code, computed the mentioned peak factors. Wolf and Johanssen [2] attacked the problem using a semi-analytical method and considering the gap and the external surface heat transfer coefficients expanded in Fourier series. McNair and Peddicord [3] studied the case of pellet-clad eccentricity by a finite difference method and Carajilescov [4], using a Monte Carlo technique, investigated the case of eccentricity with pellet and clad in contact.

In the present work, an analytical technique is developed to calculate the pellet and clad temperature fields, as well as the azimuthal heat flux distribution on the clad surface, for the situations shown in Fig. 1, in steady state.

2. Theoretical Analysis

Since the gap dimension is small compared to the pellet and clad radii, it is assumed that both pellet and clad are perfect cylinders and the effects of eccentricity and clad ovalization can be taken into account by chosen an appropriated gap heat transfer coefficient variation with ϕ . The gap heat transfer coefficient is given by [5]

$$h_g = \frac{K_g}{\delta_0 + \delta} \quad (1)$$

where K_g is the thermal conductivity of the gas filling the gap, δ_0 is an empirical constant and δ is the local gap dimension. For the present cases, it will be assumed

$$\delta = \delta_{g,c} [1 - \epsilon \cos(j\phi)] \quad (2)$$

with $\delta_{g,c} = (R_1 - R_0)$ and ϵ represents the degree of geometric deviation, ranging from 0 to 1. For the case of eccentricity, $j=1$ and for clad ovalization, $j=2$.

By continuity of the heat flow, in the gap region, it

is imposed, for any angular position, the boundary conditions

$$K \frac{\partial T_1}{\partial R} = -h_g (T_1 - T_2) \quad (3)$$

and

$$K \frac{\partial T_1}{\partial R} = (1 + \frac{\delta}{R_0}) K_r \frac{\partial T_2}{\partial R} , \quad (4)$$

assuming h_g calculated based on the pellet outside surface area. T_1 and $\frac{\partial T_1}{\partial R}$ are calculated at $R=R_0$ and T_2 and $\frac{\partial T_2}{\partial R}$ are calculated at $R=R_i$. K and K_r are the pellet and clad thermal conductivity, respectively.

The conduction equations, for the pellet, can be written in the form

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial \theta_1}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \phi^2} + 4 = 0 \quad (5)$$

and, for the clad,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial \theta_2}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \phi^2} = 0 , \quad (6)$$

assuming uniform internal generation, W_i , in the pellet, with θ and r defined as

$$\theta \equiv \frac{T - T_\infty}{\frac{W_i R_0^2}{4K}} , \quad r \equiv \frac{R}{R_0} .$$

The boundary conditions are:

$$\begin{aligned} \text{BC (1)} \quad \phi = 0 , \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial \phi} = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial \phi} = 0 , \\ \text{BC (2)} \quad \phi = \frac{\pi}{j} , \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial \phi} = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial \phi} = 0 , \\ \text{BC (3)} \quad r = 0 , \quad \theta_1 \rightarrow \text{finite} , \\ \text{BC (4)} \quad r = r_e , \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial r} = -B_{i,e} \theta_2 , \end{aligned}$$

BC (5) gap region (plugging eq. 2 into eqs. 3 and 4)

$$(a) \quad \left[1 - \chi \cos(j\phi) \right] \frac{\partial \theta_1}{\partial r} + B_{i,o} \theta_1 = B_{i,o} \theta_2,$$

$$(b) \quad \left[1 - \xi \cos(j\phi) \right] \frac{\partial \theta_2}{\partial r} = F \frac{\partial \theta_1}{\partial r},$$

where

$$B_{i,o} \equiv \frac{h_{g,c} R_o}{K}, \quad B_{i,e} \equiv \frac{h R_o}{K_r}, \quad \chi \equiv \frac{\delta_{g,c}}{\delta_o + \delta_{g,c}} \epsilon,$$

$$\xi \equiv \frac{\delta_{g,c}}{R_o + \delta_{g,c}} \epsilon \quad \text{and} \quad F \equiv \frac{R_o}{R_o + \delta_{g,c}} \left(\frac{K}{K_r} \right).$$

The general solutions, for the temperature distributions, that obey all boundary conditions, except BC (5.a) and BC (5.b), are

$$\theta_1(r, \phi) = 1 - r^2 + a_o + \sum_{n=1}^{\infty} a_n r^{jn} \cos(jn\phi) \quad (7)$$

and

$$\theta_2(r, \phi) = b_o (\ln r - \lambda_o) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n (r^{jn+\lambda_n} - r^{-jn}) \cos(jn\phi) \quad (8)$$

with

$$\lambda_o \equiv \ln r_e + \frac{1}{B_{i,e} r_e}$$

and

$$\lambda_n \equiv r_e^{2jn} \cdot \frac{jn + B_{i,e} r_e}{jn - B_{i,e} r_e}.$$

Applying boundary conditions (5.a), (5.b) and rearranging the terms, yield

$$\begin{aligned}
& \left[B_{i,0} a_0 - \frac{j\chi}{2} a_1 \right] + \left[(j+B_{i,0}) a_1 - j\chi a_2 \right] \cos(j\phi) \\
& + \sum_{n=2}^{\infty} \left[-\frac{j\chi}{2}(n-1) a_{n-1} + (jn+B_{i,0}) a_n - \frac{j\chi}{2}(n+1) a_{n+1} \right] \cos(jn\phi) \\
& = \left[2+B_{i,0} \mu_0 b_0 \right] + \left[-2\chi+B_{i,0} \mu_1 b_1 \right] \cos(j\phi) \\
& + \sum_{n=2}^{\infty} \left[B_{i,0} \mu_n b_n \right] \cos(jn\phi) \tag{9}
\end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{\gamma_0}{2} b_0 - \frac{\xi \gamma_1}{2} b_1 \right] + \sum_{n=1}^{\infty} \left[-\frac{\xi \gamma_{n-1}}{2} b_{n-1} + \gamma_n b_n - \frac{\xi \gamma_{n+1}}{2} b_{n+1} \right] \cos(jn\phi) \\
& = -2F + \sum_{n=1}^{\infty} \left[jn F a_n \right] \cos(jn\phi) , \tag{10}
\end{aligned}$$

respectively. In these equations,

$$\mu_0 \equiv \lambda_n r_i - \lambda_0 ,$$

$$\mu_n \equiv r_i^{jn} + \lambda_n r_i^{-jn} ,$$

$$\gamma_0 \equiv \frac{2}{r_i}$$

and
$$\gamma_n \equiv jn (r_i^{jn-1} - \lambda_n r_i^{-jn-1}) .$$

Equations (9) and (10) should be valid for any value of ϕ . Imposing these conditions, it is obtained from eq. (9)

$$B_{i,0} a_0 - \frac{j\chi}{2} a_1 = 2 + B_{i,0} \mu_0 b_0 ,$$

$$(j + B_{i,0}) a_1 - j\chi a_2 = -2\chi + B_{i,0} \mu_1 b_1 , \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{jX}{2}(n-1) a_{n-1} + (jn+B_{i,0}) a_n - \frac{jX}{2}(n+1) a_{n+1} \\
 & = B_{i,0} \mu_n b_n, \quad n = 2, 3, 4, \dots
 \end{aligned}$$

and from eq. (10)

$$\begin{aligned}
 & \frac{Y_0}{2} b_0 - \frac{\xi Y_1}{2} b_1 = -2F, \\
 & - \frac{\xi Y_{n-1}}{2} b_{n-1} + Y_n b_n - \frac{\xi Y_{n+1}}{2} b_{n+1} = jnFa_n, \quad n=1,2,\dots \quad (12)
 \end{aligned}$$

To obtain a_n and b_n , the sets of equations (11) and (12) should be solved simultaneously. However the exact solution cannot be obtained since they have an infinite number of equations. Assuming $a_n=0$ and $b_n=0$, for $n>N$, it is possible to have an approximated solution. The sets of equations (11) and (12) are reduced to $(N+1)$ equations each and can be written in the matrix form:

$$A x = y$$

and

$$B u = v. \quad (13)$$

The matrices A and B are tridiagonal. The vectors x and v contain only terms involving a_n , while y and u have only terms containing b_n . Assuming y as known (i.e., b_n 's), it is possible to obtain x (i.e., a_n 's) by matrix factorization [6]. So, it was adopted the following iterative scheme:

$$A x^i = y^{i-1} \quad + \quad B u^i = v^i \quad (14)$$

where i represents the iteration step.

It was developed a computer code (TEMBAR) to solve, numerically this problem.

Knowing the temperature fields, the clad external surface heat flux distribution is given by

$$\frac{q''(\phi)}{q''_{\text{avg}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{K_r}{K}\right) B_{i,e} r_e \theta_2(r_2, \phi). \quad (15)$$

3. Results

The described procedure was applied for the typical values of the parameters given in Table 1 and for $\epsilon=0.00, 0.25, 0.50, 0.75$ and 1.00 .

TABLE 1. Typical Values of the Physical Parameters

Parameter	Value
$\frac{K_r}{K}$	4.2
$B_{i,o}$	4.24
$B_{i,e}$	4.30
$\frac{t}{R_o}$	0.1328
$\frac{\delta_{g,c}}{R_o}$	0.0202
$\frac{\delta_o}{R_o}$	9.44×10^{-4}

It was taken $N=10$, imposing an error ϵ , defined as $\epsilon = \max[e_n]$, where $e_n \equiv [c_n^i - c_n^{i-1}]$, with c_n^i being either a_n or b_n , at iteration step i . For all cases, $\epsilon < 1.0 \times 10^{-4}$. The coefficients obtained are shown in Table 2. The coefficients not shown in Table 2 were found to be zero.

Figures 2 and 3 show the external surface heat flux distributions, for several values of ϵ and for the case of eccentricity and clad ovalization, respectively. It can be observed that the heat flux is greatly affected by the geometric deviations. For the extreme situation of $\epsilon=1.00$, the peak heat flux factor, for eccentrically placed pellet, is 1.217 and 1.328, for the clad ovalization.

TABLE 2. Coefficients of the solution, for N=10.

ϵ	n	Eccentricity		Clad Ovalization	
		a_n	b_n	a_n	b_n
0,0	0	0,6260	-0,4762	0,6260	-0,4762
0,25	0	0,6236	-0,4762	0,6221	-0,4763
	1	-0,0854	-0,0076	-0,0696	-0,0035
	2	-0,0015	-0,0001	-0,0018	-
	3	-	-	-0,0001	-
0,50	0	0,6164	-0,4764	0,6104	-0,4765
	1	-0,1712	-0,0153	-0,1400	-0,0071
	2	-0,0060	-0,0003	-0,0074	-0,0001
	3	-0,0004	-	-0,0006	-
	4	-	-	-0,0001	-
0,75	0	0,6044	-0,4767	0,5904	-0,4770
	1	-0,2578	-0,0230	-0,2120	-0,0107
	2	-0,0136	-0,0007	-0,0170	-0,0002
	3	-0,0012	-	-0,0022	-
	4	-0,0001	-	-0,0004	-
	5	-	-	-0,0001	-
1,00	0	0,5874	-0,4771	0,5619	-0,4776
	1	-0,3457	-0,0308	-0,2867	-0,0145
	2	-0,0246	-0,0013	-0,0315	-0,0003
	3	-0,0030	-0,0001	-0,0058	-
	4	-0,0005	-	-0,0014	-
	5	-0,0001	-	-0,0004	-
	6	-	-	-0,0001	-

4. Conclusions

From the obtained results, it can be concluded that the thermal performance of a nuclear fuel rod is considerably affected by its geometric configuration. Since such deviations, in fact, occur during the reactor operation, they should be accounted for in the thermalhydraulic design. Also, the assymmetric temperature distributions originated can induce rod bowing

that will affect the coolant subchannel dimensions, provoking the eventual appearance of other hot spots. This situation ought to be investigated, as well as heat flux distributions during operational and accidental transients:

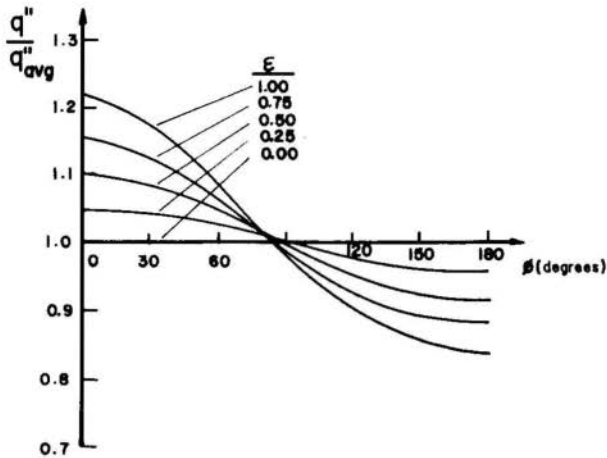


Fig. 2. Clad surface heat flux distribution for clad-pellet eccentricity

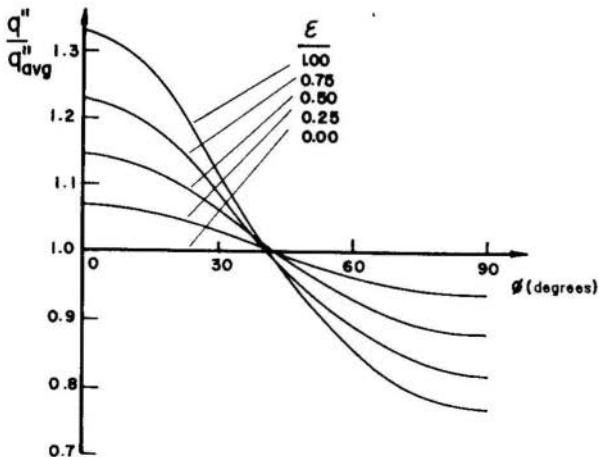


Fig. 3. Clad surface heat flux distribution for clad ovalization

REFERENCES

- [1] Grillo, P., "Peak Heat-Flux Factor Dependence Upon Fuel-Element Fabrication Parameters", ANS Trans., Vol. 10, N.2, pp. 653-654, (1967).
- [2] Wolf, L. and Johanssen, K., "Nichtlinearisierte Behandlung Azimutaler Störungen Bei Der Berechnung von Brennelementtemperaturen", Nuch. Eng. Des. 11, pp. 16-26, (1969).
- [3] McNair, G.W. and Peddicord, K.L., "An Improved Finite Difference Method to Evaluate Heat Transfer in Fuel Pins with Eccentrically Placed Pellets", Nucl. Technology, V. 40, pp. 306-314, (1968).
- [4] Carajilescov, P., "Distribuição de Temperatura em Barras de Combustível Nuclear pelo Método de Monte Carlo", Internal Report DEM-01/78, PUC/RJ, (1978).
- [5] Tong, L.S. and Weisman, J., "Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors", Ed. by ANS, (1970).
- [6] Clark, M. and Hansen, K.F., "Numerical Methods of Reactor Analysis", Academic Press, (1964).



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-24

P.P. 371 - 380

CONVECÇÃO TÉRMICA TURBULENTA ENTRE PLACAS PLANAS E
HORIZONTAIS: COMPARAÇÃO DE RESULTADOS

Rogério Tadeu da Silva Ferreira

Prof. Assist. - Depto. Eng. Mecânica
CT/UFSC - Florianópolis - SC - BrasilSumário

Dados experimentais para vários tipos de convecção térmica turbulenta entre placas planas paralelas e horizontais são comparados entre si. A redução dos perfis de temperatura média através de escalas adequadas permite agrupar os dados para diversos fluidos, indicando a existência de leis universais para a temperatura média junto à parede.

Summary

Experimental data for different types of turbulent thermal convection in a horizontal layer between parallel plates are compared. Using combined viscous-conductive scales, the mean temperature data is collapsed and a universal law for the mean temperature close to the wall is reported.

1. Introdução

Convecção térmica turbulenta (CTT) de um fluido entre placas planas paralelas e horizontais é um protótipo básico de turbulência gerada por efeitos de flutuação sendo importante em pesquisa básica de turbulência, engenharia aplicada e ciências atmosféricas. Com várias e diferentes condições de contorno possíveis, CTT simula em laboratório a convecção na atmosfera com inexistência de ventos, bem como a convecção nas partes superiores de lagos e oceanos.

CTT é simples porque o campo de velocidades médio que normalmente contribuiria para a produção de turbulência é inexistente. Consequentemente, todo o movimento turbulento é induzido pelos efeitos gravitacionais de flutuação. Além disso, o escoamento exibe várias características de escoamentos turbulentos não isotérmicos sendo por isto um local ideal de testes para os modelos computacionais de turbulência.

Qualquer modelo que falhar em prever as características do CTT não pode ser esperado que possa ser utilizado para simular escoamentos turbulentos ou com processos de convecção combinados e portanto mais complicados.

O escoamento turbulento primeiramente ocorre quando o número de Rayleigh ($Ra = g\beta\Delta T Z_*^3/\alpha\nu$) é maior do que aproximadamente 10^5 . O número de Rayleigh crítico para a transição de condução pura para convecção laminar é $1708 |1|$.

Descrições detalhadas do movimento dos pacotes de fluido aquecido (termas) e o campo de temperatura em convecção laminar, assim como convecção turbulenta, são dados por Somerscales e Gazda (1969), Chu e Goldstein (1973) e Ferreira (1978).

O processo convectivo desenvolvido entre superfícies rígidas apresenta uma estrutura em forma de camadas, caracterizadas por diferentes escalas de comprimento, velocidade e temperatura. Na região mais perto da placa inferior, o transporte molecular é importante e o gradiente de temperatura é bastante grande (região de condução). Na região central, o transporte molecular não é importante e o transporte turbulento predomina. As flutuações de velocidade, atin-

gem seus máximos valores, o gradiente de temperatura é desprezível e as flutuações de temperatura são pequenas (região convectiva).

A grande diferença entre as escalas de comprimento entre estas duas regiões sugere a existência de uma região de ajustagem e transição das escalas entre o baixo número de Reynolds na região convectiva. Esta é a região de equilíbrio onde a escala de comprimento apropriada é a distância até a parede.

2. Convecção térmica entre placas planas

As diferenças características dos vários tipos de convecção térmica turbulenta entre placas planas horizontais cujos resultados disponíveis servem para comparação são apresentadas no Quadro I.

Na convecção de Rayleigh, as placas paralelas são mantidas a temperaturas constantes e a quantidade de calor é constante ao longo de toda a camada de fluido.

Na configuração de água sobre gelo, tendo em vista a densidade da água apresentar um máximo em torno de 4°C , a temperatura da placa inferior é trazida próxima de 0°C , e a quantidade de calor trocada entre as placas é constante ao longo de toda a camada de fluido.

Além de não penetrativa, a convecção estudada por Ferreira (1978) é também transitória tendo em vista que a energia térmica introduzida na camada de fluido além de ser convertida na geração de turbulência, serve para elevar a temperatura média da massa fluida. Apesar de a temperatura média variar com o tempo, o perfil de temperatura média permanece estacionário, o que permite a análise e a comparação com os outros tipos de convecção térmica.

A convecção penetrativa é desenvolvida sob uma camada de fluido estratificado na parte superior da secção de teste. A temperatura média é também função do tempo e a camada estável é destruída com o tempo. Com a finalidade de manter uma camada estratificada com espessura constante, calor é também introduzido pela placa superior na convecção penetrativa sob camada estável. A temperatura média é variável com

QUADRO I

CONVECÇÃO TÉRMICA TURBULENTA ENTRE PLACAS PLANAS

DENOMINAÇÃO	CONFIGURAÇÃO	ESTUDO EXPERIMENTAL
CONVECÇÃO DE RAYLEIGH		Deardorff e Willis 1967
ÁGUA SOBRE GELO		Adrian 1972 e 1975
CONVECÇÃO NÃO PENETRATIVA		Ferreira 1978
CONVECÇÃO PENETRATIVA		Willis e Deardorff 1974
CONVECÇÃO PENETRATIVA SOB CAMADA ESTÁVEL		Ainda por realizar

o tempo e a quantidade de calor local decresce linearmente através da camada fluida. Este último caso não foi estudado experimentalmente, não sendo portanto utilizado para comparação com os casos anteriores.

3. Equações e escalas

As hipóteses simplificativas principais associadas com a convecção térmica turbulenta entre placas planas paralelas e horizontais são:

- Não há escoamento médio na camada de fluido,
- As quantidades médias dependem somente da direção vertical, isto é, o escoamento é estatisticamente homogêneo em planos horizontais.
- Amostras podem ser formadas de tal forma que suas médias são equivalentes às médias sobre planos horizontais ou linhas horizontais.

A equação da energia cinética para as flutuações reduz-se a

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w \left(\frac{1}{2} \overline{q^2} + \frac{p}{\rho_0} \right)} \right] = \beta g \overline{w\theta} + \nu \frac{\partial^2 \left(\frac{1}{2} \overline{q^2} \right)}{\partial z^2} - \epsilon \quad (1)$$

onde as barras representam médias horizontais.

A equação da variância térmica reduz-se a

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w \frac{1}{2} \theta^2} \right] + \overline{w\theta} \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \frac{\partial^2 \left(\frac{1}{2} \overline{\theta^2} \right)}{\partial z^2} - \epsilon_\theta \quad (2)$$

e a equação da quantidade de calor por convecção é

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w^2 \theta} \right] + \overline{w^2} \frac{\partial T}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0} \overline{\left(\theta \frac{\partial p}{\partial z} \right)} - \beta g \overline{\theta^2} + \epsilon_{w\theta} \quad (3)$$

onde w é a flutuação da velocidade vertical, $(1/2) \overline{q^2}$ a energia cinética das flutuações de velocidade por unidade de massa, p é a flutuação de pressão, θ é a flutuação de temperatura, T é a temperatura média, ρ_0 é a massa específica do fluido, α é o coeficiente de difusividade térmica, ν é a viscosidade cinemática, β é o coeficiente volumétrico de expansão térmica, g a aceleração da gravidade, ϵ é a taxa de

dissipação de energia cinética por unidade de massa, ϵ_0 é a taxa de dissipação de variância térmica por unidade de massa e ϵ_{w0} é a taxa de dissipação de energia térmica convectiva por unidade de massa.

As escalas utilizadas para a não dimensionalização das grandezas são as escalas convectivas definidas por Dear-dorff (1970) |9|: Z_* é a altura da camada convectiva do fluido, $w_* = (\beta g Q_0 Z_*)^{1/3}$ e $\theta_* = Q_0/w_*$.

A utilização das escalas adequadas permite a comparação dos resultados dos momentos de ordem superior para as várias situações do escoamento.

4. Temperatura média

Chung (1978) |11| mostrou que a utilização das seguintes escalas permite correlacionar os perfis de temperatura média para vários fluidos e várias configurações sugerindo leis universais para a temperatura média, semelhantes às definidas para a velocidade média próximo à parede:

$$w_d = (\beta g Q_0 \frac{\alpha^2}{\nu})^{1/4} \quad (4)$$

$$Z_d = \alpha/w_d \quad (5)$$

$$\theta_d = Q_0/w_d \quad (6)$$

A figura 1 apresenta os dados de temperatura média obtidos por diferentes pesquisadores quando reduzidos pelas escalas (4), (5) e (6).

A equação universal que exprime o perfil de temperatura segundo Chung (1978) é:

$$Z_+ = H + \frac{A^3 \delta^3}{3B^4} \frac{H^6}{(B - H)}$$

onde $Z_+ = Z/Z_d$, $H = (T_w - T)/\theta_d$ e A, δ e B são constantes que apresentam os seguintes valores: A = 0,92, B = 3,55 e $\delta = 1,2$. T_w é a temperatura da parede.

5. Comparação dos momentos de ordem superior

A partir dos trabalhos experimentais realizados por

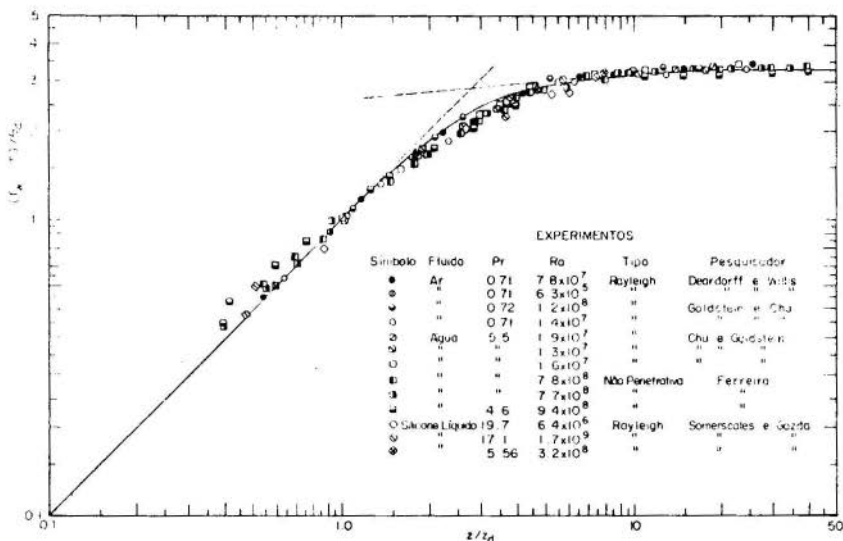


Fig. 1 - Perfil universal de temperatura média.

Deardorff e Willis (1967), Adrian (1975), Willis e Deardorff (1974) e Ferreira (1978), foram selecionados para comparação os momentos σ_w/w_* , σ_u/w_* , σ_θ/θ_* , $\overline{\theta w}/w_*\theta_*$ e $\overline{\theta^2 w}/\theta_*^2 w_*$ onde $\sigma_w = (\overline{w^2})^{1/2}$.

Os perfis verticais na camada de fluido dos momentos acima referidos podem ser apreciados nas figuras 2 a 6, representando o valor médio dos pontos medidos numa mesma altura a partir da placa inferior. Adrian (1975) mediu apenas as flutuações da componente vertical da velocidade de forma que os momentos envolvendo a velocidade horizontal para a convecção em água sobre gelo não serão apresentados. Willis e Deardorff (1974) também não calcularam o perfil do momento $\overline{w\theta^2}/w_*\theta_*^2$.

6. Conclusões

Uma análise dos perfis verticais dos momentos apresentados revela a simplicidade da convecção não penetrativa relatada por Ferreira (1978) e Adrian e Ferreira (1979), onde outros perfis verticais de momentos até a quarta ordem são disponíveis.

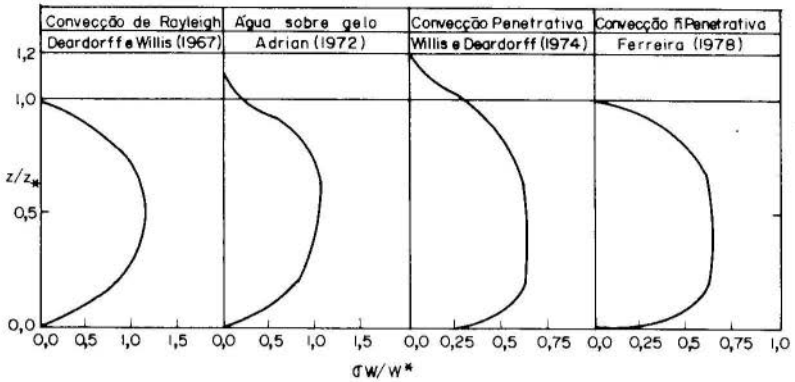


Fig. 2 - Perfil vertical do RMS das flutuações da velocidade vertical

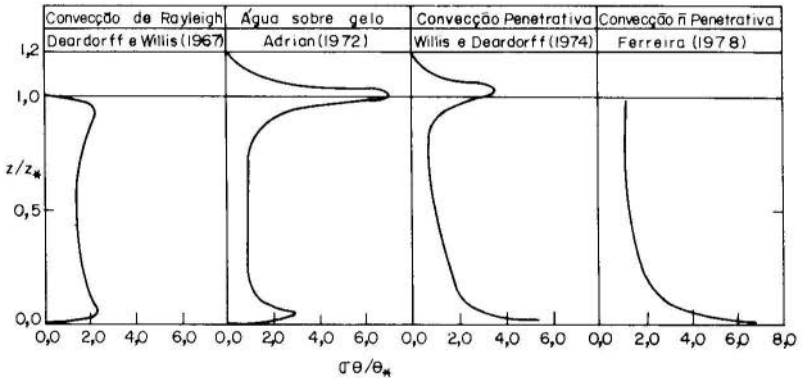


Fig. 3 - Perfil vertical do RMS das flutuações de temperatura

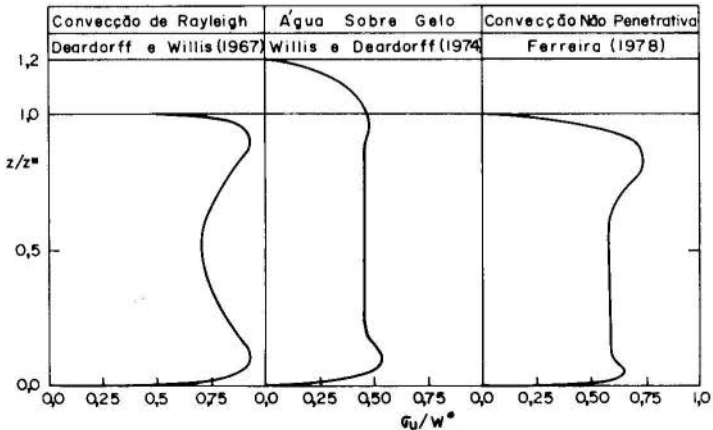


Fig. 4 - Perfil vertical do RMS das flutuações de velocidade horizontal

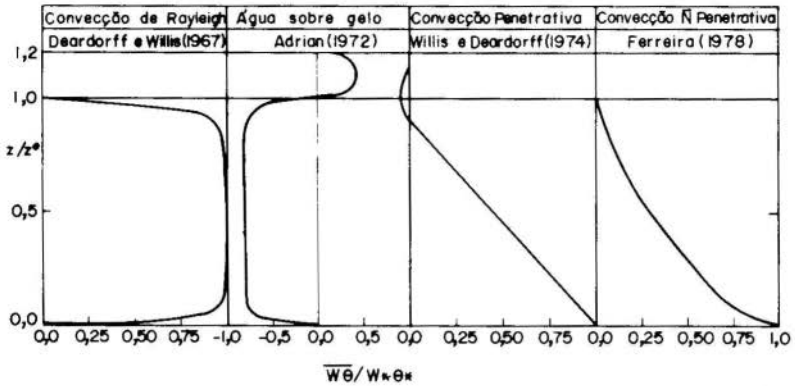


Fig. 5 - Perfil vertical do fluxo de calor por convecção.

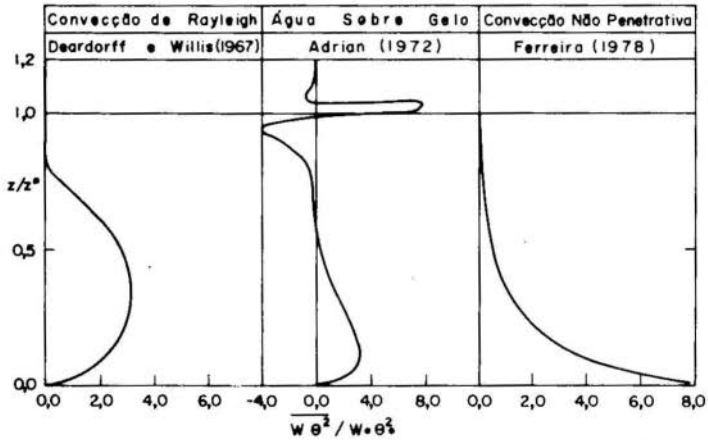


Fig. 6 - Perfil vertical do transporte das flutuações de temperatura pela velocidade vertical.

Desta forma, estes estudos permitem verificar e testar os modelos numéricos para o cálculo de escoamentos turbulentos onde a convecção é um elemento importante.

A convecção de Rayleigh apresenta uma característica peculiar que muitas vezes não é encontrada em outras formas de convecção, qual seja a placa fria superior atua como uma fonte de fluido com flutuabilidade negativa que combinado com o fluido com flutuabilidade positiva que provém da placa quente inferior produz uma quantidade de calor total que é constante através da camada de fluido.

Bibliografia

- [1] Townsend, A.A., Temperature fluctuations over a heated horizontal surface. J. Fluid Mech. Vol. 5, pp. 209-241 (1959)
- [2] Somerscales, E.F.C., Gazda, W., Thermal convection in high Prandtl number liquids at high Rayleigh number. Int.J. Heat & Mass Transfer, Vol. 12, pp.1491-1511(1969)
- [3] Chu, T.Y., Goldstein, R.J., Turbulent convection in a horizontal layer of water, J.Fluid Mech. Vol, 60, pp. 141-159 (1973).
- [4] Ferreira, R.T.S., Unsteady turbulent thermal convection Ph.D. Thesis, Univ. of Illinois,Urbana,Illinois, (1978)
- [5] Adrian, R.J., Ferreira, R.T.S., Higher order moments in turbulent yhermal convection. 2nd. Int. Symp. on Turbulent Shear Flows, London (1979).
- [6] Deardorff, J.W., Willis, G.E., Investigation of turbulent thermal convection between horizontal plates. J. Fluid Mech. Vol. 28, pp. 675-701, (1967).
- [7] Adrian, R.J., Turbulent convection in water over ice. J. Fluid Mech. Vol. 69, pp. 753-781, (1974).
- [8] Willis, G.E., Deardorff, J.W., Laboratory model of the unstable planetary boundary layer. J. Atmos. Sci., Vol 31, pp. 1297-1307, (1974).
- [9] Deardorff, J.W., Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and Rayleigh convection. J. Atmos. Sci. Vol. 27, pp. 1211-1213, (1970).
- [10] Goldstein, R.J., Chu, T.Y., Thermal convection in a horizontal layer of air. Prog. Heat & Mass Transfer Vol. 2, pp. 55-75 (1969)
- [11] Chung, M.K., Study of second order turbulence models with variable coefficients. Ph.D. Thesis, University of Illinois, Urbana, Illinois, (1978).

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO TÉCNICO
 TECHNICAL PAPER

N.º AT-17

p.p. 381 - 392

FREE CONVECTION OF WATER IN THE
VICINITY OF MAXIMUM DENSITY

L. Robillard and P. Vasseur

Associate Professors, Civil Engineering,
 Ecole Polytechnique de Montréal (Québec)
 Canada.

SUMMARY

The transient two-dimensional laminar natural convection of water, enclosed in rectangular cavities is studied analytically. The wall temperatures are maintained at 0°C or decreased towards 0°C at a uniform rate. This particular situation is characterised by the occurrence of an inversion of flow patterns caused by the maximum density of water at 4°C. Numerical solutions are obtained for cases involving different cooling rates, aspect ratios and initial water temperatures.

RESUME

La convection naturelle bidimensionnelle en régime laminaire transitoire de l'eau dans une cavité rectangulaire est étudiée analytiquement. La température des parois est soit maintenue à 0°C, soit diminuée à un taux uniforme vers 0°C. Cette situation particulière amène une inversion de la configuration de l'écoulement causée par la densité maximum de l'eau à 4°C. Des solutions numériques sont obtenues pour des cas impliquant différents taux de refroidissement, coefficients de forme et températures initiales.

1. Introduction

Thermal convection in water near its freezing point is distinguished from more common convective systems by the fact that the density of water attains a maximum value at a temperature $T = 3.98^{\circ}\text{C}$, thereafter decreasing with decreasing temperature. This phenomenon is responsible for unusual flow patterns in areas of water exposed to near freezing temperatures. Thus if buoyancy induced motion (free convection) is the predominate driving mechanism for the fluid motion, flow reversals in the water mass occur as 3.98°C is approached from higher temperatures. This anomalous behavior of water is furthermore known to be the cause of some very striking and important natural phenomena such as limnetic waters.

2. Literature Survey

An enclosed, square and fluid-filled cavity, through which heat is transferred by natural convection, is a simplified model of many practical situations and has been the subject of many theoretical investigations. More specifically, concerning the effects of maximum density on motion of enclosed fluids, experimental work on the cooling of quiescent water in a pipe has been performed by Gilpin [1, 2] and Seki, Fukusako and Nakaoka [3] while a numerical solution to this problem has been presented by Cheng and Takeuchi [4]. The convection motion and heat transfer inside a rectangular cavity with vertical walls maintained at constant but different temperatures has been studied by Watson [5], Desai and Forbes [6] and Robillard and Vasseur [7].

The purpose of the present study is to evaluate the effect of density inversion on the transient natural convection heat transfer resulting from the cooling of a mass of water contained in a rectangular enclosure. Results reported here are an extension of the work of Cheng and Takeuchi [4]

for square cavities.

3. Formulation of the Problem

Initially the water inside the cavity is assumed to be at a uniform temperature T_i and then the walls are subjected to: (1) a constant 0°C temperature T_o and (2) a wall temperature decreasing at a constant time rate $T_w = T_i - Ht$ until $T_w = T_o = 0^\circ\text{C}$ is reached. Specifically, attention will be given to a rectangular cavity, as shown in Fig. 1, of depth h and width b , the aspect ratio being denoted $E = h/b$.

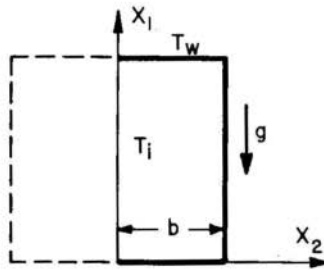


Fig.1 Coordinate System

It is supposed that the cavity is sufficiently long in the direction normal to the plane of Fig. 1 for the motion to be assumed to be two-dimensional. It is also assumed that the motion is laminar. Experimental evidence (e.g.[8] and [9]) indicates that this assumption is valid provided the Rayleigh number based on cavity height is less than about 10^8 . In the following analysis it is assumed that density differences are sufficiently small for the Boussinesq approximation to hold. The density variations are neglected in inertial terms of the equation of motion but are retained in the buoyancy term of the vertical equation. Water properties, with the exception of density in the buoyancy term, are assumed constant and are evaluated at the mean temperature $\bar{T} = (T_i + T_o) / 2$. It is further assumed that all other rele-

vant thermodynamic and transport properties are independent of temperature, and that compressibility and dissipation effects are negligible.

The governing dimensionless equations for this problem are:

Motion

$$\frac{D\Omega}{D\tau} = B \frac{\partial \Delta \bar{\rho}}{\partial x_2} + Pr \nabla^2 \Omega \quad (1)$$

Energy

$$\frac{D\theta}{D\tau} = \nabla^2 \theta \quad (2)$$

Vorticity

$$\Omega = -\nabla^2 \psi \quad (3)$$

Velocities

$$U_1 = \frac{\partial \psi}{\partial x_2}, \quad U_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \quad (4)$$

Where:

Ω : dimensionless vorticity
 τ : dimensionless time
 $\frac{\Delta \bar{\rho}}{\bar{\rho}} = \frac{\rho - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}$ ($\bar{\rho}$ being the density at 0°C)

$Pr = \nu/\alpha$ (Prandtl number)

$B = g b^3/\alpha^2$

g : acceleration due to gravity

b : enclosure width

α : thermal diffusivity

$\theta = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0}$

ψ : dimensionless stream function

U_1 : dimensionless velocity in x_1 direction

U_2 : dimensionless velocity in x_2 direction

x_1 : coordinate in the vertical direction
 x_2 : coordinate in the horizontal direction
 ν : kinematic viscosity

The initial conditions are:

$$\begin{aligned}
 \tau &= U_i = 0 \\
 \psi &= 0 \\
 \Omega &= 0 \\
 \theta &= 1
 \end{aligned}
 \quad \text{for } 0 < x_1 < E \\
 \quad \quad \quad 0 < x_2 < 1
 \tag{5}$$

Use is made of symmetry in the solution and boundary conditions for $\tau > 0$ are:

$$\begin{aligned}
 x_1 = 0: & \quad \psi = 0 & \quad \theta = 0 \\
 x_1 = E: & \quad \psi = 0 & \quad \theta = 0 \\
 x_2 = 0: & \quad \psi = 0 & \quad \frac{\partial \theta}{\partial x_2} = 0 \text{ (the vertical } x_2 = 0 \\
 & & \quad \text{is half way between} \\
 & & \quad \text{side walls)}
 \end{aligned}$$

The temperature dependent density can be approximated by the following equation for the temperature range $0 \sim 200^\circ\text{C}$

$$\rho^{-1} = \rho_0^{-1} (1 + \beta_1 T + \beta_2 T^2 + \beta_3 T^3 + \beta_4 T^4)$$

where

$$\begin{aligned}
 \rho_0 &= 0.9998396 \quad (\text{g/Cm}^3) \\
 \beta_1 &= 0.678964520 \times 10^{-4} \quad (1/^\circ\text{C}) \\
 \beta_2 &= 0.907294338 \times 10^{-5} \quad (1/^\circ\text{C}^2) \\
 \beta_3 &= 0.964568125 \times 10^{-7} \quad (1/^\circ\text{C}^3) \\
 \beta_4 &= 0.873702983 \times 10^{-9} \quad (1/^\circ\text{C}^4)
 \end{aligned}$$

In view of the complex nature of the problem, a numerical solution appears to be the only practical and feasible approach.

4. Numerical Solution of the Equations

A rectangular mesh system with spacing $\Delta x_1 = E/N$,

$\Delta x_2 = 1/M$ is employed in the finite difference formulation of the governing equations and the appropriate boundary conditions. It is clear from a study of the literature on numerical analysis and from the experience of other investigations that: a) alternating direction implicit methods hold greatest promise for the solution of nonlinear parabolic partial differential equations, and b) both alternating direction implicit or successive over-relaxation methods must be considered for the solution of elliptic partial differential equations. There are many other iterative and semi-iterative methods that one may consider in solving elliptic equations, but their advantages have not been clearly established over the methods to be considered in this investigation. In the present study an implicit alternating direction (ADI) method is employed for the finite-difference solution of the parabolic type equations (1) and (2) and an iterative method is used for the elliptic equation (3).

Boundary conditions on ψ and θ are applied in the usual manner, using central differences, when it is possible, and image points for derivative conditions. The Gosman boundary conditions for vorticity are difficult to apply for nonlinear density-temperature relationship. An easier way is to use a lower order approximation, as suggested by Samuels (10) Wall values of vorticity cannot be prescribed, and in order to solve the vorticity equation it is necessary to assume that those values are known, i.e. values from the previous time step are taken. This permits a solution of Equ. (10) to be found at interior points. These in turn are used to obtain the stream function, the only unknown values being inside the cavity.

5. Results

The results are most meaningful if presented in the form of transient isotherms and streamlines. The streamlines give a graphic representation of the velocity field while the isotherms indicate areas in which the maximum density occurs.

Specifically, the 4°C isotherm, when superposed on the streamline pattern, will give an indication of the effect of maximum density on the flow field.

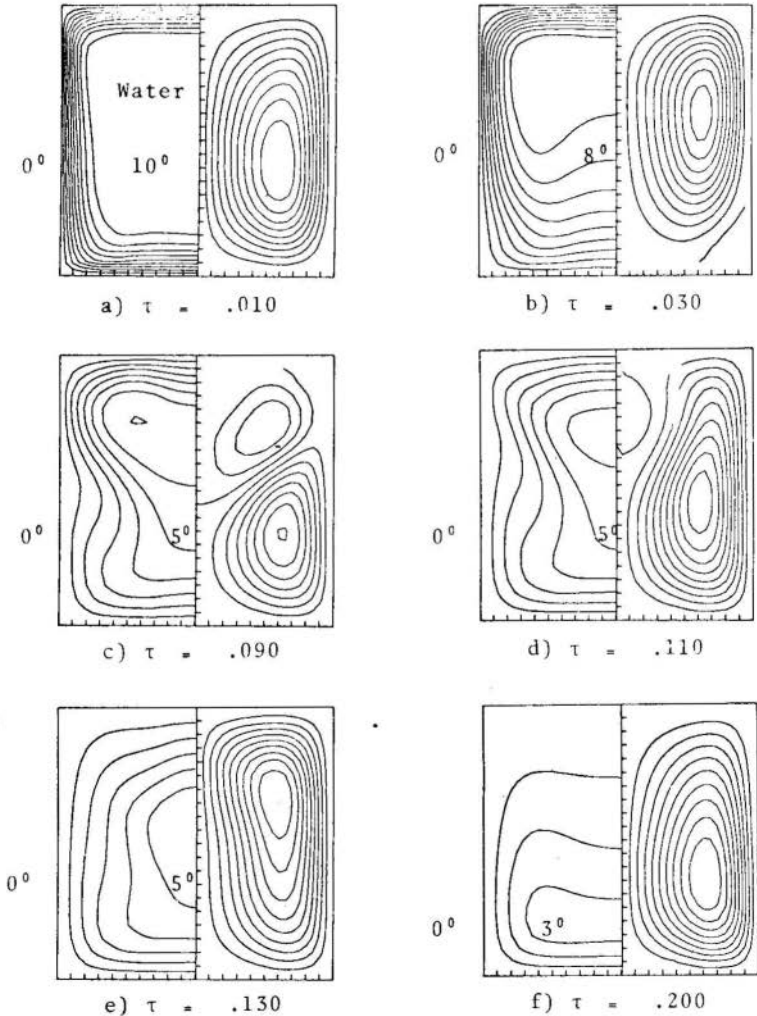


Fig.2 Wall temperature at 0°C

Typical sets of the resulting streamline and isotherms for constant wall temperature and constant cooling rate are shown in Figures 2 and 3 respectively. The graphs of those figures are produced by an auxiliary computer program which locates points lying on specified isotherms and streamlines by linear interpolation of the computed values at the grid points. The flow fluid is represented in the right half of the cavity whereas the temperature field is on the left half. Figure 2a reveals the flow pattern and isotherms shortly after the application of the 0°C boundary temperature. At this time step the 4°C isotherm lies very near the wall cavity and the mass of water is divided in different regions being hydrodynamically stable or unstable. From the position of the 4°C isotherm it is seen that the flow is downward near the vertical walls of the cavity and upward in the central region. Two counter rotations cells are thus present in the entire enclosure, with clockwise eddy being in the right half of the cavity in figure 2b. Due to the vortex motion developed in the cavity the warmer water in the core region has been transported upward and the isotherms near the upper boundary are closely spaced indicating a large local heat flux.

Examination of the isotherms shows that in the layer between the isotherm 4°C and the bottom wall the buoyancy force change sign and the lower portion of the layer, near the lower boundary, is unstable because of a top-heavy situation. Thus in the bottom corner of the cavity the unstable layer grows and gives rise to a counter clockwise eddy. The inversion process starts with the occurrence of this eddy. The growth of this lower vortex and the decay of the original clockwise vortex with time are clearly seen in Figs 2c and 2d. In Figure 2e the original clockwise vortex has disappeared and the direction of the circulation is now completely reversed, indicating that the inversion process has come to an end. In Figure 2f it is noted that the 4°C isotherm has disappeared. A circulating flow with large up-

ward velocity near the wall is formed and the relatively narrow spacing of the isotherms near the bottom wall indicates that the heat flux through this boundary has become predominant. Thus in the final stage depicted by Fig 2f, the entire process has been reversed, when compared to Figure 2a.

The sequence of graphs shown in Figure 3 concerns the case of linear decrease of wall temperature with time. The flow field is seen to behave qualitatively in a way comparable to the set of graphs already described for constant wall temperature. However, the overall heat flux is rather increasing with time for this last case. Comparison with the numerical study done by Cheng and Takeuchi [4] for the case of a circular pipe indicated that the main feature of the inversion process are alike. However, at larger cavity sizes, the formation of additional small vortices is enhanced for the square cavity, those vortices occurring mainly in the corners.¹²

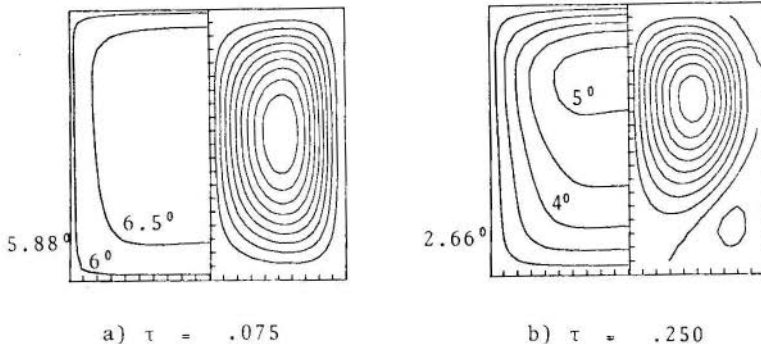


Fig.3 Constant temperature decrease (cont'd)

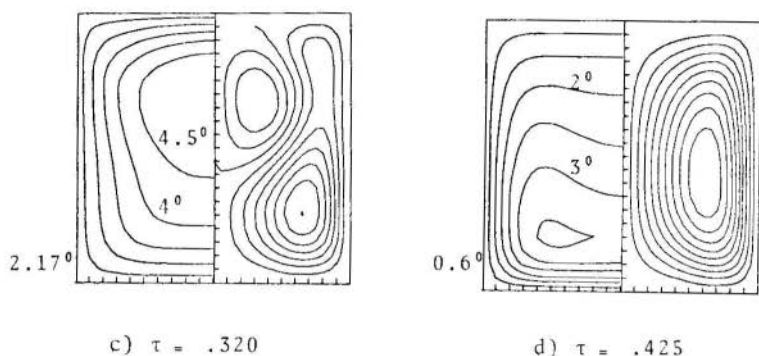


Fig.3 Constant temperature decrease

6. Conclusion

1- When the temperature corresponding to the maximum density is between T_i and T_0 , the flow pattern and temperature field which start in a way comparable to linear free convection have to end up in a completely reversed situation in all aspects.

2- By comparison to equivalent situations in the linear range of temperature, it can be deduced that the change in rotation affecting the convective cells retards the cooling process of the cavity.

3- The free convection in water at temperature near the freezing point implies the existence of high velocity and temperature gradients occurring anywhere inside the fluid mass and away from boundaries. Therefore, it precludes

the standard use of variable mesh size that otherwise would help reaching higher Rayleigh numbers.

7. References

- [1] R.R. Gilpin, "Cooling of a Horizontal Cylinder of Water Through its Maximum Density Point a 4°C ", Int. J. Heat Mass Transfer 18, 1307-1315 (1975).
- [2] R.R. Gilpin, "The Effects of Dendritic Ice Formation in Water Pipes", Int. J. Heat Mass Transfer 20, 693-699 (1977).
- [3] N. Seki, S. Futsako and M. Nakaoka, "Experimental Study on Natural Convection Heat Transfer with Density Inversion between two Horizontal Cylinders", J. Heat Transfer, Trans. ASME 97 (c), 556-561 (1975).
- [4] K.C. Cheng and M. Takenchi, "Transient Natural Convection of Water in a Horizontal pipe with Constant Cooling Rate through 4°C ", J. Heat Transfer, Trans. ASME 98 (c), 581-587 (1976).
- [5] A. Watson, "The Effect of the Inversion Temperature on the Convection of Water in an Enclosed Rectangular Cavity", Q. Jl. Mech. Appl. Math. 25 (4), 423-446 (1972).
- [6] V.S. Desai and R.E. Forbes, "Free Convection in Water in the Vicinity of Maximum Density, Environmental and Geophysical Heat Transfer", Trans. ASME, 41-47 (1971).
- [7] L. Robillard and P. Vasseur, "Effet du maximum de densité sur la convection libre de l'eau dans une cavité fermée" Canadien JI Civil Engng. (to be published) (1979).

- [8] J.W. Elder, "Laminar Free Convection in a Vertical Slot", J. Fluid Mech. 23 (1), 77-98 (1965).
- [9] F. Landis and H. Yanowitz, "Transient Natural Convection in a Narrow Vertical Cell", Proceeding of the Third International Heat Transfer Conference, An. Inst. Chem. Engrs, New York (1966).
- [10] M.R. Samuels and S.W. Churchill, "Stability of a Fluid in a Rectangular Region Heated from Below", A.I.Ch.E. 13 (1), 77-85 (1967).

ANAIS



COBEM 79
 V CONGRESSO BRASILEIRO DE
 ENGENHARIA MECÂNICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

PROCEEDINGS



TRABALHO TECNOLÓGICO
 TECHNICAL PAPER

N.º AT-18

p.p. 393 - 409

HEAT TRANSFER BY STEADY LAMINAR FREE CONVECTION IN
TRIANGULAR ENCLOSURES

V.A. AKINSETE

Associate Prof. Mechanical Engineering Department
 University of Lagos, Lagos, Nigeria

T.A. COLEMAN

Graduate Student, Mechanical Engineering Department
 University of Lagos, Lagos, Nigeria

SUMMARY

Two dimensional laminar free convection in air contained in a long horizontal right triangular enclosure has been investigated using numerical techniques. Steady state solutions have been obtained for height to base ratios of $0.0625 \leq H/B \leq 1.0$ for Grashof number of $800 \leq Gr_{(B)} \leq 64000$. Results show that heat transfer across the base wall increases towards the hypotenuse/base intersection such that the third of the base length nearest the intersection accounts for about 60% of the heat transferred across the base. Results are well correlated by

$$\overline{Nu}_{(B)} = 1.102 (Gr_{(b)})^{0.0535} (H/B)^{-1.19} \quad \text{for } 0.0625 \leq H/B \leq 0.25$$

SUMÁRIO

Foi pesquisada a convecção laminar natural bidimensional do ar em duto triangular, horizontal comprido, utilizando técnicas numéricas, foram obtidas soluções para regime estável para $0.0625 \leq H/B \leq 1.0$. Os resultados mostram que 60% do calor transferido através da base é feito num terço (1/3) da base mais próxima a intersecção hipotenusa-base. Os resultados são bem correlacionados pela equação:

$$\overline{Nu}_{(B)} = 1.102 (Gr_{(b)})^{0.0535} (H/B)^{-1.19} \quad 0.0625 \leq H/B \leq 0.25$$

1. Introduction

Heat transfer in triangular enclosures represents a subject of practical importance, manifesting itself in problems arising out of the triangular configuration of pitched - roofs. In spite of its practical importance, however, this subject has not been given the attention it deserves and most investigations carried out on heat transfer within enclosures have been limited to rectangular regions. The present work has been motivated by a heat transfer problem associated with air-conditioning calculations for pitched roofs with horizontal suspended ceilings. Hitherto, computations made for heat loads have been based on empirical data available for pitched-roofs with ceilings following the contours of the roofs. The present problem is modelled to represent a symmetrical pitched roof system with two identical halves each of which may be considered in isolation as a right - triangular enclosure bounded by a base representing the ceiling a hypotenuse-plane representing the roof exposed to heat, and a hypothetical adiabatic wall, the height of the right-angled triangle representing the common boundary of the two equal halves of the unventilated roof cavity. The problem thus reduces to one of heat transfer by free convection in a triangular enclosure. The primary aim of the present investigation is to obtain the various heat transfer and flow parameters as well as their accompanying relationships associated with the triangular configuration.

2. Previous Work

Theoretical investigations of laminar, natural convection in rectangular enclosures have been carried out by Batchelor [1], Elder [2], De Vahl Davis [3] and Newell and Schmidt [4]. An experimental study of this problem has been undertaken by Elder [5]. Yin et al [6] have also reported an experimental study in this field. Pnueli [7], examined thermal instability in confined fluids, the model being cylindrical enclosures containing a quasi - incompressible fluid with positive coefficient of thermal expansion. Chin

et al [8] investigated the prediction of flow and heat transfer in a rectangular wall cavity with turbulent flow. Comprehensive reviews of various works on free convection in closed cavities have been reported by Ostroumov [9], Eckert and Carlson [10], and Wilkes [11].

3. Analysis

3.1. Physical Model

Before obtaining solutions to the various conservation equations associated with the problem, it is crucial to define a physical model of the problem. Such a model will usually be different from the real problem, but the differences should be such as not to mask the important physical processes associated with the problem.

The model adopted for the present work is that of a two-dimensional enclosure with a right triangular cross-section (Figure 1). Fluid motion is set up by heating the hypotenuse (the roof of the real problem exposed to the sun) while cooling the horizontal base (the ceiling).

The third side represents the common boundary between the two identical halves of the cavity (this implies that the roof cross-section is an isosceles triangle); this side shall be considered as being adiabatic. Two boundary conditions are considered for the hot wall:

- (i) isothermal wall and
- (ii) constant heat flux

For the cold wall, the boundary conditions considered are (i) isothermal cold wall and (ii) uniform rates of cooling.

3.2. Assumptions and Governing Equations

The assumptions made for the analysis below are as follows:

1. The flow is laminar and two dimensional
2. Viscous dissipation can be neglected
3. No internal heat generation is involved
4. The fluid is Newtonian
5. There exist constant properties except in the formulation of the buoyancy term

6. Compressibility effects are absent.

by reference to the physical model shown in Figure 1, under the above assumptions, the differential equations describing the flow at steady state are:

Continuity equation:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

Momentum equations:

$$\frac{u \partial u}{\partial x} + \frac{v \partial u}{\partial y} = \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{u \partial v}{\partial x} + \frac{v \partial v}{\partial y} = \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + g\beta(T-T_c) \quad (3)$$

Conservation of energy equation:

$$\frac{u \partial T}{\partial x} + \frac{v \partial T}{\partial y} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (4)$$

3.3. Boundary conditions

The boundary conditions to be satisfied by the solution to the above set of equations are:

- (i) on all the walls, $u_w = v_w = 0$
- (ii) on the adiabatic wall, $\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_w = 0$
- (iii) on the horizontal wall, $T_w = T_{c,w}$ for isothermal wall; and $\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0$ for uniform rates of cooling
- (iv) on the inclined wall, $T_w = T_{h,w}$ for isothermal wall situation, and $\frac{\partial T_w}{\partial N} = \text{constant}$ for the constant heat flux situation.

3.4. Further development of equations

The pressure term can be eliminated from Equations (2) and (3) by cross differentiation and the subtraction of

one equation from the other. Vorticity ω is now introduced into the system of equations and is defined as

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (5)$$

The use of the vorticity in the combined momentum equations and the application of the condition for continuity yield

$$\frac{u \partial \omega}{\partial x} + \frac{v \partial \omega}{\partial y} = \nu \left[\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right] + g \beta \frac{\partial T}{\partial x} \quad (6)$$

Stream function ψ is also introduced defined as

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (7)$$

$$v = - \partial \psi / \partial x \quad (8)$$

ψ can be seen to satisfy the continuity equation. The use of Equations (7) and (8) in (5) gives

$$\omega = - \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] \quad (9)$$

3.5. Dimensionless forms of governing equations

The governing equations to be solved are now Equations (4), (6), (9), (7) and (8) whose dimensionless forms are:
Energy field equation:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = Pr \left[U \frac{\partial \theta}{\partial x} + V \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] \quad (10)$$

Vorticity field equation:

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} = U \frac{\partial \Omega}{\partial x} + V \frac{\partial \Omega}{\partial y} - GrB \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad (11)$$

Stream function field equation:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = -\Omega \quad (12)$$

Velocity field equations:

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial Y} \quad (13)$$

$$V = \frac{\partial \psi}{\partial X} \quad (14)$$

Equations (10) to (14) are the final forms of the system of equations to be solved subject to the following boundary conditions:

(i) Velocities:

$$\text{On all the walls, } U_w = V_w = 0 \quad (15)$$

(ii) Temperature:

On the adiabatic wall,

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (16)$$

(iii) On the horizontal, wall

$$\theta_{c,w} = 0 \quad (17)$$

On the inclined wall, for the isothermal wall situation,

$$\theta_{h,w} = 1 \quad (19)$$

For the constant heat flux situation,

$$\frac{\partial \theta}{\partial N} = \text{constant} \quad (20)$$

(iv) Stream function:

From Equations (13), (14) and (15)

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial N} \right|_w = \left. \frac{\partial \psi}{\partial M} \right|_w = 0 \quad (21)$$

It follows that ψ_w is constant on all walls and a convenient value chosen is

$$\psi_w = 0 \quad (22)$$

(v) Vorticity:

As far as Ω is concerned, no explicit boundary conditions can be specified. However, at any step in the iterative process employed in solving the system of equations, one of two methods may be used to estimate the boundary vorticity distribution. The first method involves the use of value of U and V obtained from the solution of Equations (13) and (14) to enable Ω to be estimated from the equation relating vorticity and velocity derivatives whose non-dimensional form is

$$\Omega = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y} \quad (23)$$

The second method consists of finding Ω by use of the most recent estimates of ψ using Equation (12). The first method was utilized by Aziz and Hellums, [12] and by Newell and Schmidt [4] whereas Milkes and Churchill [13] made use of the second method. Newell and Schmidt reported that the use of the first method involves a truncation error less than that due to the second method, as well as, more importantly, yielding more stable results. The first method is employed in this study.

3.6. Finite - difference representations of the differential equations

To solve the system of equations by numerical methods, each of the governing differential equations is replaced with its finite difference representation. The entire triangular region is divided into a system of mesh lines with equal numbers of divisions in the x and y directions to ensure that the hypotenuse lies on grid intersections. The representation is then applied to the nodes of the mesh system.

Central difference representations were used in the study for Equations (10), (11) and (12), yielding three

sets of implicit non linear simultaneous difference equations. In addition, the replacement of Equations (13) and (14) with central difference representations produced two sets of explicit equations. The five sets of equations had to be satisfied by the solutions required.

Representations for regions adjacent to the walls of the region where the condition $\partial f / \partial N = 0$ holds were separately developed by a method outlined by Newell and Schmidt [4]. The representation for the estimates of boundary vorticity was similarly treated. Considering the inclined wall as an "irregular" boundary, representations for these conditions were developed by making use of direction cosines and approximations for normal derivatives on this boundary.

3.7. Nusselt numbers

The energy transported across the horizontal wall is expressed in terms of local and mean Nusselt numbers. The local Nusselt number defined for the horizontal wall, for isothermal wall situation is:

$$Nu_{(B)} = \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \quad (24)$$

The mean Nusselt number defined here is

$$Nu_{(B)} = \frac{1}{B} \int_0^B \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} dx \quad (25)$$

The equivalent local Nusselt number defined for constant heat flux condition is

$$Nu_{(B)} = \left[\frac{1}{\theta_{iw}} \right] \frac{\partial \theta_{iw}}{\partial Y} \quad (26)$$

The corresponding mean Nusselt number is

$$Nu_{(B)} = \int_0^1 Nu_{(B)} dX \quad (27)$$

The integrations in equations (15) and (17) were performed by Trapezoidal rule.

3.8. Method of solution of difference equations

The finite difference representations of normalized Equations (10) to (12) were solved by an iterative scheme according to a cyclical sequence. First, the representation of Equation (10) was solved for θ , treating U and V as known functions. Initially, test values $U(0)$ and $V(0)$ were assigned and the iteration carried out until the solution converged subject to the satisfaction of a convergence criterion. The second stage involved the solution of Equation (11) for Ω , using the values of θ obtained in the first stage and the initial values of U and V . Initially, an arbitrary boundary distribution was used for Ω . This arbitrary distribution was replaced in the next cycle of iteration by estimates of Ω obtained by using the estimates of U and V from Equation (23). The third stage in the iteration involved the solution of the representation of Equation (12) for ψ using the values of Ω obtained from the previous stage. The method of iteration here was similar to those of the first two stages; the boundary condition used here was $\psi=0$.

The explicit representations of Equations (13) and (14) were finally solved for U and V , using the most recently obtained ψ distribution.

This completed the first phase of the iterative operation. Now the values obtained in the first operation, $U(a_1)$ and $V(a_1)$ were used to repeat the entire operation for the second cycle to obtain new distributions for θ , Ω , ψ ... The operation was repeated until the desired accuracy was achieved.

A Gauss Seidel iteration routine was used to solve the sets of implicit equations. A WAFFIV computer programme was written to execute all calculations required.

4. Discussion of Results

The results presented are for $Pr = 0.733$ and for $Gr_{(D)}$ covering the range 800 to 64,000. The ratios of height/base considered are $0.0625 \leq H/B \leq 1$. The mesh system constructed for finite difference discretization consisted of mesh lines that made grid intersections on the hypotenuse of the triangular

region. Equal intervals along the x and y axes, were used for all the ratios considered. This further implied that the total number of divisions along the x -axis, y -axis and the inclined wall were always equal for any number of mesh divisions. Finally, the system employed made the ratio $\Delta Y/\Delta x$ equal to H/B for all cases. This considerably simplified computational problems. Results obtained for the two cases of isothermal hot hypotenuse and cold base, and constant heat input rates on the hypotenuse, show close similarities in many aspects. The results presented are mostly for the isothermal wall case. A few results for situations where marked contrast exist between the two cases have been displayed.

An indication of heat transported across the horizontal base wall of the triangular region is given by Figure 2. The local Nusselt number $Nu_{(B)}$ is seen to increase towards the intersection between the base wall and the inclined wall. Theoretically, $Nu_{(B)}$ tends to infinity towards the intersection. Experimental investigations have however shown that for a given physical and thermodynamic situation, a finite limit exists for $Nu_{(B)}$ at the intersection. This finite limit can be theoretically estimated by interpolating from neighbouring nodal values of $Nu_{(B)}$. The high values of $Nu_{(B)}$ as the intersection is approached is accounted for theoretically by the dependence of $Nu_{(B)}$ on the temperature derivatives near the base wall. As the intersection is approached, the temperature gradients attain high values due, on the one hand, to the nearness of the hot wall giving rise to high temperatures near the cold wall, and on the other hand, to the regress of the vertical mesh divisions towards zero compelled by the geometry of the region.

The high values of $Nu_{(B)}$ near the intersection give an indication that a given region within the neighbourhood of this intersection accounts for more than a proportionate amount of heat transported across the base wall. This indication is supported by reference to Figure 3 which shows the percentage heat transport for a neighbourhood length λ , defined as the third of the length of the base wall nearest

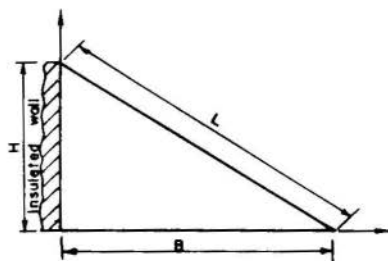
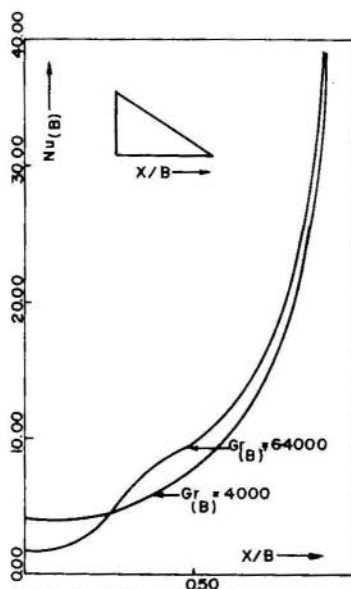


FIG.1 Physical Model

FIG.2 Local Nusselt number versus X/B for $H/B = 0.25$

he intersection. For this length, a neighbourhood length energy transport index $E\lambda$ is defined, and is computed by integrating the local Nusselt numbers over λ and expressing this integral as a percentage of the integral of $Nu_{(B)}$ over the entire base wall. It is seen that for the cases of H/B ratios considered this neighbourhood length accounts for more than 60% of the heat transported across the base wall. The practical significance of this result is that heat transport across the base wall, and hence the energy required to extract this heat from an enclosure below this base, can be considerably reduced by insulating a region equivalent to λ on the horizontal wall. The comparative curve shown for the constant heat flux case in Figure 3 shows only a slight drop in $E\lambda$. An example of the variation of the mean Nusselt $Nu_{(B)}$ with H/B is shown in Figure 4. For a given Grashof number, increase in the height to base ratio gives rise to steep drop in the amount of heat transported across the base wall. This result is to be expected because most of the heat transfer across the base wall occurs near the intersection between the base and the hypotenuse and so increasing the height of the region does little to increase the total heat transferred; the mean Nusselt number therefore decreases. It follows from this phenomenon that in practice, for a given Grashof number characterising the thermal condition imposed on the hot wall, less heat is transported across the base wall by higher H/B ratios. However, the advantage gained by increasing the H/B ratios ought to be weighed against the physical and economic factor of the increase in the overall geometry of the enclosure (Figure 5). In practice, the interplay of factors governing these two aspects of increase in H/B ratios can be determined empirically, and a graph along the lines of Figure 5 can be drawn to determine the optimum value of H/B ratio required for a specific purpose. Here, the geometrical increment parameter γ expresses the ratio of a new size to a reference size corresponding to the minimum H/B ration considered. The variation of the mean Nusselt number $Nu_{(B)}$ with $Gr_{(B)}$ is shown in Figure 6. $Nu_{(B)}$ changes very slightly with

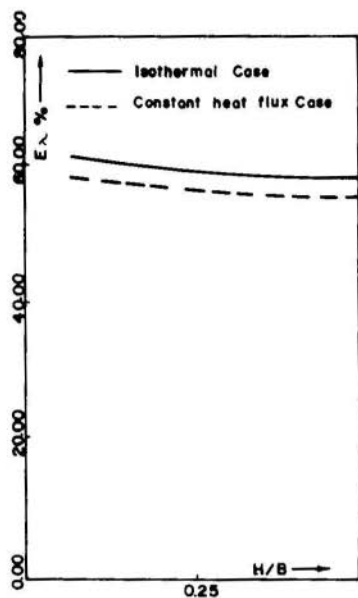


FIG. 3 Neighbourhood length energy transport index versus H/B

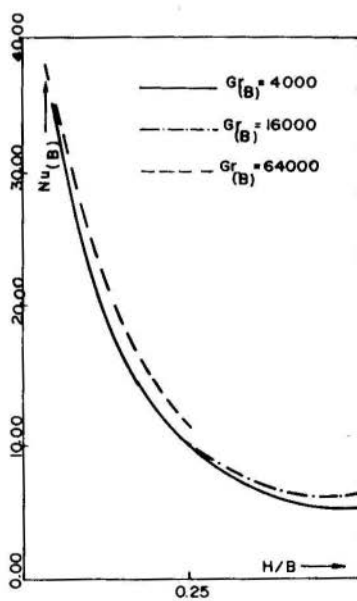


FIG. 4 Mean Nusselt Number versus H/B

FIG. 5 Mean Nusselt number and geometrical increment factors versus H/B

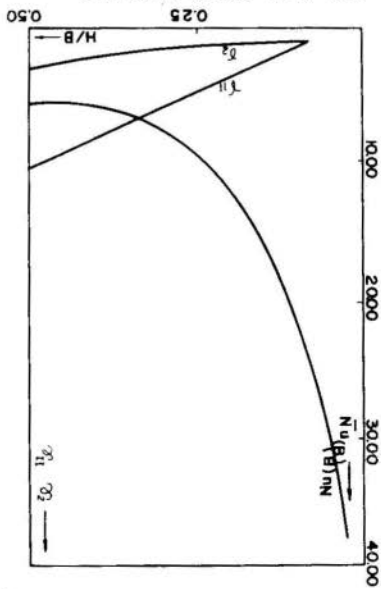
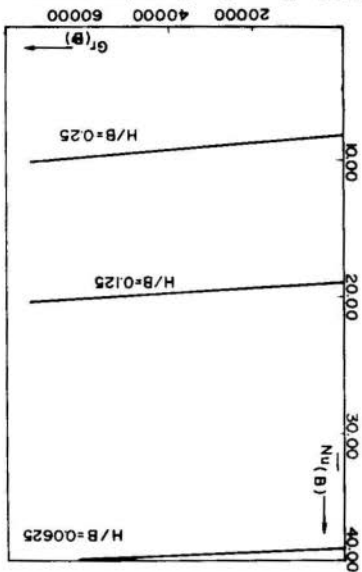


FIG. 6 Mean Nusselt number versus Graetz number



$Gr_{(B)}$. However, these changes are more pronounced for higher H/B ratios. For low H/B ratios, the changes are practically insignificant. This is because for low H/B ratios, portions of the hot and cold walls near the intersection of these walls, where most of the heat transfer occurs, are close to contact; this tends to let heat transfer by conduction predominate over heat transfer by convection.

The effect of $Gr_{(B)}$ on the steady - state dimensionless temperature distribution θ is depicted by Figure 7(a). Isotherm maps for the entire triangular region for which $H/B=0.25$ are displayed for three values of $Gr_{(B)}$. The isotherms emerge normally from the adiabatic wall and converge towards the intersection of the hypotenuse and the base wall. This point of intersection can be considered as two points, one on the hot wall, the other on the cold wall, separated by an infinitesimally small distance containing all temperature values ranging from the cold wall temperature to the hot wall temperature. Since all isothermal lines must be traced to their corresponding temperature points inside this small distance, they consequently appear to converge into a point. At relatively low $Gr_{(B)}$ of 4,000, the effect to convection on the isotherms is only slight. When the $Gr_{(B)}$ is raised to 16,000 the change in the isotherms is hardly noticeable. This situation is similar to that of pure conduction. Noticeable changes in the isotherms however take place only for the relatively high value of Grashof number of 64,000. The effect of the adiabatic wall now extends into the region of the enclosure near the central section. The isotherms are now pushed towards the hot wall for approximately the first quarter of the width of the enclosure nearest the adiabatic wall. For the remaining distance, the isotherms are pushed downward towards the cold wall. This pattern of the temperature field nears semblance to two boundary layer formations, one growing downward along the hot wall, and the other growing upward towards the isotherms wall along the base wall. The sudden depression of the near - middle sections of the isotherms indicates the possibility of a break occurring in the primary flow around these sec-

tions at higher Grashof numbers. Figure 7(b) shows comparative isotherm maps for constant heat flux situation. Here, isotherms leave normally from the adiabatic wall and end un normally on the inclined wall. An indication of the sensitivity of the stream lines to changes in the Grashof number is shown in Figure 8. Stream lines of specified strength tend to recede towards the walls of the enclosure as $Gr_{(B)}$ is raised. It is observed that stream lines of relatively greater strength are centred around the section of the enclosure where the sudden depression of isotherms occurs. It was found necessary to investigate the correlation between $Nu_{(B)}$, $Gr_{(B)}$ and H/B . By making use of Figure 4, sets of three-dimensional, linear, logarithmic simultaneous equations were solved for an expression of the form

$$Nu_{(B)} = C [Gr_{(B)}]^a [H/B]^b$$

The resulting expression is

$$Nu_{(B)} = 1.102 [Gr_{(B)}]^{0.0535} [H/B]^{-1.19}$$

This correlation holds reasonably well for H/B ratios of $0.0625 < H/B < 0.25$ and Grashof numbers over the range $4,000 < Gr_{(B)} < 64,000$. This result shows the high influence of the parameter H/B and the lesser influence of $Gr_{(B)}$ on $Nu_{(B)}$ for equivalent changes in the two parameters, a deduction which has already been mentioned from other observations.

5. Conclusions

Analysis has been carried out for heat transfer by steady, laminar, free convection in a triangular enclosure. It has been found that a considerable proportion of the heat transfer across the base wall of the region takes place near the intersection of the base and the hypotenuse. The relationship between the mean Nusselt number, $Nu_{(B)}$, the Grashof number, $Gr_{(B)}$, and the height/base ratio, H/B , is such that for equivalent changes in $Gr_{(B)}$ and H/B , the influence of H/B isotherm considerably higher factor. The results of the analysis show appreciable agreement with

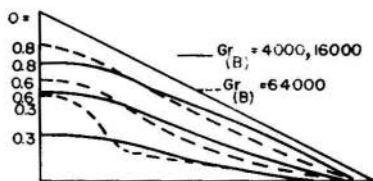


FIG. 7(a) Isotherms for $H/B = 0.25$ for isothermal case.

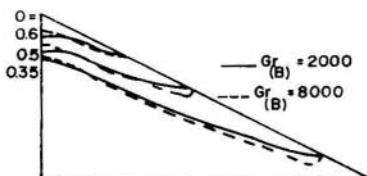


FIG. 7(b) Isotherms for $H/B = 0.25$ for constant heat flux case.

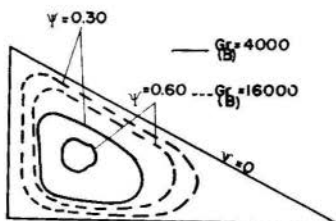


FIG. 8 Streamlines for $H/B = 0.25$

available experimental results. The two cases examined, namely isothermal hot wall and constant heat flux situations, show close similarities in several respects.

References

- [1] G.K. BATCHELOR, Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures, Q. Appl-Math , 12, 209-233 (1954).
- [2] J.W. ELDER, Numerical experiments with free convection in a vertical slot, J. Fluid Mech. 24(1), 823 - 843 (1966).
- [3] G.DE VAHL DAVIS, Laminar natural convection in an enclosed rectangular cavity, Int. J. Heat Mass Transfer, 11, 1675 - 1693 (1968).
- [4] M.E. NEWELL, and F.W. SCHMIDT, Heat transfer by laminar natural convection within rectangular enclosures, J. Heat Transfer, 159-168 (1970).
- [5] J.W. ELDER, Laminar free convection in a vertical slot, J. Fluid Mech. 23(1), 77-98 (1965).
- [6] S.H. YIN, T.Y. WUNG, and K. CHEN, Natural convection in an air layer enclosed within rectangular cavities, Int.J. Heat Mass Transfer, 21, 307 -315 (1978).
- [7] D.PNUELI, The thermal instability of confined fluids, Ph.D. Thesis, Case Institute of Technology, (1962).
- [8] E.CHIN, D. RAFINEJAD, and R.A. SEBAN, Prediction of flow and heat transfer in a rectangular wall cavity with turbulent flow, J. Appl. Mech. 351 - 358 (1972).
- [9] G.A. OSTROUMOV, Free convection in closed ca-

vities. A review of work carried out at Perm, USSR, Int. J. Heat Mass Transfer, 8, 259-268(1964)

- [10] E.G.R. ECKERT, and W.O. CARLSON, Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures. Int. J. Heat Mass Transfer, 2, 106-121 (1961).
- [11] J.O. WILKES, The finite difference computation of natural convection in an enclosed rectangular region, Ph.D. Thesis, University of Michigan(1963)
- [12] K. AZIZ and J.D. HELLUMS, Numerical solution of the three dimensional equations of motion for laminar natural convection, Physics Fluids, 10, 314-324 (1967).
- [13] J.O. WILKES and S.O. CHURCHILL, The finite difference computation of natural convection in a rectangular enclosure, A.I. Ch. E. JL 12 (1) 161-166 (1966).

Nomenclature

B	base of triangular enclosure
c_p	specific heat
E_λ	neighbourhood length energy transport index
g	gravitational acceleration
$Gr_{(B)}$	Grashof number, $g\beta B^3(T-T_c)/\nu^2$
$Gr_{(B)}^*$	modified Grashof number, $g\beta B^4 q_w/k\nu^2$
H	height of triangular enclosure
k	thermal conductivity of fluid
L	hypotenuse of triangular enclosure
M	co-ordinate tangential to wall
N	co-ordinate normal to wall
$Nu_{(B)}$	local Nusselt number
$Nu_{(B)}$	local Nusselt number
$\overline{Nu}_{(B)}$	mean Nusselt number
$\overline{Nu}_{(B)}$	mean Nusselt number
P	pressure
Pr	Prandtl number $\mu c_p/k$
q	heat transfer rate
\bar{q}	mean heat transfer rate
q_w	local wall heat transfer rate
$Ra_{(B)}$	Rayleigh number $Gr_B Pr$
T	temperature
$T_{c,w}$	cold wall temperature
$T_{h,w}$	hot wall temperature
T_m	mean temperature
w	subscript wall value
x	independent co-ordinate in horizontal direction
X	transformed x co-ordinate
y	independent co-ordinate in vertical direction
Y	transformed y co-ordinate
β	fluid coefficient of cubical expansion
ρ	fluid density
γ	ratio q/k
γ_H	geometrical increment parameter of enclosure height
γ_L	geometrical increment parameter of enclosure hypotenuse

ψ	stream function
Ψ	dimensionless stream function ψ/ν
θ	dimensionless temperature, $(T-T_c)/(T_h-T_c)$
θ	dimensionless temperature, $(T-T_m)/(B.\gamma)$
ω	vorticity
Ω	dimensionless vorticity $a^2\omega/\nu$



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.^o A-25

P.P. 410 - 419

NATURAL CONVECTION FROM THE SURFACE
OF A VERTICAL CYLINDER

Antonio F.P. Fortes, Assistant Professor
 Dept. of Mechanical Engineering
 Instituto Tecnológico de Aeronáutica
 São José dos Campos, S.P., Brasil

Francisco E.M. Saboya, Associate Professor
 Dept. of Mechanical Engineering
 Pontifícia Universidade Católica
 Rio de Janeiro, R.J., Brasil

SUMMARY

This paper describes an analytical study of the problem of a vertical cylinder in free convection. The surface temperature of the cylinder was uniform. This problem does not admit similarity solution and the conservation equations are coupled. The solution employed the "Local Nonsimilarity Method". Numerical results were obtained for a Prandtl number 0.7 and the streamwise coordinate varied from 0 to 2.4. The heat transfer results were compared with information available in the literature and a very good agreement was observed.

SUMÁRIO

Este trabalho descreve um estudo analítico do problema de um cilindro vertical em convecção livre. A temperatura da superfície do cilindro foi uniforme. Este problema não admite solução similar e as equações de conservação estão acopladas. A solução usou o "Método de Não Similaridade Local". Resultados numéricos foram obtidos para um número de Prandtl 0.7 e a coordenada na direção do escoamento variou de 0 a 2.4. Os resultados de transferência de calor foram comparados com informação disponível na literatura e uma ótima concordância foi observada.

1. Introduction

Very little information about laminar natural convection heat transfer from the outer surface of a vertical cylinder is available in the published literature. The absence of such information is understandable in view of the difficulties of solving boundary-layer nonsimilarity problems with coupled conservation equations. In the case of the vertical cylinder the nonsimilarity is caused by the transverse curvature of the surface.

The best set of results is due to Sparrow and Gregg [1]. They solved the differential equations of the laminar boundary layer using a series expansion method. The series in [1] is a power series of the streamwise coordinate and only three terms were calculated. Since no information is available about convergence of such series, the range encompassed by the dimensionless streamwise coordinate was relatively small (0-1).

On the other hand, Carne [2] carried out some experiments on vertical cylinders of various diameters and lengths. Unfortunately the experiments of Carne [2] do not contain sufficient data in the laminar-flow region.

The present work is concerned with the solution of the boundary layer equations for laminar free convection on a vertical cylinder. The solution method employed was the "Local Nonsimilarity Method" which is very well described in [3] and [4]. A two-equation model was used in such a way that the conservation equations remained intact. Some approximation was introduced only in subsidiary equations. It is thus expected that the present solution will give very accurate results. In addition, since the present problem does not have a separation point, it was possible to obtain solutions for greater values of the streamwise coordinate than those of [1].

Numerical results based on the "Local Nonsimilarity Method" are given for Prandtl number of 0.7, that is, for air. The surface temperature of the cylinder was taken to be uniform and the dimensionless streamwise coordinate varied from 0 to 2.4. The results were compared with those of [1] and a very good level of agreement was observed.

2. Theoretical Analysis

The description of the problem will be done with the aid of Fig. 1, which is a view of the cylinder.

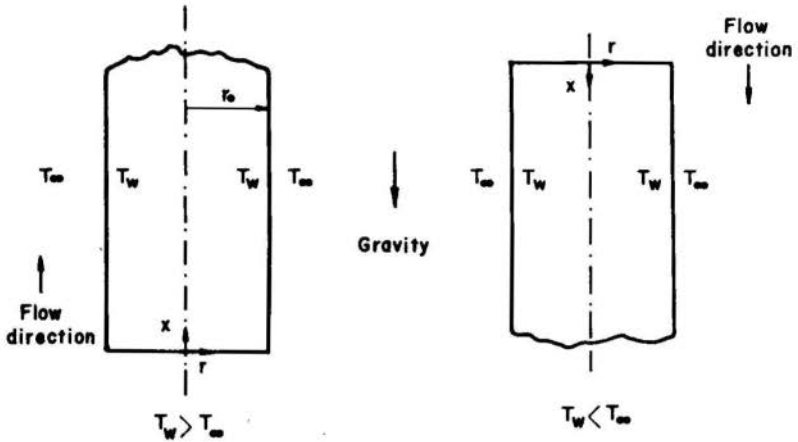


Fig. 1. Physical model and coordinates

Two situations are shown. One is for $T_w > T_\infty$ and the natural flow is upward. The other is for $T_w < T_\infty$ and a downward flow is established. The two problems are identical if the coordinate system shown in Fig. 1 is used.

The conservation equations for laminar free convection on the vertical cylinder are

$$\frac{\partial(ru)}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = g \beta (T - T_\infty) + \nu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (2)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (3)$$

The boundary conditions are

$$r = r_0: u = v = 0, \quad T = T_w \quad (1)$$

$$r \rightarrow \infty: u = 0, \quad T = T_\infty \quad (2)$$

The solution of equation (1) may be written in terms of a stream function ψ defined by the relations

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (6)$$

Guided by previous experience with boundary layer problems, the partial differential equations (2) and (3) are transformed from the (x, r) coordinate system to the (ξ, η) system using the following transformation

$$\begin{aligned} \psi &= r_0 \nu Gr_x^{1/4} f(\xi, \eta) \\ \xi &= \frac{4}{Gr_x^{1/4}} \frac{x}{r_0} \\ \eta &= \frac{r^2 - r_0^2}{4r_0} \frac{Gr_x^{1/4}}{x} \\ \theta(\xi, \eta) &= \frac{T(x, r) - T_\infty}{T_w - T_\infty} \end{aligned} \quad (7)$$

In the equations (7) Gr_x is the Grashof number defined by

$$Gr_x = \frac{g \beta (T_w - T_\infty) x^3}{\nu^2} \quad (8)$$

β is the coefficient of thermal expansion. The equations resulting from the transformation given by (7) are

$$(1 + \xi\eta) f''' + \xi f'' + \frac{3}{2} f f'' - (f')^2 + 8\theta = \frac{\xi}{2} (f'g' - g f') \quad (9)$$

$$\frac{1}{Pr} (1 + \xi\eta)\theta'' + \left(\frac{\xi}{Pr} + \frac{3}{2}f\right)\theta' = \frac{\xi}{2} (\phi f' - g \theta') \quad (10)$$

The primes represent differentiation with respect to η . g and ϕ are defined by the equations

$$g = \frac{\partial f}{\partial \xi} \quad \text{and} \quad \phi = \frac{\partial \theta}{\partial \xi}$$

The boundary conditions, equations (4) and (5), transform to

$$\eta = 0: \quad f' = f = 0 \quad ; \quad \theta = 1 \quad (11)$$

$$\eta \rightarrow \infty: \quad f' = \theta = 0 \quad (12)$$

It should be noticed that when $\xi=0$ the equations (9) and (10) are transformed in the equations of laminar free convection on a vertical flat plate. It is thus expected that, for small values of ξ , the heat transfer results for the cylinder should be close to those for the flat plate in free convection. To employ the "Local Nonsimilarity Method", equations (9), (10), (11) and (12) are differentiated with respect to ξ . Next, the terms that contain the derivatives

$$\begin{aligned} \frac{\partial g}{\partial \xi} &= \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} \\ \frac{\partial g'}{\partial \xi} &= \frac{\partial^2 f'}{\partial \xi^2} \\ \frac{\partial \phi}{\partial \xi} &= \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} \end{aligned} \quad (13)$$

are neglected assuming that $\partial^2/\partial \xi^2$ is very small. The following equations are thus obtained

$$(1 + \xi\eta) g''' + \left(\frac{3}{2} f + \xi\right) g'' - \frac{5}{2} f' g' + 2 f'' g + \eta f''' + f'' - \frac{\xi}{2} (g' g' - g g'') + 8 \phi = 0 \quad (14)$$

$$\frac{1}{Pr} (1 + \xi\eta) \phi'' + \left(\frac{\xi}{Pr} + \frac{3}{2} f\right) \phi' - \frac{1}{2} f' \phi + \frac{\eta}{Pr} \theta'' + \left(\frac{1}{Pr} + 2g\right) \theta' - \frac{\xi}{2} (g' \phi - g \phi') = 0 \quad (15)$$

$$\eta = 0 : g' = g = \phi = 0 \quad (16)$$

$$\eta \rightarrow \infty : g' = \phi = 0 \quad (17)$$

At a fixed streamwise position, ξ is a constant, and equations (9), (10), (11), (12), (14), (15), (16) and (17) can be treated as a nonlinear system of simultaneous ordinary differential equations. The solution of such equations at a fixed ξ gives f , θ , g and ϕ . The functions g and ϕ are subsidiary and of marginal interest.

It should be noticed that equations (9) and (10) remained intact. Some approximation was introduced only in the subsidiary equations (14) and (15). This is one of the main features of the present method.

3. Solutions

Numerical solutions of the equations (9), (10), (14) and (15) subject to the boundary conditions (11), (12), (16) and (17) were carried out for a Prandtl number 0.7. The streamwise coordinate ξ encompassed a range of 0 to 2.4. In this range 16 values of ξ were considered.

The numerical method was the classical Runge-Kutta procedure in conjunction with the iterative Newton's method for nonlinear equations. The computational problem was reduced to a search for the appropriate initial values $f''(\xi, 0)$, $\theta'(\xi, 0)$, $g''(\xi, 0)$ and $\phi'(\xi, 0)$ which lead to solutions of the equations of the problem satisfying the conditions $f'(\xi, \infty) = \theta(\xi, \infty) = g'(\xi, \infty) = \phi(\infty) = 0$ at the

nd of the interval of integration. The actual numerical work was done on a Burroughs B-6700 electronic digital computer. Further details relating to the numerical method are available in [5].

4. Results and Discussion

The results of greatest practical interest are the shear stress and heat transfer coefficients of the problem. To obtain the wall shear stress τ_w , we note that

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)_{r=r_0} \quad (18)$$

Introducing the variables of the analysis, the following dimensionless representation of the local wall shear stress is found

$$\frac{4 \tau_w}{\rho \left(\frac{v}{x} \right)^2 Gr_x^{3/4}} = f''(\xi, 0) \quad (19)$$

The local rate of heat transfer q_w (per unit area) can be calculated using Fourier's law

$$q_w = -K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_0} \quad (20)$$

From equation (20) results

$$\frac{2 Nu_x}{Gr_x^{1/4}} = -\theta'(\xi, 0) \quad (21)$$

where

$$Nu_x = \frac{q_w x}{(T_w - T_\infty) K} \quad (22)$$

is the local Nusselt number.

On Fig. 2, it is plotted the dimensionless heat transfer and shear stress parameters of equations (19) and (21) as function of ξ . The left-hand ordinate variable is $f''(\xi, 0)$ and the right-hand ordinate variable is $-\theta'(\xi, 0)$. For $\xi=0$, it is seen that

$$f''(0, 0) = \frac{4 \tau_w}{\rho \left(\frac{v}{x}\right)^2} Gr_x^{-3/4} = 3.840 \quad (23)$$

$$-\theta'(0, 0) = \frac{2 Nu_x}{Gr_x^{1/4}} = 0.706 \quad (24)$$

which are the free convection values for the vertical flat plate.

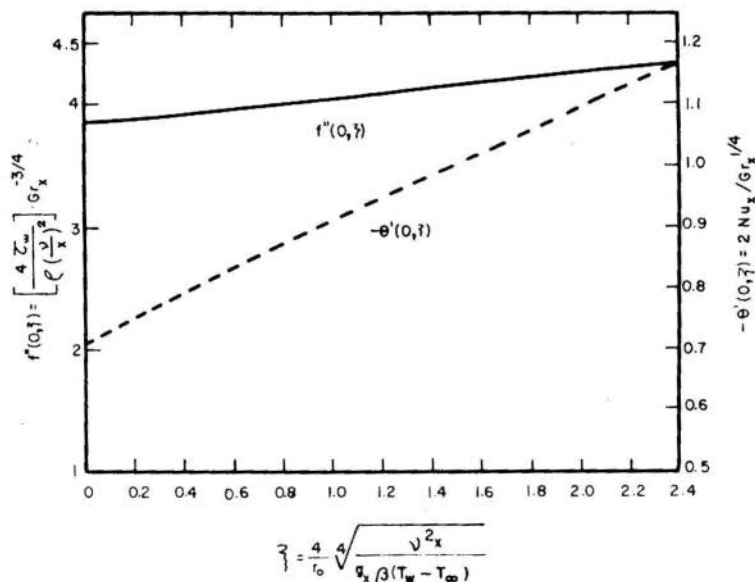


Fig. 2. Shear stress and heat transfer results, $Pr=0.7$

Inspection of Fig. 2 reveals that, as ξ increases, the results for the cylinder deviate more and more from the flat plate results. Since $\xi = \frac{4}{Gr_x} \cdot \frac{x}{r_0}$ one concludes that ξ increases with decreasing the radius of

the cylinder r_0 and with increasing x . Then, for small r_0 and long axial distances, the cylinder can not be treated as a flat plate.

If it is assumed that 5 percent error is the maximum admissible error in calculating the parameters for the cylinder using the flat plate results given by (23) and (24), then ξ should satisfy the conditions

$$\xi < 0,161 \quad (\text{based on local heat transfer}) \quad (25)$$

$$\xi < 0,886 \quad (\text{based on local shear stress})$$

Equations (25) and (26) are for $Pr=0.7$. Another conclusion from Fig. 2 is that the flat plate values are always below the cylinder.

For comparison, some of the present results and of reference [1] are listed in Table 1. It was necessary a few calculations since the streamwise coordinate of [1] is equal to $\xi/\sqrt{2}$.

TABLE 1. Comparison of results

ξ	$\theta'(\xi,0)/\theta'(0,0)$	$\theta'(\xi,0)/\theta'(0,0)$
0	1.00	1.00 (*)
0.2	1.06	1.06
0.4	1.12	1.12
0.6	1.18	1.18
0.8	1.24	1.23
1.0	1.29	1.29
1.2	1.35	1.34

(*) Ref. [1].

The ratios $\theta'(\xi,0)/\theta'(0,0)$ are identical to the ratios of the Nusselt numbers of the cylinder to the Nusselt numbers of the flat plate. The level of agreement evidenced in Table 1 lends support both to the present results and to those of reference [1].

5. Conclusions

In the present paper, the problem of the vertical cylinder in free convection was solved by a local method, that is, a method applicable independently of information from other streamwise positions. The transverse curvature of the cylinder is a factor of nonsimilarity which adds difficulty to the fact that the conservation equations are coupled.

It is worth while mentioning a difference between the "Local Nonsimilarity Method" used here and the one described in [3] and [4]. In [3] and [4] the authors neglect the terms $\frac{\partial}{\partial \xi}(f' g' - g f')$ and $\frac{\partial}{\partial \xi}(\phi f' - g \theta')$. Here we neglect only the derivatives involving $\frac{\partial^2}{\partial \xi^2}$ (equations (13)).

REFERENCES

- [1] Sparrow, E.M., Gregg, J.L., "Laminar Free Convection Heat Transfer from the Outer Surface of a Vertical Circular Cylinder", Trans. ASME, Vol. 78, pp. 1823-1829, (1956).
- [2] Carne, J.B., "Heat Loss by Natural Convection From Vertical Culinders", Philosophical Magazine Journal of Science, Series 7, Vol. 24, pp. 634-653, (1937).
- [3] Sparrow, E.M., Quack, H., Boerner, C.J., "Local Nonsimilarity Boundary-Layer Solutions", AIAA Journal, Vol. 8, pp. 1936-1942, (1970).
- [4] Sparrow, E.M., Yu, H.S., "Local Non-Similarity Thermal Boundary Layer Solutions", Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, Vol. 93, pp. 328-334, (1971).
- [5] Fortes, A.F.P., "Convecção Combinada, Forçada e Livre, sobre Superfície Externa de Cilindro Vertical", M.S. Thesis, Dept. de Eng. Mec., ITA, São José dos Campos, S.P., Brasil, (1978).

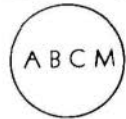


COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

PROCEEDINGS



TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-26

P.P. 420 - 429

COEFICIENTES DE TRANSFERÊNCIA PARA O ESCOAMENTO FORÇADO EM
REGIME LAMINAR ENTRE PLACAS PLANAS PARALELAS

Euclides C. Fernandes

Prof. Adjunto, ITA - Div. de Eng. Mecânica
CTA - S. J. dos Campos - SP - Brasil

Francisco E. M. Saboya

Prof. Associado, Dep. de Eng. Mecânica
PUC - Rio de Janeiro - RJ - Brasil

SUMÁRIO

Determinou-se valores locais e médios dos coeficientes de transferência para o escoamento forçado em regime laminar, permanente, incompressível, entre placas planas paralelas, incluindo a região de entrada. As condições de contorno são correspondentes ao caso de uma placa com temperatura uniforme e a outra adiabática, simulando condições aproximadas de coletores solares.

SUMMARY

Local and average transfer coefficients were determined in a incompressible, steady, laminar forced convection flow between parallel flat plates, including entrance region. Boundary conditions correspond to a plate with uniform temperature and the other adiabatic, simulating a flat plate solar collectors.

1. Introdução

O problema do escoamento interno, forçado, em regime laminar, tem sido objeto de vários trabalhos. Uma idealização comum se refere ao caso de canais de secção retângular, com grandes razões entre largura e altura, os quais são considerados como placas planas paralelas. Trata-se de uma simplificação do problema, permitindo que o escoamento seja considerado como bidimensional.

Outras simplificações, em geral admitidas, se referem às situações de regime permanente, incompressível, propriedades do fluido como constantes, além das hipóteses usuais de camada limite.

As condições do fluido na entrada do canal em geral são estabelecidas admitindo-se valores uniformes de velocidade, temperatura e pressão.

Uma situação de interesse, visando a análise de coletores solares do tipo placa plana, pode ser simulada considerando-se uma placa com temperatura uniforme (coletor) e a outra adiabática (cobertura). Neste caso, para uma análise geral do problema, interessa determinar os coeficientes de transferência de calor considerando-se tanto a região de entrada como também a região de escoamento desenvolvido.

Tratando-se especificamente do problema descrito, com as simplificações indicadas, algumas soluções foram determinadas no passado.

Sparrow [1], aplicando o método integral (Kármán-Pohlhausen), determinou resultados para valores médios dos coeficientes de transferência, na faixa de números de Graetz entre 30 e 10^5 , com o número de Prandtl variando entre 0,01 e 50. A limitação inferior do número de Graetz se prende ao fato de que o método integral só se aplica aquém das posições de pleno desenvolvimento das camadas limite dinâmica e térmica. Acima desta região, onde o método integral não mais se aplica, não se dispõe de resultados na literatura.

Stephan [2], aplicando o método de expansão em séries, analisou o mesmo problema, determinando também valores médios dos coeficientes de transferência, na faixa de números de Prandtl entre 0,01 e 1000.

Mercer et al. [3], aplicando o método de diferenças finitas, determinaram valores locais e médios dos coeficientes de transferência, para o número de Prandtl igual a 0,7, na faixa de números de Graetz entre 30 e 3000. Com base nos resultados numéricos, propôs uma expressão para a representação dos valores médios, a qual, na faixa de números de Graetz indicada, se desvia com valores inferiores a 2% relativa

mente aos valores calculados. Foram ainda comparados os resultados teóricos com valores experimentais. O método experimental consistiu na medida de temperaturas com um interferômetro em quatro posições ao longo do comprimento do canal, para números de Reynolds iguais a 300 e 1500. Resultaram portanto, oito valores de números de Nusselt locais e médios, para efeitos de comparação com os valores numéricos calculados. Fora o fato do gradiente de temperatura na parede, usado para o cálculo do número de Nusselt, ter sido calculado aproximadamente, usou-se ainda os resultados numéricos do campo de velocidade para a determinação da temperatura média global (bulk temperature). Para os valores locais observaram-se desvios da ordem de 5% relativamente aos valores numéricos, enquanto que para os valores médios os desvios chegaram a ser da ordem de 10%. Próximo da entrada do canal os desvios chegaram a ser maiores ainda do que os indicados.

Uma comparação entre os diversos resultados, na faixa de números de Graetz em que se dispunha dos mesmos, foi feita por Mercer et al. [3]. Ficou evidenciado que os valores médios determinados nas três referências citadas se desviam de até 4%, o que pode ser considerado como aceitável dentro das precisões usuais de coeficientes de transferência.

Da análise da literatura conclui-se que são disponíveis resultados analíticos somente para uma faixa de números de Graetz, com restritas comprovações experimentais. O presente trabalho apresenta resultados analíticos que completam os anteriores, bem como comprovações experimentais de alto grau de confiabilidade levadas a efeito numa ampla faixa de números de Graetz.

2. Resultados Analíticos

Valores dos coeficientes de transferência, particularmente para a faixa de baixos valores do número de Graetz, podem ser obtidos com a consideração da camada limite dinâmica desenvolvida. Considere-se as convenções ilustradas na figura 1 onde, para a região de escoamento desenvolvido, têm-se $v = 0$, $u = u(y)$ e $T = T(x,y)$. Para uma análise mais geral do problema, as seguintes variáveis adimensionais são definidas:

$$G_z = 1/x^+ = (R_e \cdot P_r) / (x/4a) \equiv \text{número de Graetz} \quad (1. a)$$

$$R_e = U_o \cdot 4a/\nu \quad \equiv \text{número de Reynolds} \quad (1. b)$$

$$P_r = \nu/\alpha \quad \equiv \text{número de Prandtl} \quad (1. c)$$

$$y^+ = 1 - (y/2a) \quad \equiv \text{coordenada adimensional} \quad (1. d)$$

$$\theta = (T - T_w)/(T_o - T_w) \quad \equiv \text{temperatura adimensional} \quad (1. e)$$

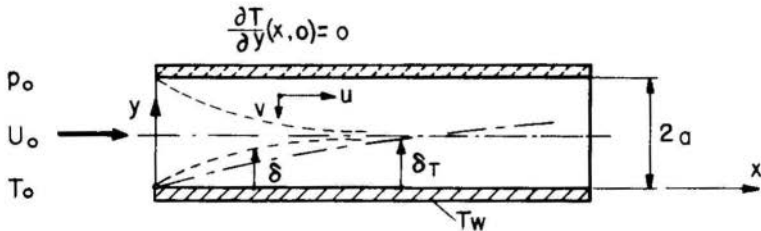


Fig.1: Canal Constituído Por Placas Planas Paralelas

Com as definições indicadas e com a consideração da região de escoamento desenvolvido a equação de energia pode ser escrita como:

$$\frac{3}{2} y^+ (1 - y^+) \frac{\partial \theta}{\partial x^+} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^{+2}} \quad (2)$$

com as seguintes condições de contorno:

$$\theta(0, y^+) = 1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial y^+}(x^+, 0) = 0 \quad \text{e} \quad \theta(x^+, 1) = 0 \quad (3)$$

Observando que a equação (2) permite separação de variáveis, verifica-se que a distribuição de temperatura pode ser representada por:

$$\theta(x^+, y^+) = \sum_0^{\infty} C_n Y_n(y^+) \exp\left(-\frac{2}{3} \lambda_n^2 x^+\right) \quad (4)$$

onde C_n representa constantes, λ_n representa auto-valores e $Y_n(y^+)$ re-

presenta auto-funções a serem determinadas através da equação:

$$Y_n''(y^+) + \lambda_n^2 y^+ (1 - y^+) Y_n(y^+) = 0 \quad (5)$$

As condições de contorno correspondentes a esta equação são dadas por:

$$Y_n'(0) = 0, \quad Y_n(0) = 1 \quad \text{e} \quad Y_n(1) = 0 \quad (6. a, b, c)$$

e as constantes C_n são determinadas através da condição:

$$\theta(0, y^+) = \sum_0^{\infty} C_n Y_n(y^+) = 1 \quad (7)$$

Convém observar que a condição (6. b) foi arbitrada tendo em vista a linearidade da equação (5), o que não constitui nenhuma perda de generalidade.

Determinando-se, para os valores discretos de λ_n que satisfazem a condição (6. c), as constantes C_n e as auto-funções que satisfazem as demais condições de contorno, pode-se determinar os coeficientes de transferência na forma do número de Nusselt local dado por:

$$N_{uo} = -2 \frac{\partial \theta}{\partial y^+}(x^+, 1) = -2 \sum_0^{\infty} C_n Y_n'(1) \exp\left(-\frac{2}{3} \lambda_n^2 x^+\right) \quad (8)$$

onde a diferença de temperatura ($T_w - T_o$) foi tomada como base para a definição do coeficiente de convecção.

O correspondente número de Nusselt médio é determinado segundo:

$$\bar{N}_{uo} = \frac{1}{x^+} \int_0^{x^+} N_{uo} dx^+ = -\frac{3}{x^+} \sum_0^{\infty} \frac{C_n}{\lambda_n^2} Y_n'(1) \left[1 - \exp\left(-\frac{2}{3} \lambda_n^2 x^+\right)\right] \quad (9)$$

Como alternativa, pode-se determinar o número de Nusselt local de finido com base na diferença de temperatura ($T_w - T_b$), onde T_b representa a temperatura média global (bulk temperature). Pode-se determinar ainda o correspondente número de Nusselt médio, valendo as seguintes relações:

$$N_{ub} = N_{uo} \exp(2x^+ N_{ub}) \quad (10)$$

$$N_{ub} = -\frac{1}{2x^+} L_n(1 - 2x^+ N_{uo}) \quad (11)$$

Dada a necessidade de um grande número de termos nas séries representadas pelas equações (8) e (9), a fim de se obter precisão para valores de x^+ pequenos, determinou-se a solução para vários auto-valores. No caso dos menores auto-valores a solução foi determinada através do método de Runge-Kutta (RK4) associado com o método de Newton-Raphson. Para grandes valores de λ_n aplicou-se o método sugerido por Sellars et al. [4], designado como método WKB.

A tabela seguinte apresenta alguns dos resultados obtidos, referentes aos cinco primeiros auto-valores. A última coluna exprime as diferenças em porcentagens dos valores de $C_n Y'_n(1)$ obtidos pelos dois métodos citados. Vale ressaltar, conforme verificações efetuadas, que estas diferenças são sempre decrescentes.

n	RK4		WKB		$\Delta\%$
	λ_n	$-C_n Y'_n(1)$	λ_n	$-C_n Y'_n(1)$	
0	3,818726	2,176551	4	2,025077	6,96
1	11,89723	1,427215	12	1,404110	1,62
2	19,92414	1,193539	20	1,184272	0,78
3	27,93834	1,063789	28	1,058625	0,48
4	35,94732	0,976802	36	0,973555	0,33

Observa-se que a partir do terceiro auto-valor já se tem uma boa concordância entre os resultados, podendo-se colocar neste caso que:

$$C_n Y'_n(1) = -3,21461 \lambda_n^{-1/3} \quad \text{com} \quad \lambda_n = 8n + 4 \quad (12)$$

Os resultados apresentados completam aqueles obtidos por Mercer et al. [3]. Conforme comentado na Introdução, estes autores determinaram uma expressão representativa dos resultados numéricos por eles ob

tidos, a qual pode ser escrita como:

$$N_{ub} = \frac{4,86 + 0,667 P_r^{-0,17} (x^+)^{-0,5}}{1 + 10,996 P_r^{-0,17} (x^+)^{0,7}} \quad (13)$$

Tendo em vista a definição do número de Nusselt médio, pode-se escrever que:

$$N_{ub} = \frac{d}{dx^+} (x^+ N_{ub}) \quad (14)$$

o que permite determinar, a partir da equação (13), uma expressão para o número de Nusselt local na forma de:

$$N_{ub} = 4,86 + 0,3335 P_r^{-0,17} (x^+)^{-0,5} \frac{1 - 4,398 P_r^{-0,17} (x^+)^{0,7}}{[1 + 10,996 P_r^{-0,17} (x^+)^{0,7}]^2} \quad (15)$$

Através das relações (10) e (11) são determinados N_{uo} e \bar{N}_{uo} .

Pode-se verificar que [5] a equação (15) representa os valores numéricos determinados por Mercer et al. [3], ($P_r = 0,7$), com desvios em geral, inferiores a 4%, o que pode ser considerado como aceitável dentro das precisões usuais de coeficientes de transferência.

Ainda, comparando os resultados analíticos do presente trabalho com os valores decorrentes da equação (15), conclui-se que, para valores de $x^+ > 3 \cdot 10^{-3}$, têm-se desvios inferiores a 2,5%, inclusive para valores de P_r maiores do que 0,7.

Vale ressaltar ainda que, para valores de x^+ muito pequenos, têm-se resultados decorrentes da equação (15) muito próximos da solução do problema de escoamento forçado sobre uma placa plana.

3. Resultados Experimentais

Observadas certas hipóteses de simplificação, mostra-se que [5], existe uma perfeita analogia entre os problemas de transferência de calor e de massa para o canal ilustrado na figura 1.

Assim, a sublimação de uma placa de naftaleno, sob ação do escoamento forçado, a qual substitui a parede do canal com temperatura uniforme, permite estabelecer condições análogas ao problema de transferência de calor. Portanto, para se obter expressões dos coeficientes de transferência de massa do problema em estudo, basta trocar o número de Prandtl P_r pelo número de Schmidt ($S_c = \nu/D$) e o número de Nusselt N_u pelo número de Sherwood S_h nas equações (13) e (15). Convem observar que, para a difusão de naftaleno no ar tem-se $S_c = 2,5$.

Através de medidas das espessuras de naftaleno sublimada, pode-se correlacionar os resultados experimentais na forma do número de Sherwood local S_{h0} em função da coordenada x^+ . No caso do presente trabalho as citadas medidas foram feitas com um comparador de grande precisão (0,002 mm). Outros detalhes do método experimental bem como desenvolvimentos gerais relativos ao método usado para redução de dados experimentais são encontrados na referência [5].

Na figura 2 são comparados os resultados experimentais obtidos com os valores decorrentes da equação (15). Observou-se que a maior parte dos resultados se desviam no máximo da ordem de 2 a 3% dos valores de referência. As experiências foram efetuadas para uma faixa de números de Reynolds entre 100 e 1500, com a relação entre o comprimento do canal e a sua altura variando entre 5 e 20, de tal forma a se cobrir uma ampla faixa de x^+ .

A título de verificação dos resultados experimentais, valores globais dos coeficientes de transferência foram determinados com uma balança de precisão (0,0001 g) e comparados com os valores médios, obtidos por integração dos valores locais. De maneira geral, resultaram valores que se aproximavam com desvios inferiores a 2%.

Os resultados para os valores médios \bar{S}_{h0} são comparados na figura 3 com os valores decorrentes da equação (13), observando-se desvios na faixa de 2 a 6%.

4. Conclusões

Os resultados analíticos apresentados para a região de escoamento desenvolvido completam aqueles existentes na literatura [1], [2] e [3].

Através da analogia entre transferência de calor e massa foram determinados valores experimentais dos coeficientes de transferência, numa ampla faixa de números de Graetz, os quais serviram de base de comparação para os valores analíticos.

Conclui-se que os valores médios e locais dos coeficientes de transferência para o problema apresentado, podem ser representados com boa precisão, respectivamente, pelas equações (13) e (15).

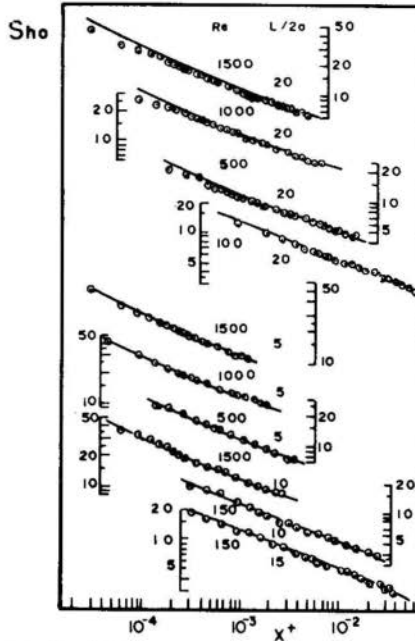


Fig.2 - Número de Sherwood Local [6]

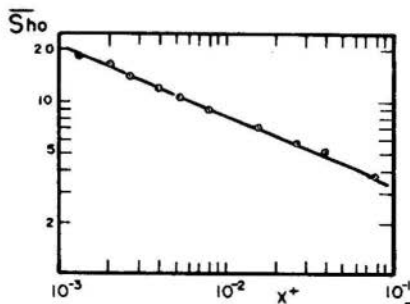


Fig.3 - Número de Sherwood Médio [6]

Bibliografia

- [1] Sparrow, E. M., Analysis of Laminar Forced Convection Heat Transfer in Entrance Region of Flat Rectangular Ducts. NACA TN 3331, (1955).
- [2] Stephan, K., Wärmelübertragung Laminar Strömender Stoffe in einseitig beheizten oder gekühlten ebenen Kanälen. Chemie.-Ingr.-Tech., Vol. 32, pp 401-404, (1960).
- [3] Mercer, W. E., Pearce, W. M. and Hitchcock, J. E., Laminar Forced Convection in the Entrance Region Between Parallel Flat Plates. Journal of Heat Transfer, Vol. 89, pp 251-257, (1967).
- [4] Sellars, J. R., Tribus, M. and Klein, J. S., Heat Transfer to Laminar Flow in a Round Tube or Flat Conduit- The Graetz Problem Extended. Trans. ASME, Vol. 78, pp 441-448, (1956).
- [5] Fernandes, E. C., Analogia entre Transferência de Calor e de Massa no escoamento entre Placas Planas Paralelas. Tese de Doutorado, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, SP, Brasil, (1977).
- [6] Fernandes, E. C. and Saboya, F. E. M., Experiments on Forced Convection in Asymmetrically Heated Channels. Proceedings of the Seventh Canadian Congress of Applied Mechanics, May 27 - June 1st, Sherbrooke, (1979).



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-27

P.P. 430 - 437

HEAT TRANSFER COEFFICIENT OF A FLAT PLATE
WITH TRANSITION

C.Y. Liu

Professor Colaborador, Depto.Eng.Mecânica
FEC/UNICAMP - Campinas - São Paulo - Brasil

SUMMARY

Using an analysis based more closely on the physical model than previous formulae, a closed form of formula for the average heat transfer coefficient of flow over a flat plate with transition in the absence of pressure gradient is obtained. The results depend upon the Reynolds numbers at the transition point and at the end of the plate. Comparisons are made with existing data, reasonable agreement is obtained.

SUMÁRIO

Usando uma análise baseada mais rigorosamente no modelo físico descrito pelas fórmulas anteriores, é obtida uma fórmula de forma fechada para calcular o coeficiente médio de transferência de calor sobre uma placa plana com transição na ausência do gradiente pressão. Os resultados dependem dos números de Reynolds no ponto de transição e no fim da placa. São feitas comparações com dados existentes, sendo obtida uma concordância razoável.

1. Introduction

The flow along a flat plate with zero angle of incidence is a simple and practical problem in the field of fluid mechanics. There exist two types of flow on the surface of the plate if the length of the plate is sufficiently long; laminar flow near the leading edge and turbulent flow downstream. Several methods have been reported to calculate the average skin friction, heat and mass transfer coefficients on the surface, but some of them do not agree with the actual physical phenomena. Schlichting [1] reported an equation to calculate the average skin friction coefficient by assuming that the turbulent boundary layer also starts from the leading edge of the plate. Later two modified equations were introduced by Collar [2] and Liu [3]. They assumed that the virtual origin of the turbulent layer is located somewhere between the leading edge and the point of transition, depending on the momentum thickness at the point of transition. The modified equation proposed by Liu fits the existing data best.

By assuming that the turbulent layer also starts from the leading edge, Sissom and Pitts [4] and Ekert [5] presented an equation for calculating the average Nusselt number. Since the turbulent layer does not start from the leading edge. This may induce some error into the results.

This paper presents an equation for evaluating the average heat transfer coefficient across a flat plate. This equation fits the actual physical phenomena better than that of Ekert's. Comparisons are made with limited existing data, good agreements are obtained.

2. Analysis

This analysis is similar to the analysis by [3], figure 1 shows the model of this analysis. X_c is the point of transition and X_i is the notional leading edge of a plate which in wholly turbulent flow gives an identical turbulent layer from X_c to L . Assuming that the imaginary turbulent layer from X_i to X_c follows the 1/7th power law and the momentum thickness is continuous at X_c , we have

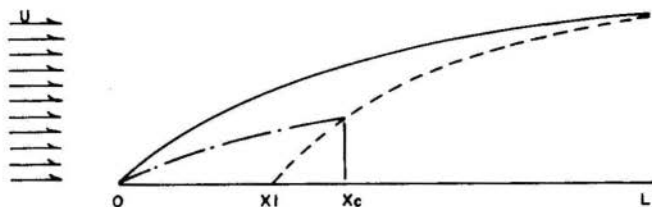


FIG.(1) THE MODEL

$$0.664 \left(\frac{\nu X_c}{U} \right)^{1/2} = 0.036 (X_c - X_1) \left[\frac{U(X_c - X_1)}{\nu} \right]^{-1/5} \quad (1)$$

where

U = freestream velocity of the flow

ν = kinematic viscosity of the fluid.

After some arrangements, Eq.(1) becomes

$$R_{ic} = (18.44 R_{oc})^{1/2} \quad (2)$$

where

$$R_{ic} = \frac{U(X_c - X_1)}{\nu}$$

$$R_{oc} = \frac{UX_c}{\nu}$$

Eq.(2) will be used to calculate the virtual origin of the turbulent layer.

If Q_1 , Q_2 and Q_3 are, respectively, the heat flux across the plate with width b in the region of $0X_c$, X_1L and X_1X_c , then the total heat flux across the plate, Q , is

$$Q = Q_1 + Q_2 - Q_3$$

writing in terms of heat transfer coefficient, h , we have

$$\begin{aligned}
 Q = & \int_0^{X_c} h_{X\ell} (T_w - T_\infty) b \, dX + \int_0^{L-X_i} h_{Xt} (T_w - T_\infty) b \, dX \\
 & - \int_0^{X_c - X_i} h_{Xt} (T_w - T_\infty) b \, dX \quad (3)
 \end{aligned}$$

where

- $h_{X\ell}$ = laminar convective heat transfer coefficient
 h_{Xt} = turbulent " " " "
 T_w = wall temperature
 T_∞ = freestream temperature

The total heat flux across the surface can also be written in terms of the mean heat transfer coefficient h_m ,

$$Q = h_m (T_w - T_\infty) bL \quad (4)$$

Equating Eqs.(3) and (4), we have

$$\begin{aligned}
 h_m = & \frac{1}{L} \left(\int_0^{X_c} h_{X\ell} \, dX + \int_0^{L-X_i} h_{Xt} \, dX - \int_0^{X_c - X_i} h_{Xt} \, dX \right) \\
 = & \frac{X_c}{L} h_{m1} + \frac{L-X_i}{L} h_{m2} - \frac{X_c - X_i}{L} h_{m3} \quad (5)
 \end{aligned}$$

where h_{m1} , h_{m2} and h_{m3} are, respectively, the mean heat transfer coefficient in the three regions $0X_c$, X_iL and X_iL_c . Then the mean Nusselt number assumes the form

$$N_{um} = \frac{h_m L}{K} = N_{um1} + N_{um2} - N_{um3} \quad (6)$$

where N_{um1} , N_{um2} and N_{um3} are mean regional Nusselt number in the three regions $0X_c$, X_iL and X_iX_c . Their forms are:

$$\begin{aligned}
 N_{um1} &= 0.664 R_{oc}^{1/2} \\
 N_{um2} &= 0.0366 R_{iL}^{4/5} \\
 N_{um3} &= 0.0366 R_{ic}^{4/5}
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

where

$$\begin{aligned}
 R_{oc} &= \frac{UX_c}{\nu} \\
 R_{iL} &= \frac{U(L-X_i)}{\nu} = \frac{U(L-X_c)}{\nu} + \frac{U(X_c-X_i)}{\nu} = R_{cL} + R_{ic} \\
 R_{ic} &= \frac{U(X_c-X_i)}{\nu}
 \end{aligned}$$

Substituting Eq.(7) into Eq.(6), we have the final form

$$N_{um} = \left[0.664 R_{oc}^{1/2} + 0.0366 (R_{iL}^{4/5} - R_{ic}^{4/5}) \right] \tag{8}$$

If the effect of Prandtl number is considered, a factor of $Pr^{1/3}$ should be included in Eq.(8), where Pr is the Prandtl number. Ekert [5] result is

$$N_{um} = \left[0.664 R_{oc}^{1/2} + 0.0366 (R_{oL}^{4/5} - R_{oc}^{4/5}) \right] \tag{9}$$

Comparing Eqs(8) and (9), we can find that the last terms of these equations are different.

By applying the same process, we can find an identical equation for the mass transfer coefficient across the plate. It has exactly the same form as Eq.(8).

3. Comparison and Discussion

Eq.(5) is plotted in figure 2, together with data presented by Sissom and Pitts [4]. The calculation are performed according to the following steps: knowing the Reynolds number at transition, R_{oc} , and R_{oL} , R_{ic} can be calculated by Eq.(2). Then N_{um} is calculated by Eq.(5). It can be seen from figure 2 that the agreement is very good.

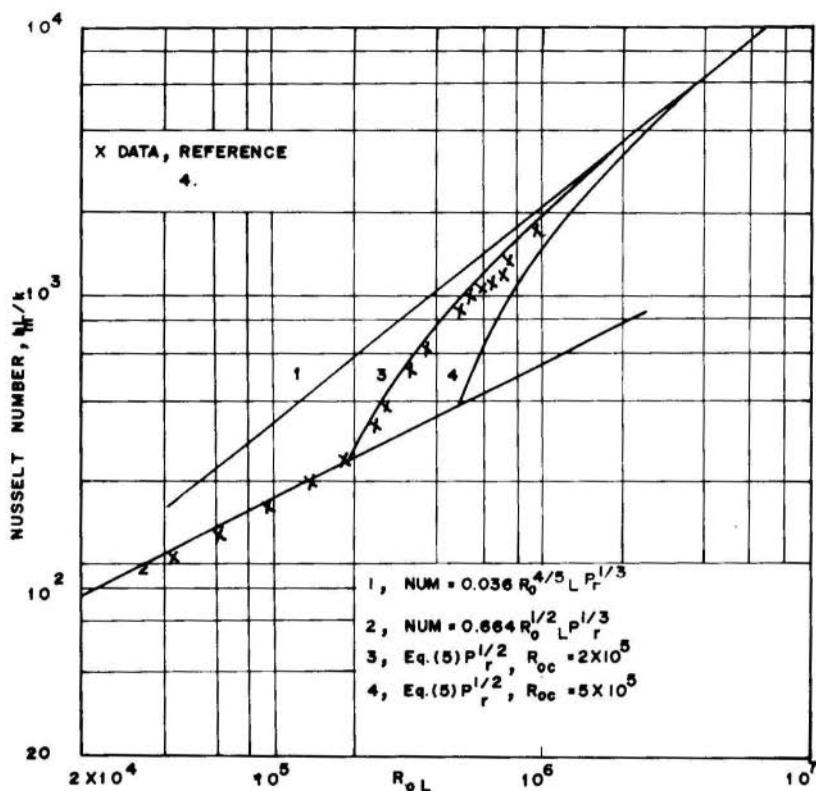


FIG.(2) MEAN NUSSLETT NUMBER & REYNOLDS NUMBER.

The relative difference between Eq.(8) and Eq.(9) is represented by

$$RD = \frac{N_{um(9)} - N_{um(8)}}{N_{um(8)}} \quad (10)$$

The result is shown in figure 3. The RD value depends upon R_{oL} and R_{oc} . The maximum value of RD for $R_{oc} = 2 \times 10^5$ is about 5.2%.

4. Conclusion

A closed formula for calculating the mean Nusselt

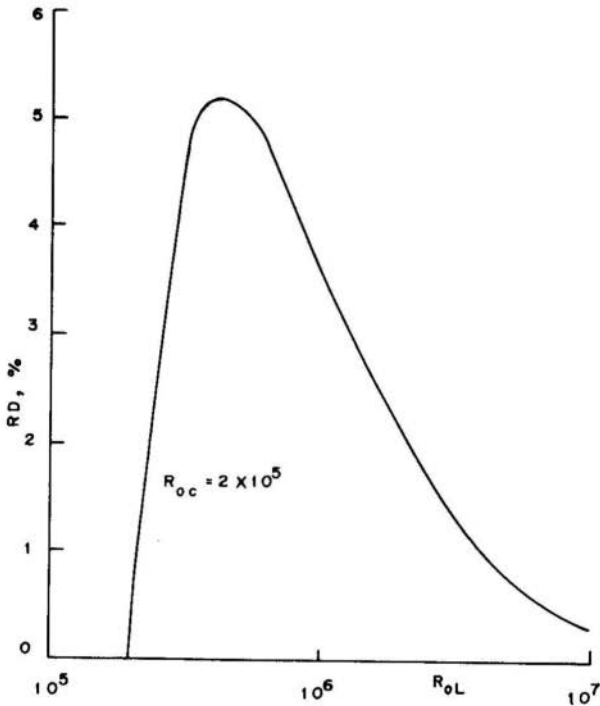


FIG.(3) PER CENT DIFFERENCE BETWEEN THE TWO APPROACHES.

number of flow over a flat plate with transition is presented. It has a better physical basis than existing ones. The maximum relative difference between the present results and that of Ekert is about 5.2% for the transition Reynolds number 2×10^5 . The result can also be applied to calculate the mass transfer properties.

Bibliografia

- [1] Schlichting, H., "Boundary Layer Theory", McGraw-Hill Book Co., 6th.Ed., pp.599-601, (1968).
- [2] Collar, A.R., A Closed Formula for the Drag of a Flat Plate with Transition in the Absence of Pressure Gradient. Journal of the Royal Aeronautical Society, vol.64, p.38, (1960).

- [3] Liu, C.Y., Drag of a Flat Plate with transition in the Absence of Pressure Gradient. Journal Aircraft, AIAA, vol.9, n° 7, pp. 509-510, July, (1972).
- [4] Sisson, L.E. and Pitts, D.R., "Elements of Transport Phenomena", McGraw-Hill Book Co.,(1972).
- [5] Ekert, E.R., "Introduction to the Transfer of Heat and Mass", McGraw-Hill Book Co., (1950).



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-28

P.P. 438 - 447

COMPORTAMENTO DE ESCOAMENTO SUBSÔNICO ATRAVÉS DE TELAS

Narciso Angel Ramos Arroyo

Prof. Aux. de Ensino - Depto. Eng. Mecânica
 CT/UFSC - Florianópolis - SC - Brasil

Sumário

Neste trabalho analisa-se o comportamento de um escoamento subsônico de número de Reynolds em torno de 1000, quando atravessa perpendicularmente uma tela plana de tecido quadrado; ressalta-se a análise semi-empírica para a obtenção da queda de pressão do escoamento atrás da tela. Para as experiências utilizou-se telas de nylon comerciais de porosidade $\beta = 0,589$, $\beta = 0,533$ e $\beta = 0,366$ e duas telas metálicas de porosidade $\beta = 0,669$ e $\beta = 0,485$.

Summary

In this work the behaviour of a subsonic flow with Reynolds number about 1000, passing perpendicularly through a plane grid of quadratic wire, is considered. A semi-empiric analysis for pressure losses, behind the grid is obtained and interpreted. The experiments were performed with three commercial grids of nylon with the porosity $\beta = 0,589$, $\beta = 0,533$ and $\beta = 0,366$ and with two metallic grids with $\beta = 0,669$ and $\beta = 0,485$.

1. Introdução

O presente trabalho surgiu da necessidade de se ter conhecimento de como influem as telas de nylon comerciais nos escoamentos, quando são colocadas em túneis de vento.

Apresenta-se uma análise semi-empírica do comportamento do escoamento na presença da tela e a comparação com outros trabalhos feitos por diferentes pesquisadores.

Para a realização das experiências foi necessária a construção de um túnel de vento apropriado para a realização dos testes; foram utilizadas primeiramente, telas de nylon comerciais de três diferentes tipos, mas não foi possível obter-se resultados completos e, portanto, utilizou-se também dois tipos de telas de metal.

Durante as experiências foi obtida a queda de pressão produzida pelas telas sendo o intervalo de número de Reynolds compreendido entre 500 e 1500.

2. Características de telas e definições prévias

Uma tela é caracterizada geometricamente pelo tipo do elemento (fio redondo, quadrado, etc.), pela forma de combinação (tecido quadrado, etc.) e pela forma da tela (plana, etc.)

Para uma tela de tecido quadrado como a usada nos ensaios deste trabalho, temos as seguintes definições:

a) Porosidade - A porosidade β , é definida como a relação que existe entre a área coberta pela seção livre da tela, projetada no plano da tela, e a área total projetada no mesmo plano. Assim

$$\beta = A_f/A_t = |1 - (d/\ell)|^2$$

onde A_f = área da seção livre; A_t = área total; d = diâmetro do fio; ℓ = distância da separação entre fios.

b) Solidez - A solidez s , é definida como a relação que existe entre a área coberta pelos fios projetada no plano da tela, e a área total projetada no mesmo plano. Logo temos que a área total é:

$$A_t = A_f + A_s \quad \text{ou} \quad 1 = \beta + s$$

onde A_s = área coberta pelos fios.

c) Queda de pressão e coeficiente de arrasto - O coeficiente de arrasto K , é definido como a relação existente entre a queda de pressão estática através da tela e a pressão dinâmica na frente da tela, ou seja

$$K = \Delta p / (\rho/2) V_1^2$$

Da análise adimensional, temos a seguinte expressão:

$$K = f(\text{Re}, \beta, \text{modelo})$$

Nesse tipo de análise, Re define-se como:

$$\text{Re} = V_1 d / \nu \beta$$

onde: Δp = queda de pressão = $p_e - p_s$; V_1 = velocidade média na frente da tela; d = diâmetro do fio da tela; ν = viscosidade cinemática do escoamento.

3. Arrasto produzido pelas telas

O arrasto produzido pelas telas pode ser considerado como aquele produzido por um cilindro de diâmetro igual ao do fio componente da tela e que apresenta uma área de bloqueio igual a $A_s = A_t - A_f$.

Se o coeficiente de arrasto do fio da tela é C , e considerando a velocidade característica do fluido como aquela que se produz na menor seção que separa dois fios paralelos da tela, isto é V_1/β , temos que o arrasto produzido pela tela considerada como cilindro é:

$$p_e - p_s = C \rho/2 (V_1/\beta)^2 s$$

O arrasto da tela, considerada como tela mesmo é obtido da definição de coeficiente de arrasto e é:

$$p_e - p_s = K (\rho/2) V_1^2$$

Igualando estas duas últimas expressões, e evidenciando C tem-se:

$$C = |\beta^2 / (1 - \beta)| K$$

Das investigações feitas por Wieghardt [1] foram obtidas as seguintes relações:

$$C = 6(V_1 d/\beta v)^{-1/3}$$

Então

$$K = 6(1 - \beta)\beta^{-5/3}(V_1 d/v)^{-1/3}$$

válidas para um intervalo de Re compreendido entre 60 e 600.

Schubauer [2], obteve o seguinte resultado, também para baixos números de Reynolds:

$$C = 5,5(V_1 d/\beta v)^{-1/3}$$

Então

$$K = 5,5(1 - \beta)\beta^{-5/3}(V_1 d/v)^{-1/3}$$

4. Descrição das experiências

Os ensaios foram feitos no Laboratório Aerodinâmico da Divisão de Engenharia Aeronáutica do ITA, utilizando o túnel de vento mostrado na figura 1 construído especialmente para este propósito. Foram estudados o comportamento do fluido em cinco tipos de telas de tecido quadrado. Foram feitas observações correspondentes à distribuição de pressões ao longo do túnel. As figuras 2 e 3 mostram os resultados destas experiências.

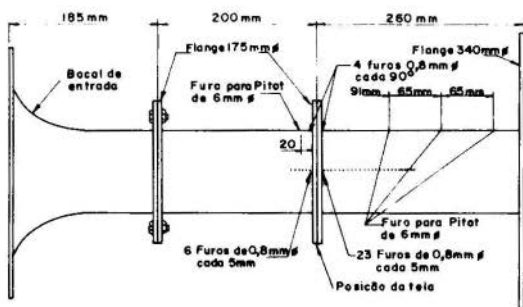


Fig. 1 - Túnel de vento

5. Método semi-empírico para a obtenção das perdas através de telas

Para a análise teórica das perdas através de telas, considera-se o volume de controle mostrado por meio da li-

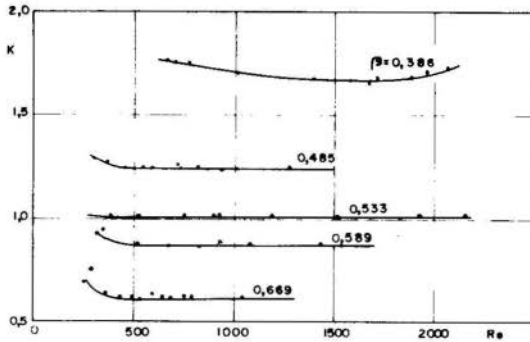


Fig. 2 - Curvas K vs Re

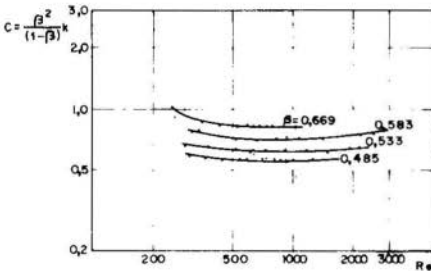


Fig. 3 - Curvas C vs Re

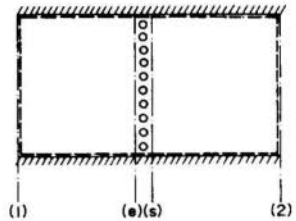


Fig. 4 - Volume de controle para analisar o método semi-empírico.

nha tracejada da figura 4.

Admitindo por enquanto, que as velocidades médias e as médias quadráticas estejam relacionadas por meio das equações:

$$\begin{aligned} \overline{(V_1^2)} &= \alpha_1 (\overline{V_1})^2 & \overline{(V_e^2)} &= \alpha_e (\overline{V_e})^2 \\ \overline{(V_s^2)} &= \alpha_s (\overline{V_s})^2 & \overline{(V_2^2)} &= \alpha_2 (\overline{V_2})^2 \end{aligned}$$

Da equação da energia e da definição de K obtém-se

$$P_1 - P_2 = \frac{\rho}{2} | \overline{(V_e^2)} + \overline{(V_1^2)}(K - 1) + \overline{(V_2^2)} - \overline{(V_1^2)} | \quad (1)$$

Aplicando a equação da quantidade de movimento ao volume de controle entre (1) e (2), tem-se

$$(p_1 - p_2) - D = \rho |(\overline{V_2^2}) - (\overline{V_1^2})| \quad (2)$$

onde $D = (p_e - p_s)s = K s \rho/2 (\overline{V_1^2}) =$ arrasto produzido pela tela. Logo a equação (1) pode ser escrita como:

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} |(K s - 2)(\overline{V_1^2}) + 2(\overline{V_2^2})| \quad (3)$$

Consideremos agora dois casos extremos no comportamento do fluido, ou seja, o escoamento de baixa velocidade (figura 5), e o escoamento de alta velocidade (figura 6).

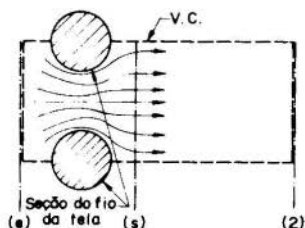


Fig.5 - Escoamento através de tela com Re baixo.

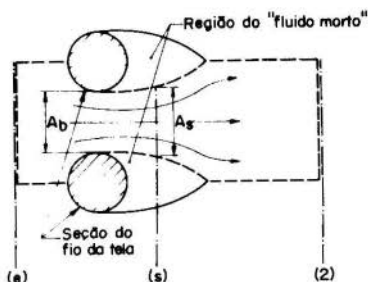


Fig.6 - Escoamento através de tela com Re alto

Da figura 5, pode-se ver que para Re baixo (ou baixa velocidade) tem-se:

$$A_e = A_s = A_2$$

$$V_e = V_s = V_2$$

Logo:

$$(\overline{V_e^2}) = \alpha_e (\overline{V_2^2})^2$$

$$(\overline{V_s^2}) = \alpha_s (\overline{V_2^2})^2$$

Substituindo em (1), tem-se:

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} |(\alpha_e - \alpha_s + \alpha_2)(\overline{V_2^2})^2 + (K - 1)\alpha_1(\overline{V_1^2})^2| \quad (4)$$

e, substituindo-se agora em (3), obtêm-se

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} |\alpha_1(K s - 2)(\overline{V_1^2})^2 + 2\alpha_2(\overline{V_2^2})^2| \quad (5)$$

Igualando estas duas últimas equações, simplificando e agrupando, obtêm-se:

$$\left(\frac{\bar{V}_2}{\bar{V}_1}\right)^2 = \frac{\alpha_1(K\beta + 1)}{\alpha_s + \alpha_2 - \alpha_e} \quad (6)$$

que é a expressão que fornece a relação de velocidade média depois da tela e a velocidade antes da tela, em função da porosidade e o coeficiente de arrasto da tela, para baixas velocidades.

Aplicando a equação da continuidade na figura 6 e assumindo $A_s = A_b$, tem-se

$$\bar{V}_s = \bar{V}_2/\beta \quad \bar{V}_e = \beta \bar{V}_s = \bar{V}_2$$

Substituindo na equação (1) e (3) e igualando, tem-se

$$\left(\frac{\bar{V}_2}{\bar{V}_1}\right)^2 = \frac{\alpha_1(K\beta + 1)\beta^2}{\alpha_1 + (\alpha_2 - \alpha_e)\beta^2} \quad (7)$$

que é a expressão que fornece a relação de velocidades médias depois e antes da tela em função da porosidade e o coeficiente de arrasto da tela no caso de altas velocidades.

Admitindo, como primeira aproximação, que:

$$\alpha_1 \approx \alpha_e \approx \alpha_s \approx \alpha_2$$

as equações (6) e (7) passam a ser:

$$\left(\bar{V}_2/\bar{V}_1\right)^2 = (K\beta + 1) \quad (\text{Re baixo})$$

$$\left(\bar{V}_2/\bar{V}_1\right)^2 = (K\beta + 1)\beta^2 \quad (\text{Re alto})$$

Para número de Reynolds intermediário (em torno de 1000), deseja-se expressar:

$$\left(\bar{V}_2/\bar{V}_1\right)^2 = (K\beta + 1)\beta^n \quad \text{onde } 0 < n < 2 \quad (8)$$

Como se quer obter uma fórmula do tipo $K = K(\beta)$, isso será possível se for achado um valor de n tal que o primeiro membro da equação (8) se torne constante.

Na fig. 7, obtida dos resultados experimentais, vê-se que a maioria das curvas cruzam-se na região correspondente ao valor de n contido entre 0,3 e 0,4, e o valor correspon-

dente de $(K\beta + 1)\beta^n$, varia entre 1,18 e 1,28. Escolhendo um valor intermediário de 1,20, vê-se que os valores de n , variam entre 0,38 e 0,49 para todas as telas consideradas.

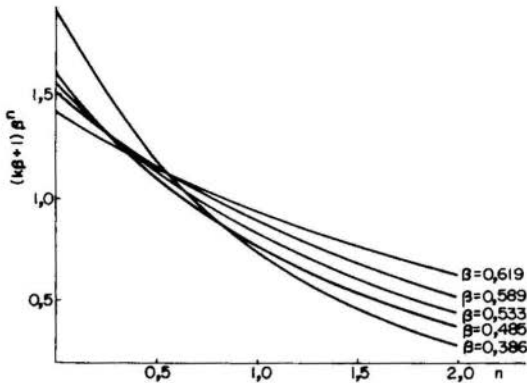


Fig. 7 - Curvas $(K\beta + 1)\beta^n$ vs n para $Re = 1000$.

Tomando uma média ponderada, por exemplo, $n = 0,42$, a equação (8) passa a ser:

$$(K\beta + 1)\beta^{0,42} = 1,20$$

ou então
$$K = \left(\frac{1,20}{\beta^{0,42}} - 1\right) \frac{1}{\beta} \quad (9)$$

Das experiências feitas para telas com $\beta = 0,589$ e $\beta = 0,366$, obteve-se: $\sqrt{V_2}/\sqrt{V_1} \approx 1,045$, ou seja $(\sqrt{V_2}/\sqrt{V_1})^2 \approx 1,10$.

Na figura 7 vemos que os valores de n para as cinco curvas variam de 0,5 a 0,62.

Tomando o valor $n = 0,55$, obtêm-se a fórmula:

$$K = \left(\frac{1,10}{\beta^{0,55}} - 1\right) \frac{1}{\beta} \quad (10)$$

Como é de se esperar, o valor de K (isto é, as perdas) cresce quando a porosidade β da tela diminui (com $\beta = 0$, tem-se $K = \infty$). Porém, aparentemente as perdas reais crescem um pouco mais rápido do que as obtidas da equação (9).

Para ter-se uma idéia de como a função $K = K(\beta)$ varia com os números de Reynolds, observe-se que na fig. 2, para Re em torno de 1000, o valor de K é quase constante com $\beta =$

constante para um intervalo razoavelmente grande ($500 < Re < 1500$).

Porém, para valores de uma ordem de grandeza menor ($Re = 100$) as diferenças se tornam mais acentuadas.

Annand [5] obteve a seguinte relação:

$$K = 0,71(1 - \beta^2)/\beta^2$$

A fig. 8 mostra a comparação entre esta última expressão com a equação (9) e os valores experimentais obtidos neste trabalho.

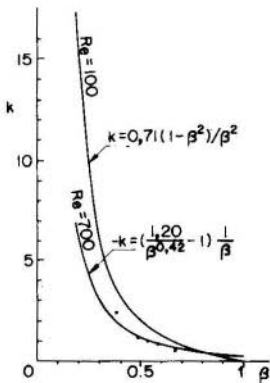


Fig. 8 - Comparação com as curvas de Annand.

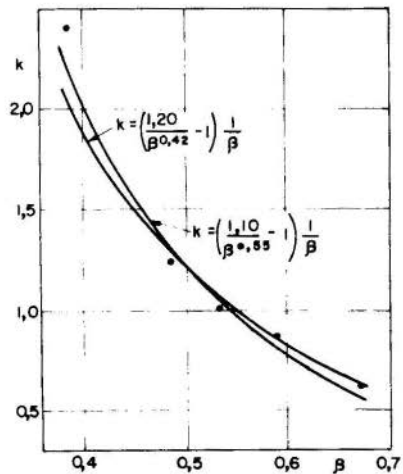


Fig. 9 - Curvas K vs β para $Re = 1000$.

6. Conclusões

Dos resultados obtidos por Wieghardt, vemos que existe uma relação linear no gráfico $C \times Re$, para um intervalo de 60 a 600. Dos resultados deste trabalho podemos acrescentar que esta relação não é mais válida para maiores números de Reynolds; assim do gráfico (3) vemos que o coeficiente C torna-se mais constante, (não muda muito) até o intervalo a proximado de $Re = 2000$, e para um mesmo número de Reynolds o coeficiente C é maior para valores maiores de β .

Do gráfico $K \times \beta$ (fig. 9) observa-se também que é possível obter uma família de curvas para diferentes intervalos

los de número de Reynolds (maiores intervalos que o utilizado) seguindo o método empregado neste trabalho.

Para telas que se encontram no intervalo deste trabalho, tanto em características delas, como no número de Reynolds utilizado é possível estimar o coeficiente de arrasto que pode produzir.

Bibliografia

- [1] Wieghardt, K.E.G., On the resistance of screens. The Aeronautical Quarterly, Vol. IV, Feb. (1953).
- [2] Schubauer, G.B.; Spangenberg, W.G. and Klebanoff, P.S., Aerodynamic characteristics of damping screens, N.A.C.A.T.N. 2001.
- [3] Baines, W.D. and Peterson, E.G., An investigation of flow through screens, ASME Head Quarters, January 30, 1950.
- [4] Taylor, G.I. and Batchelor, G.K., The effect of wire gauze on small disturbances in a uniform stream, Quart, Journal Mechanical and Applied Math. Vol. II, Pt 1, 1949.
- [5] Annand, W.J.D., The resistance to air flow of wire gauzes, Journal of the Royal Aeronautical Society March 1953.



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º A-29

P.P. 448 - 455

APLICAÇÃO DO CONCEITO DE ACUMULAÇÃO DO FRIO NOS
RESFRIADORES DE TANQUE

Judit Zoltán Halász

Departamento de Engenharia Mecânica
Faculdade de Engenharia de Campinas

Sumário

Os equipamentos frigoríficos dos resfriadores de leite trabalham durante 4 a 6 horas por dia. Este fato demanda a aplicação do conceito de acumulação do frio nos resfriadores de tanque. O trabalho analisa o uso de equipamento frigorífico de menor capacidade frigorífica que trabalha durante a maior parte do dia, resfriando e congelando um meio intermediário, assegurando deste modo a capacidade frigorífica adequada para a grande carga térmica das ordenhas.

Summary

The refrigeration equipment of a milk cooler works 4 - 6 hours per day which makes possible the application of cold accumulation.

The paper analyses such an application with a refrigeration equipment working during the most part of the day, thus having a smaller refrigerating capacity, cooling and freezing an intermediate liquid and accumulating the cold for the peak load of the milking.

1. Introdução

O resfriamento do leite nas granjas ocorre duas vezes por dia, e como deve ser um processo rápido, a utilização do equipamento frigorífico é muito baixa, 4-6 horas por dia.

Surgiu a idéia de transformar um resfriador de leite de produto nacional do tipo tanque aplicando o conceito de acumulação de frio. Desta maneira, pode-se usar um equipamento frigorífico de capacidade frigorífica consideravelmente menor, que retira o calor necessário durante mais ou menos 24 horas em vez de 4-6 horas.

Esta operação diferente tem uma influência na variação de temperatura do leite. O objetivo do trabalho foi determinar - através de uma programação de computador, os efeitos da transformação sobre a temperatura do leite e sobre a capacidade frigorífica necessária.

2. Análise

Um resfriador de leite de tanque de expansão direta com capacidade de 500 litros por dia, produto nacional (Fig. 1) foi testado no laboratório da Faculdade de Engenharia de Alimentos e Agrícola da UNICAMP. O equipamento mostrou características favoráveis do ponto de vista do tempo de resfriamento e manutenção de temperatura do leite, não havendo o perigo de congelamento.

Foi elaborado um programa para simular o processo de resfriamento de leite com este equipamento durante 24 horas. O fato que o equipamento frigorífico trabalhou apenas 4-6 horas por dia, surgiu a possibilidade de acumulação do frio nos resfriadores do tanque.

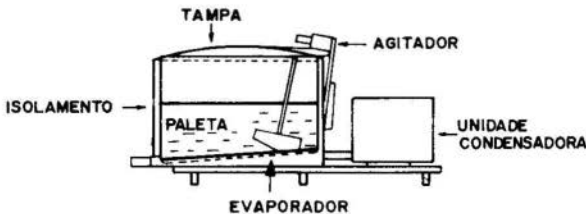


Fig.1 - Resfriador de leite de tanque de expansão direta.

Mantendo as dimensões básicas do tanque testado, introduzimos certas modificações na construção atual, mostrada na Fig.2, e elaboramos um novo programa, usando o conceito de acumulação do frio, pela formação do gelo na superfície do evaporador colocado na água de resfriamento na camisa do tanque.

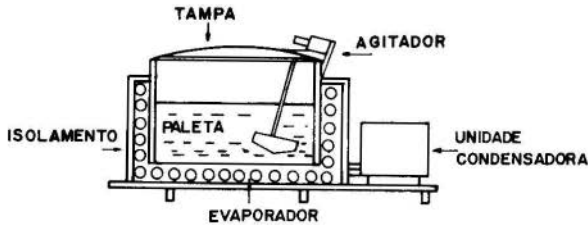


Fig. 2 - Resfriador de leite de tanque modificado, para acumulação de frio.

Para os cálculos usamos as propriedades térmicas da água.

Admitindo as temperaturas iniciais e finais do leite 35 e 4°C respectivamente, a quantidade de uma ordenha sendo 250 l e duas ordenhas por dia, foi dimensionado o evaporador de modo que seja possível a formação do gelo na quantidade necessária entre as duas ordenhas.

Usando um fator de 1,2 que corresponde às perdas de calor, a capacidade frigorífica média do equipamento frigorífico será

$$\dot{Q}_0 = 775 \text{ kcal/h}$$

Considerando 3 horas durante as quais a temperatura do leite da primeira ordenha deve atingir 4°C, e 5% a perda do resfriador durante este período, o calor retirado será:

$$Q' = 5513 \text{ kcal}$$

Assim a capacidade da acumulação deve ser:

$$Q_{ac} = 5513 - (775.3) = 3188 \text{ kcal}$$

Durante este processo a água da camisa se aquece, e uma certa quantidade de gelo se descongela.

Admitimos o diâmetro máximo do gelo, $D = 50 \text{ mm}$ e o volume total da camisa de 250 l . Após a dedução do volume ocupado pelo tubo do evaporador obtemos a quantidade total da água e do gelo, que pode ser fixado como 223 kg .

Selecionando-se tubo de cobre $1/2''$ e considerando o comprimento do tubo 40 m , a massa máxima de gelo é de $67,37 \text{ kg}$.

Neste caso a massa mínima de água na camisa é de $155,63 \text{ kg}$.

Admitindo-se ainda um aumento de 5°C na temperatura da água de resfriamento, a quantidade de gelo que se descongela durante o resfriamento será $30,31 \text{ kg}$. Isso significa que após a temperatura do leite ter atingido 4°C ainda há uma camada de gelo no evaporador.

Neste dimensionamento muitos dados são admitidos, mas foram tomados na base de execução de vários cálculos pelo computador.

Além dos dados já mencionados, assumimos a temperatura da água do resfriamento no momento do primeiro despejo, sendo $0,1^{\circ}\text{C}$, e calculamos:

- A. a temperatura do leite no tanque
- B. a temperatura da água de resfriamento na camada
- C. a capacidade frigorífica
- D. o diâmetro do gelo no tubo do evaporador.

Registramos estes valores durante as ordenhas e até a temperatura da quantidade total de leite no tanque atingir 4°C em cada 3 minutos , e depois em cada 15 minutos .

A. A variação da temperatura do leite no tanque, devido ao resultado dos seguintes componentes de transmissão de calor, avalia-se da seguinte forma:

- a) O leite cede calor à água do resfriamento através do fundo e da parede do tanque.

Foi verificado que nestes casos o coeficiente global de transferência de calor varia basicamente em função da temperatura do leite, e foram elaboradas as equações considerando este fato.

b) O calor transferido através da tampa do tanque. Este valor é positivo quando a temperatura do ar ambiente é maior do que a do leite, e negativo no caso contrário. O coeficiente global de transferência de calor inclui o coeficiente da película exterior da tampa e a resistência da camada do ar em cima do leite no tanque. Esta resistência é função da espessura da camada do ar, e as temperaturas da tampa e do leite, devido ao fato que a transmissão de calor envolve convecção, condução e radiação, sendo estes dois últimos fatores dominantes.

c) O calor introduzido pelo trabalho agitador. Aqui usamos dados dos experimentos.

B. A variação da temperatura da água de resfriamento da camisa do tanque é devida ao resultado:

- do calor recebido do leite e do ar ambiente através da parede e do fundo
- do calor cedido para o gelo na superfície do evaporador

Os coeficientes globais de transferência de calor são calculados sempre em função da temperatura do leite, assim como o coeficiente da película entre o gelo e a água em função do diâmetro do gelo e da temperatura da água.

C. A capacidade frigorífica do equipamento sendo basicamente função da temperatura de evaporação, sempre foi calculada considerando este fato. A temperatura de evaporação é consequência do balanço entre compressor e evaporador, e se estabelece em qualquer tempo. O coeficiente global de transferência de calor entre o refrigerante em ebulição e o gelo varia com a temperatura de evaporação e é calculado em função deste valor.

D. O diâmetro do gelo varia constantemente devido ao calor cedido pela água e ao calor retirado pela evaporação do refrigerante.

O programa do computador para seguir as variações mencionadas foi elaborado na base destes fatos.

Os resultados mostram que o processo de resfriamento do leite tem as mesmas características que no caso de expansão direta e a acumulação, porém mais lento no último caso. Mesmo assim a temperatura de 10°C e de 4°C foi atingida dentro de tempo aceitável pelas exigências do Instituto Internacional do Frio [1]. Além disso, entre duas ordenhas o leite chega à temperatura mais baixa, e pode ser entregue a esta temperatura.

As figuras 3, 4 e 5 mostram a variação da temperatura do leite, da água de resfriamento e do diâmetro do gelo.

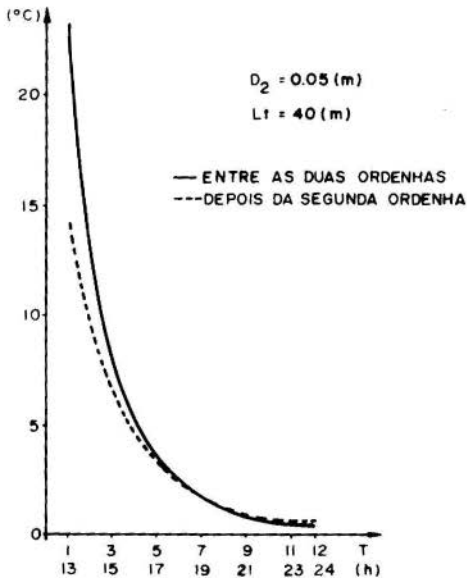


Fig. 3 - Variação da temperatura do "leite" entre as duas ordenhas e depois da segunda ordenha.

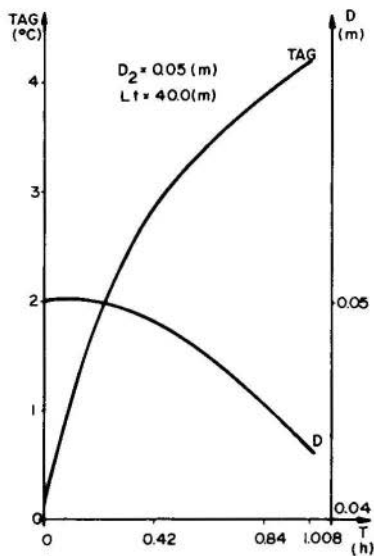


Fig. 4 - Variação da temperatura da água de resfriamento e do diâmetro do gelo durante a primeira ordenha.

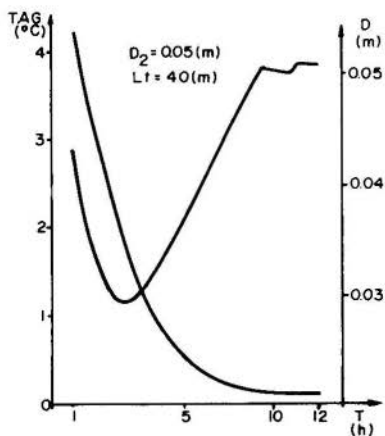


Fig. 5 - Variação da temperatura da água de resfriamento e do diâmetro do gelo entre as duas ordenhas.

3. Conclusões

A capacidade do equipamento frigorífico de acumulação é menor que 1/3 da capacidade frigorífica do equipamento testado.

Acredita-se que a economia, por isso, ultrapassa o aumento dos custos em vista da modificação do resfriador, possibilitando uma diminuição do custo de investimento.

O consumo de energia não foi calculado, porém os resultados permitem o seguinte raciocínio: o calor total retirado por dia é maior, no caso da acumulação, por causa da temperatura final mais baixa do leite. A menor unidade condensadora tem geralmente um menor COP (coeficiente de performance = capacidade frigorífica em relação ao consumo de energia). Estas circunstâncias provocam maior consumo de energia pela acumulação, mas a temperatura de evaporação média é mais alta e atua em direção contrária. Pode-se esperar que a diferença no consumo de energia não seria significativo. Como a pequena unidade condensadora pode ser monofásica, isso traz vantagem nos locais onde a ligação trifásica não é disponível.

Os principais parâmetros do sistema de acumulação, o diâmetro máximo do gelo, o comprimento do tubo do evaporador e a capacidade frigorífica da unidade condensadora não têm grande influência na variação da temperatura do leite. Há a possibilidade da otimização.

Bibliografia

- [1] International Institute of Refrigeration.
"Refrigeration Techniques in Developing Countries"
1976.



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º A-30

P. P. 456- 465

K-ε TURBULENCE MODEL APPLIED TO ROD BUNDLE AXIAL FLOWS

Hugo Cardoso da Silva Junior

Graduate Student, Mech. Eng. Dept.

PUC/RJ - Brasil

Pedro Carajilescov

Associate Professor, Mech. Eng. Dept.

PUC/RJ - Brasil

SUMMARY

In general, nuclear reactor fuel elements and heat exchangers consist of rod bundles with fluid flowing parallel to the rods. In the present study, a (K-ε) statistical turbulence model is applied to calculate the axial and secondary velocity fields, the wall shear stress distribution and friction factors considering different aspect ratios for triangular and square arrays.

SUMÁRIO

Em geral, elementos combustíveis de reatores nucleares ou trocadores de calor consistem de feixes de barras com um fluido escoando paralelo às barras. No presente estudo, um modelo estatístico (K-ε) de turbulência é aplicado para calcular os campos axial e secundário de velocidades, a distribuição da tensão de cisalhamento na parede e coeficientes de atrito considerando diferentes relações de aspecto para arranjos triangular e quadrado.

1. Introduction

Axial flows in rod bundles occur in nuclear reactor cores and heat exchangers and, in general, their heat transfer capability dominates the behavior of the equipments. These facts uncovered the necessity of tools in order to allow the designer to predict the characteristics of such flows with accuracy. During the past few years, the development effort generated several studies about the velocity field in rod bundles. Deissler and Taylor [1] imposed the universal velocity profile along guessed lines of normal velocity gradients. The procedure is repeated iteratively after the determination of new normal velocity gradient lines. The method of Ibragimov and co-workers [2], developed for any geometry, was the basis for the computer code VELVET-II, written by Bender and Magee [3], applicable to rod bundle flows. The method assumes a semi-empirical wall shear stress distribution and universal velocity distributions are taken along radial lines. Other methods of analysis have been applied to rod bundles such as the Prandtl's mixing length theory applied by Bender and Switick [4] and Buleev's model [5] applied by its author. All the mentioned methods predict only the axial velocity field, failing to describe the secondary flow generated by the assymetry of a rod bundle channel. However, it has been experimentally observed by Trupp and Azad [6], Kjellström [7] and Subbotin [8] that secondary flows have great influence on the shape of the wall shear stress distribution and it is expected to affect the local heat transfer coefficient distribution and to be important in the mixing process between adjacent channels. To date, only statistical turbulence models have the capability of predicting secondary flows, although their universality has not been demonstrated. These models assume that the turbulence fluctuations are random in nature and that a few of the statistical properties of turbulence are supposed to obey laws of generation, dissipation and transport. They are usually classified by the number of additional differential transport equations necessary to

provide closure to the basic Reynolds equations. Carajilescov and Todreas [9] applied a one-equation statistical model of turbulence to rod bundles, using an algebraic expression to the mixing length, determined experimentally.

In the present study, a two-equation (K - ϵ) statistical turbulence model is applied to rod bundles with triangular and square arrays, for different aspect ratios and Reynolds numbers.

2. Analytical Method

The one- and two-equation models relate the Reynolds stresses to axial velocity gradients with the turbulent viscosity, ν_T , given by the Prandtl-Kolmogorov expression

$$\nu_T = C_v \frac{K^2}{\epsilon}, \quad (1)$$

where K is the turbulence kinetic energy (TKE), ϵ is the TKE dissipation rate and C_v , a constant. In the present work, transport equations are written for K and ϵ , being solved together with the transport equations for the axial velocity, v_z , the vorticity, ω , and the stream function, ψ . These five equations, in cylindrical coordinates, can be put in the generic form

$$a_\phi \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \phi \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{\partial}{r \partial \theta} \phi \frac{\partial \psi}{\partial r} \right] - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r b_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{\partial}{r \partial \theta} b_\phi \frac{\partial \phi}{r \partial \theta} \right] = F_\phi, \quad (2)$$

with the parameters ϕ , a_ϕ , b_ϕ , and F_ϕ given in Table 1.

Following Launder and Ying's [10] approach, the difference $(\overline{v_\theta'^2} - \overline{v_r'^2})$, that appears in the vorticity source term, can be written as

$$(\overline{v_\theta'^2} - \overline{v_r'^2}) \approx -c \frac{K^3}{\epsilon^2} \left[\left(\frac{\partial v_z}{r \partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 \right], \quad (3)$$

where c is a constant.

TABLE 1. Parameters of the Transport Equations

ϕ	a_ϕ	b_ϕ	F_ϕ
v_z	1	$1 + \frac{v_T}{v}$	$-\frac{1}{\rho v} \frac{\partial P}{\partial z}$
ω	1	1	$-\frac{1}{v} \frac{\partial}{r \partial \theta} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (v_\theta'^2 - v_r'^2) \right]$
ψ	0	1	$\frac{\omega}{v}$
K	1	$1 + \frac{v_T}{\sigma_K v}$	$\frac{v_T}{v} \left[\left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{r \partial \theta} \right)^2 \right] - \frac{\epsilon}{v}$
ϵ	1	$1 + \frac{v_T}{\sigma_\epsilon v}$	$C_{\epsilon_1} \frac{v_T}{v} \frac{\epsilon}{K} \left[\left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{r \partial \theta} \right)^2 \right] - C_{\epsilon_2} \frac{1}{v} \frac{\epsilon^2}{K}$

The values of the constants used in the present work are given in Table 2.

TABLE 2. Constants of the K- ϵ Model

Constant	Value	Observation
C	0.07	turbulent viscosity
σ_K	1.0	turbulent diffusion of K
σ_ϵ	1.3	turbulent diffusion of ϵ
C_{ϵ_1}	1.55	source term of ϵ
C_{ϵ_2}	2.0	source term of ϵ
c	0.0084	vorticity source term
K	0.419	law of the wall
E	9.8	law of the wall

The set of equations was solved for the typical subchannels shown in Fig. 1.

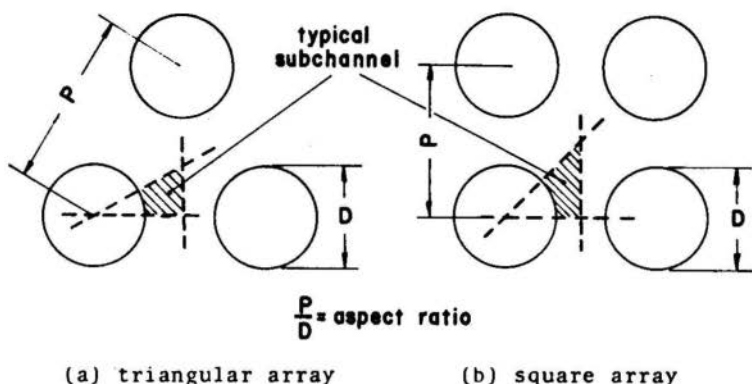


Fig. 1. Typical geometries for rod bundle axial flows

3. Results

Figure 2 shows a comparison between the experimental and analytical (one-equation model) results presented in Ref. [11] with the analytical results given by the K- ϵ model. As can be observed, the present results are in close agreement with the experimental data although they do not improve the results already obtained by the simpler one-equation model. The improvement is greater for the predictions of the TKE, as shown in Fig. 3. Predictions of wall shear stress distributions are shown in Fig. 4, compared to experimental data. The decrease of the wall shear stress for large θ is due to the fact that the secondary flow stream (shown in Fig. 5) carries fluid with lower axial momentum from regions of intermediate θ to regions of large θ , reducing the radial gradient of the axial velocity. It is worth mentioning that the secondary flow presents two swirls, one of them, located near the gap, much weaker than the other. The region near the gap presents a geometry similar to a symmetrical annulus, which does not tend to create vorticity. The central region of the subchannel, however, is strongly asymmetrical, creating a strong secondary flow swirl. In

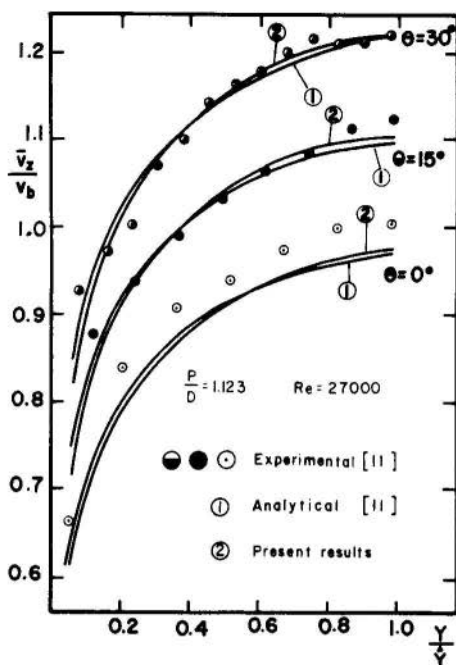


Fig. 2. Comparison between experimental and analytical axial velocity distributions

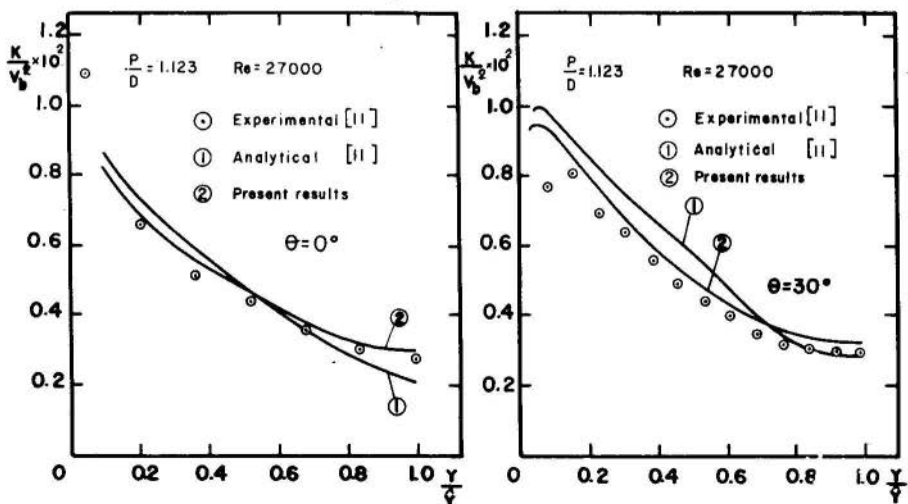


Fig. 3. Comparison between experimental and analytical results for the TKE

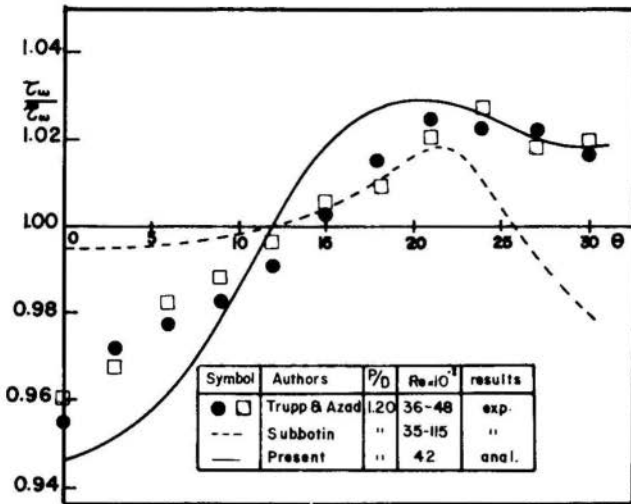


Fig. 4. Comparison between experimental and analytical results for the wall shear stress distribution

fact, it is the author's opinion that this strong swirl induces the weaker one. Fig. 6 shows a comparison between wall shear stress distributions for triangular and square arrays, for the same P/D and Re. As expected, variations are greater for the square array.

Additional results can be found in Ref. [12].

4. Conclusions

The present results show that the K- ϵ model represents a powerful tool for analyses of flows in rod bundle, eliminating the need for algebraic expressions for the mixing length, required by simpler models, including also effects of convection and diffusion on the mixing length distribution (which can be obtained from K and ϵ). This method has, on the other hand, the disadvantage of requiring the solution of one more transport equation, increasing the computation time.

5. Acknowledgements

This research was conducted with financial support from CNEN-Comissão Nacional de Energia Nuclear, Brasil. The authors, gratefully, acknowledge this support.

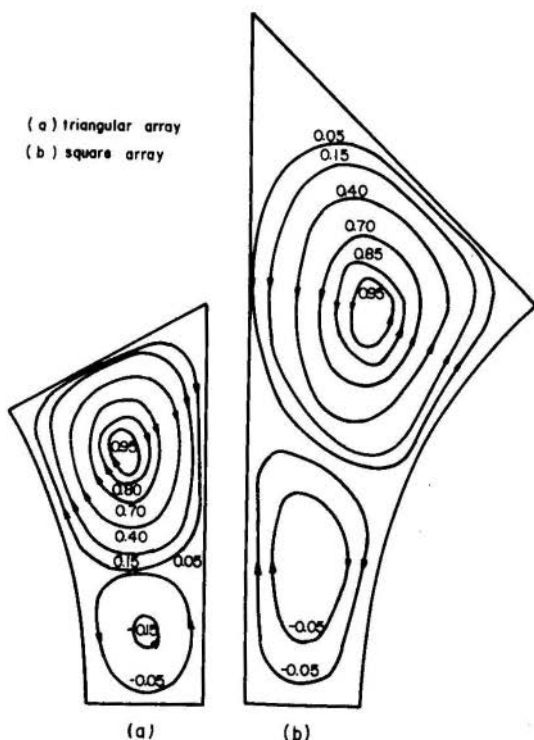


Fig. 5. Predicted normalized streamlines for $\frac{P}{D}=1.20$ and $Re=2.7 \times 10^4$

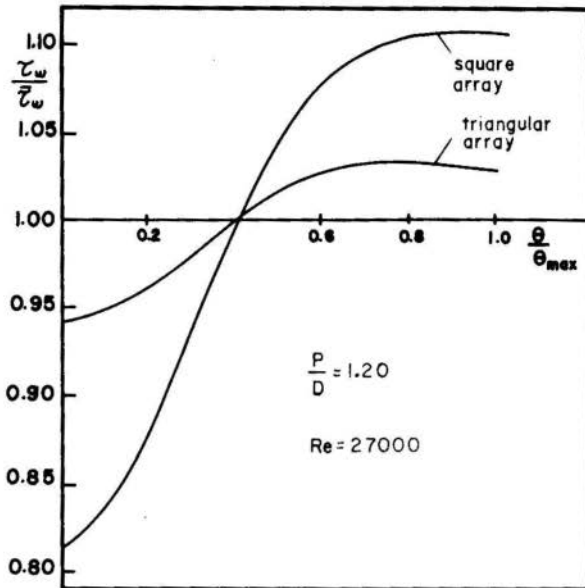


Fig. 6. Comparison between wall shear stress distributions for triangular and square arrays

REFERENCES

- [1] Deissler, G.R. and Taylor, M.F., "Analysis of Axial Turbulent Flow and Heat Transfer through Banks of Rods or Tubes", Reactor Heat Transfer Conference of 1956, TID-7529, pt. 1, Vol.2, 1957.
- [2] Ibragimov, M.Kh. et al., "Calculation of the Tangential Stresses at the Wall of a Channel and the Velocity Distribution in a Turbulent Flow of Liquid", Sov. Atomic Energy, Vol. 21, N.2, pp. 731-739, (1966).
- [3] Bender, D.J. and Magee, P.M., "Turbulent Heat Transfer in a Rod Bundle with Liquid Metal Coolant", GEAP-10052, (1969).

- [4] Bender, D.J. and Switick, D.M., "Turbulent Velocity Distribution in a Rod Bundle", ASME 68-WA/HT-36, (1968).
- [5] Buleev, N.I., "Theoretical Model of the Mechanism of Turbulent Exchange in Fluid Flow", AERE-Transl. 957, (1963).
- [6] Trup, A.C. and Azad, R.S., "The Structure of Turbulent Flow in Triangular Array Rod Bundles", Nucl. Eng. Des., Vol. 32, pp. 47-84, (1975).
- [7] Kjellström, B., "Studies of Turbulent Flow Parallel to a Rod Bundle of Triangular Array", Report AE-RV-196, AB Atomenergi, Sweden, (1971).
- [8] Subbotin, V.I. et al., "Velocity Field of Turbulent Fluid Flow in a Longitudinal Streamline of Clusters of Rods", AEC-tr-7189, (1971).
- [9] Carajilescov, P. and Todreas, N.E., "Experimental and Analytical Study of Axial Turbulent Flows in an Interior Subchannel of a Bare Rod Bundle", J. Heat Transfer, pp. 262-268, (May 1976).
- [10] Launder, B.E. and Ying, W.M., "Prediction of Flow and Heat Transfer in Ducts of Square Cross-Section", The Inst. Mech. Eng., Proceedings 1973, Vol. 187 37/73, pp. 455-461, (1973).
- [11] Carajilescov, P., "Experimental and Analytical Study of Axial Turbulent Flows in an Interior Subchannel of a Bare Rod Bundle", Ph.D. Thesis, MIT Nucl. Eng. Dept., (1975).
- [12] Da Silva, H.C., Jr., "Estudo Analítico da Distribuição de Velocidades no Escoamento Axial Através de Feixes de Barras, com um Modelo Estatístico ($K-\epsilon$) de Turbulência", MS Thesis, Mech.Eng.Dept., PUC/RJ, (1979).



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TECNOLÓGICO
 TECHNICAL PAPER

N.º 19

P.P. 466 - 473

" MODELO EXPERIMENTAL DE UM MOTOR TIPO STIRLING "

Jan Leon Scieszko

Prof. Titular - Prog. de Eng. Mecânica
 COPPE/UFRJ - Rio de Janeiro - RJ - Brasil

SUMÁRIO

Neste trabalho descreve-se, de uma maneira resumida, os resultados obtidos nas pesquisas visando o desenvolvimento de motores Stirling. Um protótipo de motor Stirling foi construído no Programa de Engenharia Mecânica da COPPE/UFRJ. O motor em desenvolvimento é de pistão-livre, o que resulta em apenas duas partes móveis. São apresentados alguns resultados experimentais obtidos com este protótipo.

SUMMARY

This paper presents a brief review of the recent developments of the Stirling engine which were achieved by researchers in that field. A prototype of a Stirling engine was built in the Mechanical Engineering department at COPPE/UFRJ. The engine is of the free-piston type, characterized by the simplicity of the configurations of the different parts. Some experimental results are reported.

1. Introdução

Devido à crise de energia dos últimos anos, os centros de pesquisas intensificaram estudos sobre novos métodos de produção e conservação de energia. Um exemplo é o desenvolvimento de motores do tipo Stirling, inventado em 1816. O motor é do tipo à combustão externa, podendo utilizar qualquer fonte de calor, quais sejam: combustão de líquidos e sólidos, bem como radiação solar.

Como resultado de pesquisas recentes, existe disponível um grande número de trabalhos publicados, abrangendo os mais variados aspectos desse tipo de motor. Berchowitz e Rallis [1] desenvolveram um modelo matemático para simulação de operação de um motor tipo Stirling. Os resultados da simulação obtidos em computador são comparados com os resultados de testes realizados em um protótipo, especialmente construído. Martini [2] apresenta um método de cálculo simplificado que permite a otimização dos parâmetros de projetos do motor tipo Stirling. O método foi verificado com os resultados experimentais de um protótipo. H. Fokker e Eskelen [3] compararam a precisão de diversos métodos de cálculo numérico aplicáveis em projetos de motores do tipo Stirling.

Um dos tipos de motores Stirling que tem merecido maior atenção é o chamado de pistão livre.

Trabalhos experimentais sobre esse tipo de motor com pistão-livre foram realizados por Beale [4] [5]. O protótipo construído utiliza energia solar e foi aplicado ao bombeamento de água. Prast e Tonga [6] estudaram a possibilidade de aplicação de motores de pistão-livre em pequenas centrais elétricas utilizando energia solar. Após testarem em laboratórios dois protótipos de 100W e 300W, concluíram ser viável a construção de uma unidade de 1KW com eficiência de 20% na conversão de calor para eletricidade com a temperatura da parte quente do motor sendo 300°C. Gideon [7] trabalhou na otimização de motores com pistão-livre com potência da ordem de 1KW, utilizando energia solar como fonte de calor. Bill e outros [8] abordam aspectos ligados à estabilidade do pistão-livre, controle do deslocador, gerador de eletricidade linear e também à utilização do motor em tipos diferentes de bombas.

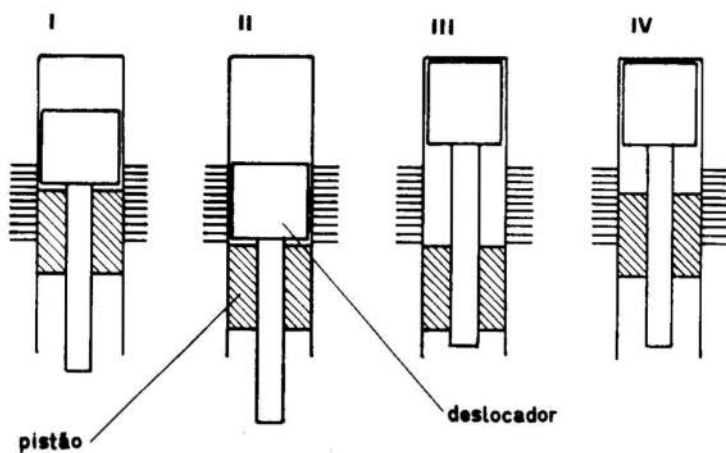


Figura 1: O Princípio de funcionamento do motor de pistão - livre

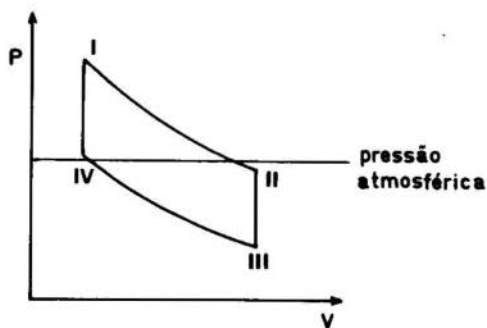


Figura 2: Variação da pressão em função do volume em um ciclo ideal.

Neste trabalho são apresentados os detalhes construtivos do protótipo de um motor com pistão livre. Foram realizados testes com o protótipo, sendo realizadas medidas de temperatura, de amplitude de deslocamento e frequência de oscilação do pistão.

2. O Princípio de Funcionamento do Motor Stirling com Pistão Livre:

O princípio de funcionamento desse tipo de motor, está ilustrado na figura 1, onde são indicadas quatro fases características do ciclo de operação. Entre as posições I e II ocorre a expansão do gás aquecido e o pistão se desloca para baixo. Entre II e III, o deslocador transfere os gases da parte quente para a parte fria do motor. Na fase entre as posições III e IV, o gás frio é comprimido pelo movimento ascendente do pistão. Entre as posições IV e I, o deslocador leva os gases da parte fria para a quente. No esquema do motor, (figura 1), a parte superior é a região quente e a parte média aletada é a região fria.

Na figura 2 é mostrado o gráfico de variação da pressão em função do volume ocupado pelos gases em um ciclo ideal, sendo as posições I, II, III e IV correspondentes às indicadas na figura 1.

O motor com pistão-livre oferece a vantagem de simplicidade, visto termos apenas duas partes móveis, quais sejam o pistão e o deslocador.

3. Descrição do Protótipo

Como resultado desse estudo bibliográfico, tomou-se a decisão de construir um protótipo do motor de pistão-livre no Programa de Engenharia Mecânica da COPPE/UFRJ. O desenho esquemático desse motor está representado na figura 3.

Dados construtivos do motor:

Diâmetro do pistão: 24 mm

Comprimento do pistão: 43 mm

Diâmetro do deslocador: 33 mm

Comprimento do deslocador: 47 mm

Diâmetro da haste do deslocador: 8 mm

Comprimento da haste do deslocador: 64 mm

Área da região aquecida: $34,5 \text{ cm}^2$

Área da região fria: 31 cm^2

Comprimento da câmara de atuação do deslocador: 60 mm

Folga do deslocador em relação à câmara: 15 mm

Comprimento do cilindro: 55 mm

Por simplicidade, a parte inferior do cilindro é aberta, o que implica que a pressão média na câmara de atuação do deslocador é igual à atmosférica. Durante os testes realizados, foi necessário levar em consideração a dilatação devida à temperatura, que influi particularmente no ajuste entre as partes móveis do motor. A influência da distribuição irregular de temperatura poderá ser compensada por uma escolha mais apropriada de materiais.

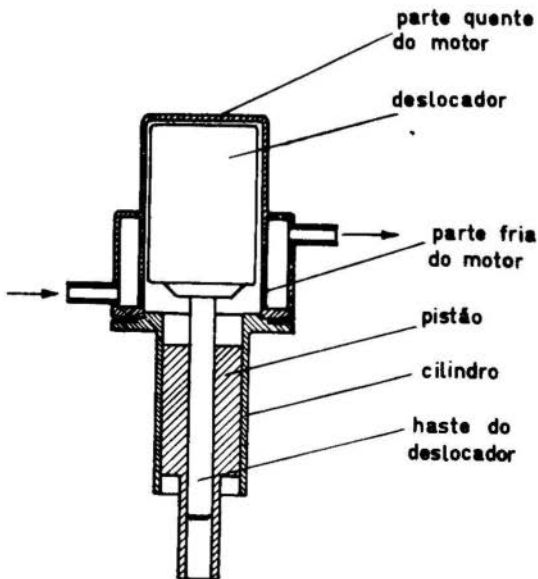


Figura 3: Esquema do motor

O motor funciona normalmente com uma temperatura de 282°C na região quente e com uma temperatura de 34°C para a água de resfriamento medida na saída do motor, o que dá uma diferença da ordem de 248°C . Quando utilizado ar como fluido refrigerante, a sua temperatura na saída do motor foi de 46°C , necessitando-se aumentar a temperatura da região quente para obter-se um bom funcionamento.

As medidas de temperatura da região quente do motor foram feitas utilizando-se um termômetro de mercúrio com faixa de 0 a 360°C . O bulbo do termômetro foi colocado em uma peça de alumínio que envolve a região quente conforme mostra a figura 4, sendo o aquecimento feito sobre essa peça.

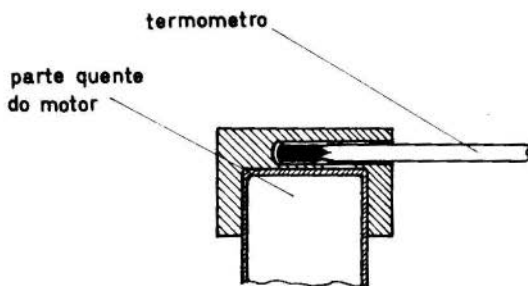


Figura 4: Montagem do termômetro

O peso do pistão é de 136 g. Durante os testes realizados observou-se um movimento oscilatório do pistão com curso de 19 mm e frequência de 14Hz. O peso do deslocador é de 20 g. Deve-se ressaltar que o deslocador é constituído por uma peça ôca cuja pressão interna é constante. No entanto, a pressão externa é variável e portanto a sua parede deve resistir a essa diferença de pressão. O deslocador é feito em alumínio com espessura de 0,3 mm.

e teve um comportamento satisfatório até a temperatura de 350°C. Para temperaturas mais elevadas ocorrem deformações plásticas que prejudicaram o bom funcionamento do motor. Nesse caso, torna-se necessário a utilização de material de maior resistência a temperatura elevadas.

4. Conclusão

Como resultado do que foi exposto, podemos concluir:

- 1) Muitos trabalhos existentes sobre o assunto mostram boa aplicabilidade do motor de pistão-livre na conversão de energia solar em energia mecânica ou elétrica.
- 2) A construção do motor é bastante simples, tendo-se em vista que existem apenas duas partes móveis independentes.
- 3) O motor de pistão-livre pode ser selado, o que permite utilizar pressões elevadas, bem como manter as partes móveis limpas, o que proporciona uma vida maior.
- 4) A possibilidade de utilização de qualquer fonte de calor dá ao motor de pistão-livre uma grande flexibilidade de utilização.

Bibliografia

- [1] Berchawits, D.M. e Rallis, J. - "A Computer and Experimental Simulation of Stirling Cycle Engines". Proceedings of the 13th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference. San Diego Cal, 1978.
- [2] Martini, W.R. - "A Simple Method of Calculating Stirling Engines for Engines Design Optimization". Proceedings of the 13th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference. San Diego Cal, 1978.
- [3] Fokker, H. e Van Elekelen J.A.M. - "Typical Phenomena of the Stirling Cycle as Encountered in a Numerical Approach". Proceedings of the 13th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference". San Diego Cal, 1978.

- [4] Beale, W.T. - "Free Piston Stirling Engines - Some Model Tests and Simulations". Proceedings of International Automotive Engineering Congress, Detroit Mich, 1969.
- [5] Beale, W.T.; Ranch, J.; Lewis, R.; Mulei, D.; - "Free Cylinder Stirling Engines for Solar Powered Water Pumps". Presentation of the ASME Winter Annual Meeting, Washington, D.C., November 28-December 2, 1971.
- [6] Prass G. and Jouge, A.K.; - "A Free-piston Stirling Engine for Small Solar Powered Plants". Proceeding of the 13th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference San Diego Cal, 1978.
- [7] Gedeon, D.R.; - "The Optimization of Stirling Cycle Machines". Proceedings of the 13th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, San Diego Cal, 1978
- [8] Beale, W.; Holmes, W.; Lewis, S.; and E. Cheng " Free-Piston Stirling Engines - A Progress Report". Combined Commercial Vehicle Engineering & Operations and Power Plant Meetings, Chicago June ,1973.



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TECNOLÓGICO
TECHNICAL PAPER

N.º 20

P.P. 474 - 482

CONVERSORES HIDRODINÂMICOS DE ALTO COEFICIENTE
DE MOMENTO

Marcos Ximenes Ponte

Prof. Assist. - Depart. de Eng. Mecânica
UFPA - Belém - Pa - Brasil

Richard Bran

Prof. Titular - Depart. de Energia
ITA - São José dos Campos - SP - Brasil

SUMÁRIO

Neste trabalho verificou-se a viabilidade de um modelo de conversor hidrodinâmico com respeito ao coeficiente de momento no arranque. Baseando-se na Equação de Euler explicitou-se os fatores influentes no coeficiente de momento no arranque. Os resultados experimentais revelaram que o modelo proposto é viável para se obter alto coeficiente de momento no arranque, comparado com valores conseguidos em conversores convencionais.

SUMMARY

Our aim in this study is to prove the feasibility of a hydrodynamic converter model, in relation to the starting moment coefficient. Based in the Euler equation, we present an analysis of the moment where we make an explicit statement of of the factors which influence the starting moment coefficient. The model was designed and erected and by the tests to which it was submitted we may conclude that its proposed configuration is workable in view of obtaining a highest starting moment coefficient as compared to the values obtained in other conventional converters.

1. Introdução

Dentre as várias modalidades de transmissão destaca-se o conversor hidrodinâmico, como um dispositivo capaz de combinar, automaticamente, as características momento-rotação de um motor com as de uma máquina operadora. Isto é, podem-se conseguir grandes momentos a baixa velocidade e vice-versa.

Os conversores hidrodinâmicos, em alguns países, tem sido largamente utilizados em equipamentos industriais e de transportes. Dependendo do tipo de conversor, não só o rendimento mas, também, os momentos de arranque, podem diferir bastante entre si.

Dada a exigência de grandes momentos de arranque em muitos equipamentos industriais e de transportes, o conversor hidrodinâmico tem sido objeto de estudo com a finalidade de se conseguir altos coeficientes de momento no arranque, μ_a |1| e |2|.

Neste trabalho, através de uma análise de momento, explicita-se, em termos adimensionais, os parâmetros que interferem no coeficiente de momento no arranque. Baseando-se nesta análise propõe-se um conversor com três estágios de turbinas, sendo dois radiais e um axial ver fig. 2. A turbina T_2 axial tem uma extensão radial muito pequena $D_i/D_e = 0,83$, valor este, fora da faixa usual para este tipo de máquina que encontra-se no intervalo (0,4 a 0,6).

O objetivo principal deste trabalho é investigar o comportamento deste conversor com respeito ao coeficiente de momento no arranque. Para isto construiu-se um modelo desta máquina cujos resultados de ensaios são analisados no presente trabalho.

2. Análise Teórica

Para identificar as variáveis que interferem no coeficiente de momento no arranque aplicar-se-á a equação de Euler a conversores de vários estágios de turbina, considerando dois casos:

a) aleta de reação antes da bomba - quando tem-se o co

eficiente de potência $\lambda = \phi(v)$ constante;

b) turbina antes da bomba - quando $\lambda = \phi(\lambda)$ decrescen
te .

Para a turbina, no arranque temos:

$$\frac{Y_{p\bar{a}Ta}}{W_t} = (Cu_{3i}R_{4i} - Cu_{6i}R_{5i}) + R_i u_{5i} \quad (1)$$

Para o caso a, com aleta de reação antes da bomba,

$$\frac{Y_{p\bar{a}Ba}}{W_B} = (Cu_6R_5 - Cu_3R_4) = \frac{Y_{paB}}{W_B} \quad (2)$$

e, para o caso b,

$$\frac{Y_{p\bar{a}Ba}}{W_B} = Cu_6R_5 - Cu_3R_4 + u_{5n}R_{5n} = \frac{Y_{paB}}{W_B} + u_{5n}R_{5n} \quad (3)$$

A figura 1 mostra uma análise das perdas e, segundo es-
ta análise, define-se o rendimento do conversor:

$$\eta_c = \frac{\tau_{e1}}{\tau_{e2}} \quad (4)$$

o que, supondo

$$(\eta_f)_B = (\eta_f)_T = \eta_f \quad \text{e} \quad (\eta_m)_B = (\eta_m)_T = \eta_m \quad (5)$$

$$\eta_c = \frac{Y_{p\bar{a}T}}{Y_{p\bar{a}B}} \quad \eta_f \eta_m \quad (4) a$$

O momento da turbina no arranque fica:

$$M_{Ta} = \rho Q_a \tau_{e2} / W_T = \rho Q_a \frac{\eta_f \eta_m Y_{p\bar{a}Ta}}{W_T} \quad (6)$$

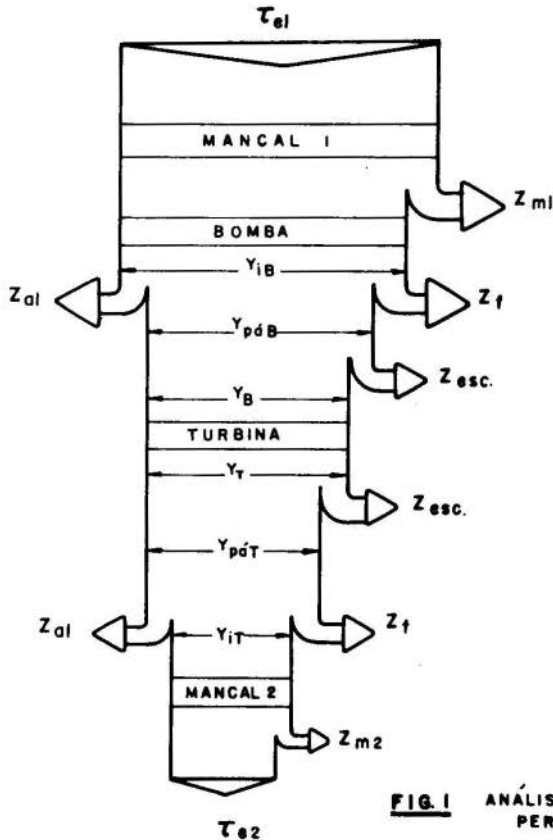


FIG. 1 ANÁLISE DAS PERDAS

O momento da bomba é,

$$M_{Ba} = \frac{\tau_{e1} Q_a}{W_B} = \frac{\rho Q_a Y_{p\bar{a}Ba}}{\eta_f \eta_m W_B} \quad (7)$$

De (6) e (7) o coeficiente de momento no arranque fica:

$$\mu_a = \frac{M_{Ta}}{M_{Ba}} = \eta_f^2 \eta_m^2 \frac{Y_{p\bar{a}Ta}}{W_T} / \frac{Y_{p\bar{a}Ba}}{W_B} \quad (8)$$

Para o caso a, de (1), (2) e (8) obtém-se

$$\mu_a = \frac{\eta_c}{v} + \frac{2v\eta_c^{0.5}\sum\delta_i^2}{\psi_B} \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (9)$$

onde: $v = W_T/W_B$; $\delta_i = R_{5i}/R_5$ (razão entre o raio médio de saída da i -ésima turbina e o raio externo da bomba)

$$\psi_B = \frac{2Y p \bar{a}_B \eta_h}{u_5^2} \quad (\text{coeficiente de pressão da bomba})$$

Notar que, $\eta_c/v = M_T/M_B$ que é o coeficiente de momento no ponto nominal.

Para o caso b, de (1), (3) e (8) obtém-se

$$\mu'_a = \frac{\eta_c/v + 2v\eta_c^{0.5}\sum\delta_i^2/\psi_B}{1 + 2v\delta_n^2/\psi_B} \quad (10)$$

onde δ_n é a razão entre o raio médio de saída da última turbina e o raio de saída da bomba

De (3) e (10) obtém-se que:

$$\mu_a = \mu'_a (1 + 2v\delta_n^2/\psi_B) \quad (11)$$

o que nos leva a concluir que $\mu_a > \mu'_a$. Portanto, como objetiva-se alto valor do coeficiente de momento no arranque, deve-se, em primeiro passo, optar por conversores nos quais o último elemento antes da bomba é um conjunto de aletas de reação

As influências expressadas na equação (9) carecem de uma interpretação física pois, um conjunto destes parâmetros podem determinar um alto coeficiente de momento no arranque, em detrimento de outros parâmetros importantes do conversor.

Pode-se observar que o coeficiente de momento no arranque é mínimo para

$$v = \left(\eta_c \psi_{B/2} \Sigma \delta_i^2 \right)^{0,5} \quad (12)$$

Poder-se-ia, a primeira vista, pensar que para se obter alto valor do coeficiente de momento no arranque bastaria escolher o valor da relação de velocidade nominal o mais afastado possível daquele obtido pela equação (12). Porém, sabe-se que se diminuirmos demasiadamente o valor da relação de velocidade nominal o rendimento decresce.

Observa-se, também que μ_a cresce quando diminuimos o coeficiente de pressão da bamba. Esta prática é limitada porque, neste caso, ter-se-ia baixos valores do coeficiente de potência.

O fator $\Sigma \delta_i^2$ parece ser o parâmetro mais importante para projetarmos um conversor, quer seja de arranque, quer seja de marcha. É evidente que considerações econômicas e construtivas devem ser feitas em cada caso.

3. Resultados Experimentais

O conversor em estudo é mostrado esquematicamente na figura 2, onde:

- B: bomba centrífuga
- T₁: turbina radial centrífuga
- T₂: turbina axial
- T₃: turbina radial centrípeta

R₁, R₂, R₃ : aletas de reação

Com os seguintes parâmetros construtivos: $\psi_B = 0,93$ e $\Sigma \delta_i^2 = 4,42$

Os resultados experimentais são mostrados na figura 3 onde destacam-se: relação de velocidade nominal ($v=0,41$); rendimento nominal ($\eta_c = 0,50$) e coeficiente de momento no arranque ($\mu_a = 3,30$)

O valor do número de Reynolds para o modelo foi de $5,7 \times 10^4$, tomando-se como velocidade característica a rotação da bomba e, como diâmetro característico o externo.

FIG. 3 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

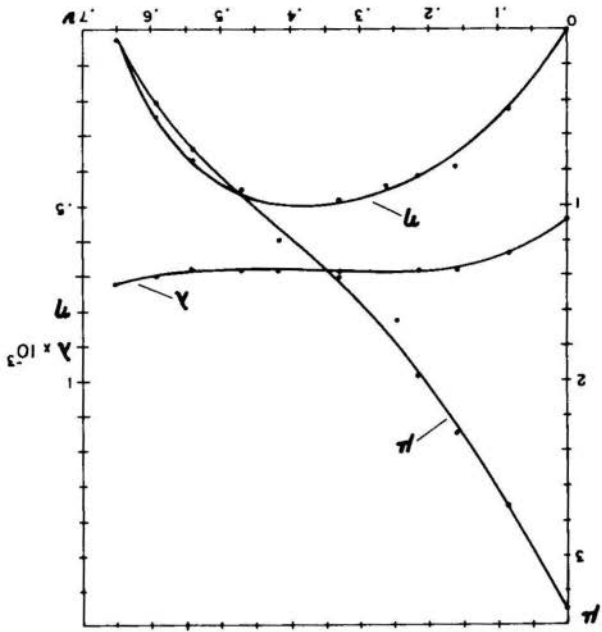
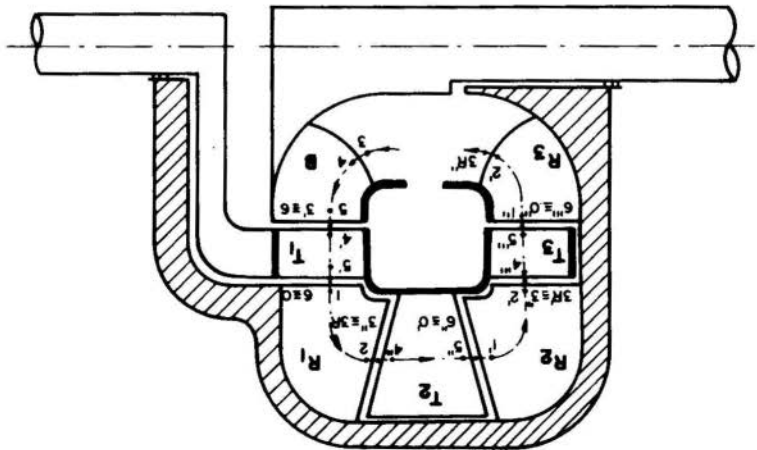


FIG. 2 ESQUEMA DO CONVERSOR



4. Conclusões

O modelo testado forneceu uma eficiência de 50%. Este resultado é justificado pelo baixo número de Reynolds.

ROHNE [3] admitindo a expressão

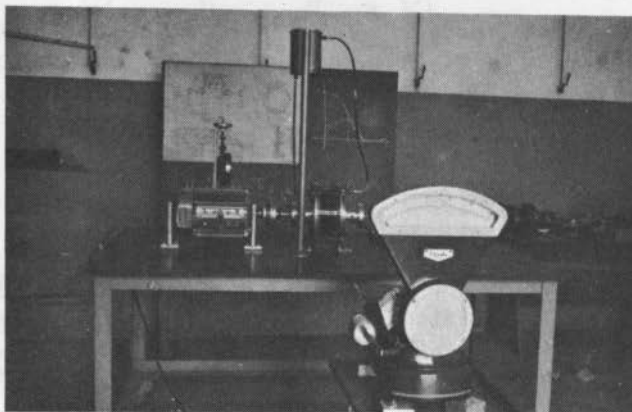
$$\frac{1 - \eta}{1 - \eta_m} = \left(\frac{Re_m}{Re} \right)^\alpha \quad (13)$$

para transpor o rendimento de um modelo(m) para a máquina de tamanho real, verificou uma concordância muito boa usando o expoente de (13) igual a 0,3. Os resultados experimentais de [3] mostram que para número de Reynolds igual a 10^6 , em geral, o rendimento difere pouco de 0,85. Assim, é razoável escolher-se, para aplicação da equação (13), o conjunto de valores ($Re=10^6$; $\eta=0,85$).

Para uma eficiência de 85% a equação 9 fornece o coeficiente de momento no arranque igual a 5,70 que é um valor muito alto comparado com aqueles obtidos em outras conversores.

Vale ressaltar ainda que o coeficiente de pressão da bomba igual a 0,93 é muito alto. O valor do coeficiente de momento no arranque ainda pode ser aumentado diminuindo-se um pouco o valor deste coeficiente de pressão sem grande sacrifícios para o coeficiente de potência.

Conclui-se desta forma que a configuração (de bomba, turbinas e aletas de reação) proposta é viável para se obter altos coeficientes de momento no arranque.



Vista do conjunto do banco de ensaios

Bibliografia

- [1] Kugel, F., Einfluss der Stufenzahl auf die Kennwerte von Drehmomentwandlern - Voith Forschung und Konstruktion , (1955)
- [2] Ponte, M.X., Análise do Momento em Conversores Hidrodinâmicos. Tese de Mestrado. ITA, (1976)
- [3] Rohne, E., Folgerungen aus den Medellgesetzen für Grassausführungen von Föttinger-Wandlern. Voith Forschung und Konstruktion, (mai, 1967)

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979



TRABALHO TECNOLÓGICO
 TECHNICAL PAPER

N.º 21

p. p. 483 - 494

PERFORMANCE OF A FLOATING WAVEBREAKER

Oswaldo Antunes Pedrosa Junior

CENPES/PETROBRÁS-Rio de Janeiro-RJ-Brazil

Miguel Hiroo Hirata

Prof. of Dept. of Mechanical Engineering

COPPE/UFRJ - Rio de Janeiro - RJ - Brazil

SUMMARY

In this paper we present some preliminary results of the analysis of a floating wavebreaker. To formulate the hydrodynamic problem one distributes sources on the body contour and then formulates an integral equation which is solved numerically.

SUMÁRIO

No trabalho procura-se analisar o movimento e o coeficiente de transmissão de um quebra-mar flutuante. A solução do problema hidrodinâmico é obtida distribuindo-se fontes na superfície do corpo, o que leva a formulação de uma equação integral, que por sua vez é resolvida numericamente.

I - Introduction

Floating structures have long been used as barriers to waves. The present nomenclature was probably introduced by Joly, in 1905 [4]. The subject, however, laid dormant until world war II when building instant harbors was necessary for the invasion on the Normandy beaches. Since then a great effort has been paid to the development of concepts, theories and experiments due not only to potential military uses but also to ecological aspects, exploitation of mineral resources at the sea, etc.

There is a growing awareness that in many applications the floating wave-breaker presents many advantages over the fixed type and in some specific ones it is the most suitable type, as for example in protecting drilling oil platform.

The majority of the available data has been obtained by using two-dimensional models in tank experiments. They are mainly related to incident and transmitted wave heights.

The present paper deals with the application of the linear ship-motions theory to a two-dimensional floating wave-breaker in regular sea. To calculate the added mass (and moment), damping coefficient and the exciting forces (and moment) one distributes pulsating sources on the body surface and then formulates an integral equation which is solved numerically. This method was used instead of the multipole expansion method [5], [6] since it can be used to solve fully 3 D problems and to predict the pressure distribution under oblique wave incidence through the body, which is not possible with the multipole expansion method. Also, the integral equation method proves more advantageous when dealing with increasing frequency (when the multipole method becomes less and less convenient) and when using catamaran like cross sections which are common in most wave-breakers.

In this paper some preliminary results are presented for simple rectangular section wave-breaker.

II - The Hydrodynamic Problem

Considering the motion of a floating body, as shown

In Fig.1, with the incident waves traveling in the negative x_1 direction. The x_3 coordinate is oriented upwards and the x_1-x_2 plane coincides with the undisturbed free surface. The body is free to oscillate with six degrees of freedom.

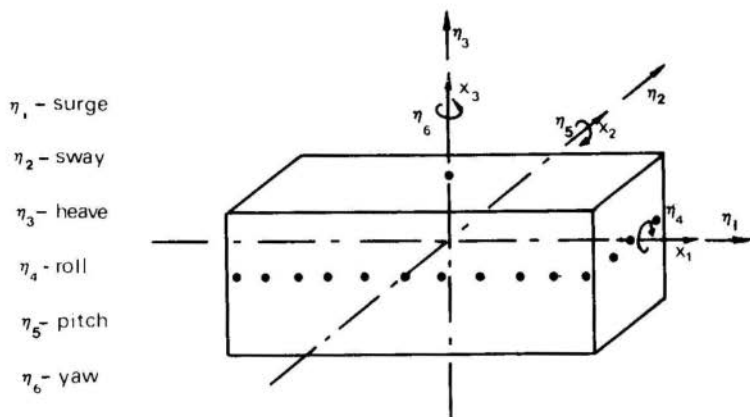


FIGURE 1
Floating Body with 6 Degrees of Freedom

If the body has constant cross sections (in a direction perpendicular to x_1 -axis) and is long as compared to a characteristic length in the sections, one can reduce the problem to two dimensions as shown in Fig.2, where the sway, heave and roll motions are now designated by η_1 , η_2 and η_3 , respectively.

It is assumed that the water depth is much larger than half of the wave length, therefore one can consider an infinite fluid region. Assuming incompressible and inviscid fluid and irrotational flow, the velocity field is given by

$$\underline{u} = \nabla \phi (x, y, t) \quad (1)$$

If the motions are small enough one can linearize the resulting boundary value problem and get [5], [6]

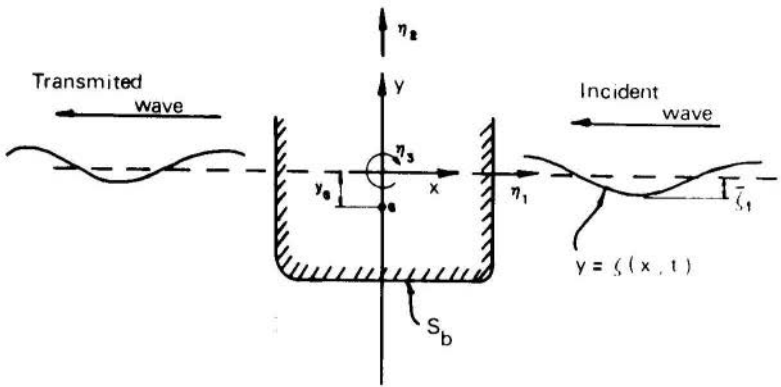


FIGURE 2

Two-Dimensional Wave-Breaker Problem

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \text{in fluid region} \quad (2)-(L)$$

$$\phi_y - r\phi = 0 \quad \text{in } y = 0 \quad (3)-(FS)$$

$$|\nabla \phi| \rightarrow 0 \quad \text{as } y \rightarrow -\infty \quad (4)-(B)$$

$$\phi_n = v_n \quad \text{in } S_b \quad (5)-(BC)$$

$$\text{Appropriate Radiation Condition} \quad -(R)$$

where: v_n = normal component of the body velocity

S_b = mean position of body wetted surface

$$r = \frac{\omega^2}{g} = \text{wave number}$$

$$\phi_n = \frac{\partial \phi}{\partial n}, \quad \phi_y = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad \text{etc.}$$

One notices that condition (FS) is the result of cross differentiation of the kinematic and dynamic free-surface conditions. From the last, one gets the free-surface as given by

$$\zeta(x, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \psi}{\partial t} \Big|_{y=0} \quad (6)$$

As the result of the linearization one can write the solution ψ of the boundary value problem as

$$\psi = \Phi_1 + \Phi_2 + \sum_{k=1}^3 \Phi_{3k} \quad (7)$$

where: Φ_1 = incident wave potential
 Φ_2 = diffraction wave potential
 Φ_{3k} = radiation wave potential

The potential Φ_1 represents the incident wave in the absence of the wave-breaker. The potential Φ_2 represents the diffracted waves by a fixed wave-breaker on which one has the incidence of the waves represented by Φ_1 .

The potentials Φ_{3k} , $k=1, 3$ represent the waves radiated from the moving wave-breaker in otherwise calm water. One considers only the following motions:

- $k=1$: η_1 - sway
- $k=2$: η_2 - heave
- $k=3$: η_3 - roll

Table I-shows the resulting boundary value problems

	Φ_1	Φ_2	Φ_{3k} , $k=1, 2, 3$
Fluid Region	$\nabla^2 \Phi_1 = 0$	$\nabla^2 \Phi_2 = 0$	$\nabla^2 \Phi_{3k} = 0$
$y = 0$	$\Phi_{1y} - r\Phi_1 = 0$	$\Phi_{2y} - r\Phi_2 = 0$	$\Phi_{3kj} - r\Phi_{3k} = 0$
$y \rightarrow -\infty$	$ \nabla \Phi_1 \rightarrow 0$	$ \nabla \Phi_2 \rightarrow 0$	$ \nabla \Phi_{3k} \rightarrow 0$
S_b	$\Phi_{1n} = -\Phi_{2n}$		$\Phi_{3kn} = v_n$
Appropriate Radiation Condition			

TABLE I.

The incident wave potential is a regular function and, for deep water, is given by [8].

$$\Phi_1 = \frac{g\bar{\zeta}_1}{\omega} e^{r'y} \exp(i\omega t - v'x) \quad (8)$$

and the free-surface deformation due to this potential is

$$\zeta_1 = - \frac{1}{g} \left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \right|_{y=0} \quad (9)$$

From table I one can see that Φ_2 potential depends on the Φ_1 potential. The exciting force and moment are calculated by appropriate integration of the dynamic pressure distribution

$$p = -\rho \frac{\partial}{\partial t} (\Phi_1 + \Phi_2) \quad (10)$$

and the free-surface deformation due to the potential $(\Phi_1 + \Phi_2)$, corresponding to the problem of wave incidence in a fixed body, is

$$\zeta_2 = - \frac{1}{g} \left. \frac{\partial}{\partial t} (\Phi_1 + \Phi_2) \right|_{y=0} \quad (11)$$

From table I one can also see that the Φ_{3k} potentials depend on the displacements η_k of the body, that are defined by:

$$\eta_k = \bar{\eta}_k \exp[-i(\omega t + \delta_k)] \quad , \quad k = 1, 2, \text{ and } 3 \quad (12)$$

where $\bar{\eta}_k$ - amplitude of the motion;

δ_k - phase angle relative to the incident wave.

Therefore, one can consider:

$$\Phi_{3k} = \bar{\eta}_k e^{-i\delta_k} \phi_{3k} \quad , \quad k = 1, 2, \text{ and } 3 \quad (13)$$

The velocity potentials ϕ_{3k} are now independent of the amplitude of the motion. The free-surface deformations due to these potentials are

$$\zeta_{3k} = - \frac{1}{g} \left. \frac{\partial \phi_{3k}}{\partial t} \right|_{y=0} \quad (14)$$

The hydrodynamic loads due to these potentials are obtained by integration of the pressure distribution

$$p_{3k} = -\rho \frac{\partial \Phi_{3k}}{\partial t} \quad (15)$$

The resulting hydrodynamic loads can be written in the usual way, by splitting in two parts: the first being in phase with $\ddot{\eta}$ (inertial load) giving rise to the added mass and moment of inertia; the second being in phase with $\dot{\eta}$ giving rise to the damping mass and moment.

The boundary value problem for Φ_{3k} is obtained by substituting Φ_{3k} by ϕ_{3k} in table I, excepting the body condition which reads:

$$\frac{\partial \phi_{3k}}{\partial n} = i\omega e^{i\omega t} n_k \quad \text{in } S_b \quad (16)$$

n_k = director cosine of the unit normal with respect to the direction k

II-1- Solution of the boundary value problems

To solve the boundary value problems for Φ_2 and Φ_{3k} one uses a technique developed by Frank [2] and used by Faltinsen [1]. The technique consists in distributing pulsating sources on the body contour, that is, using a Green's function, which is given by [8].

$$f(z, t; \xi) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \log(z - \xi) - \log(-\bar{\xi}) + 2 \text{P.V.} \int_0^{\infty} \frac{e^{-ik(z - \bar{\xi})}}{v - k} dk \right\} \cdot \cos \omega t - \left\{ e^{-iv(z - \bar{\xi})} \right\} \cdot \sin \omega t \quad (17)$$

where z, ξ - complex

$\bar{\xi}$ - complex conjugate

P.V. - principal value

The velocity potential is, therefore, given by

$$\Phi_j(z, t) = \int_{S_b} Q(s) \cdot f[z, t; \xi(s)] \cdot ds \quad (18)$$

where $\rho(s)$ - complex function representing the source density

$$j = \begin{cases} 2 - \text{diffraction velocity potential} \\ 3 - \text{radiation velocity potential} \end{cases}$$

To find the source density one uses the appropriate body boundary condition which leads to an integral equation. To solve this integral equation a numerical approach is used. The contour of the body is divided into N straight line segments and it is assumed that the velocity potential and the source density are constant on each segment. Then the integrals over S_b are approximated by summations over N segments. As a result of this discretization one obtains a system of $2N$ algebraic equations, which permits to calculate an approximation to the source density. The details can be found else where [7].

III - The Equations of Motion For The Wave Breaker

From the previous section one can write the coupled equations of motion for the wave-breaker with three degrees of freedom as

$$|\alpha_{ij}| \{\ddot{\eta}\} + |\beta_{ij}| \{\dot{\eta}\} + |\gamma_{ij}| \{\eta\} = G_i \quad (19)$$

$$i, j = 1, 2, 3$$

where:

α_{ij} - mass or moment of inertia term including physical mass - M - or moment of inertia - I - and the added mass coefficient - A_{ij} - defining the hydrodynamic inertial force in the j 'th direction due to acceleration in the i 'th direction

$$|\alpha_{ij}| = \begin{vmatrix} M + A_{11} & 0 & A_{13} - My_g \\ 0 & M + A_{22} & 0 \\ A_{31} - My_g & 0 & I_{33} + A_{33} \end{vmatrix}$$

β_{ij} - damping coefficient- B_{ij} - defining damping force in the j 'th direction due to velocity in the i 'th direction

$$|\beta_{ij}| = \begin{vmatrix} B_{11} & 0 & B_{13} \\ 0 & B_{22} & 0 \\ B_{31} & 0 & B_{33} \end{vmatrix}$$

ν_{ij} - hydrostatic spring constant defining restoring force in the j 'th direction due to displacement in the i 'th direction. (K_{ij} due to mooring system and C_{ij} due to hydrostatic effect).

$$|\nu_{ij}| = \begin{vmatrix} K_{11} & 0 & 0 \\ 0 & C_{22} + K_{22} & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} + K_{33} \end{vmatrix}$$

NOTE: the spring forces due to the mooring system are not considered in the numerical results.

G_i - exciting force or moment in the i 'th direction.

When equations (12) are substituted into (19) a set of linear algebraic equations are obtained which may be solved for the unknown $\bar{\eta}_k$ and δ_k .

IV- Numerical Results

A simple rectangular wave-breaker section was selected for testing the computer program. No attempt was made, as yet, to compare the numerical results with available test data, and other numerical results. However, the tendency of the curves encourage to pursue along this line.

As already noted by Frank [2] the numerical procedure failed at certain special frequencies. This failure is due to a phenomenon associated with the eigen-solutions pointed out previously by John [3]. Some attempt are being made

to remove these special frequencies. In figures 3 to 6 one presents preliminary results for a rectangular section (beam, $b=1$ m and draft, $T=0.2$ m). Figures 3 and 4 present added mass

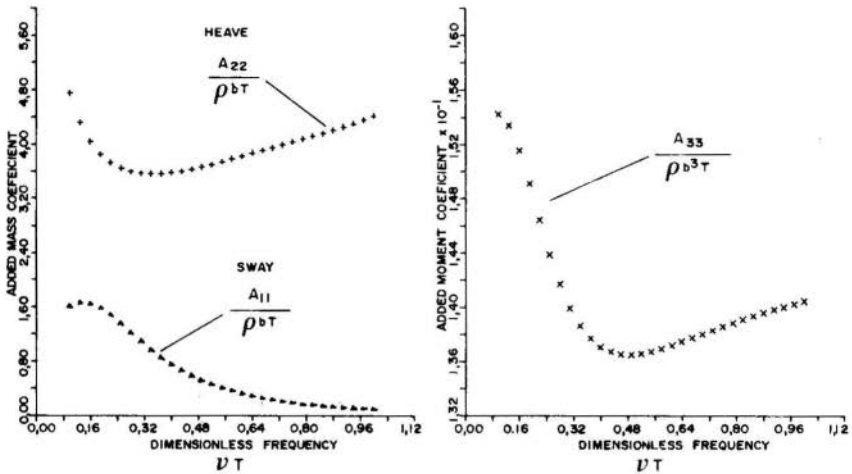


FIGURE 3

Added mass coefficients

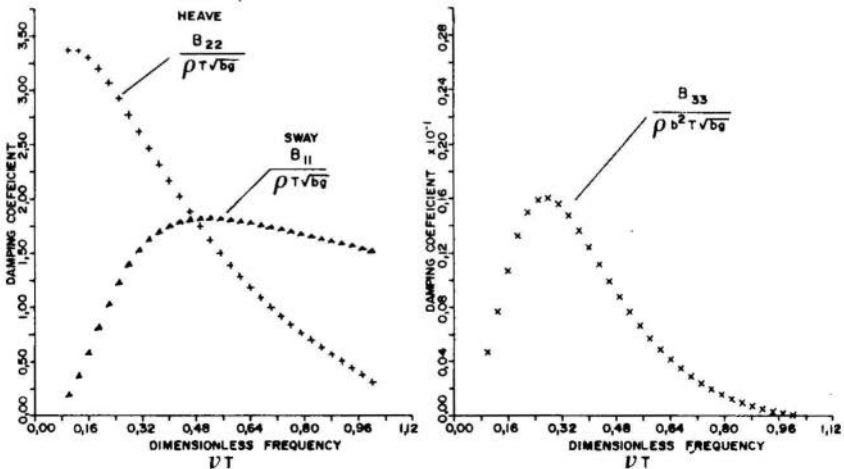


FIGURE 4

Damping Coefficients

and damping coefficients; calculated values are presented only for low frequencies, before the special frequencies show up. Figure 5 shows exciting force and moment. Figure 6 shows the transmission coefficient; one notices, from the right part of the figure, that for the frequency $\nu T = 0.48$ the wave-breaker is very effective.

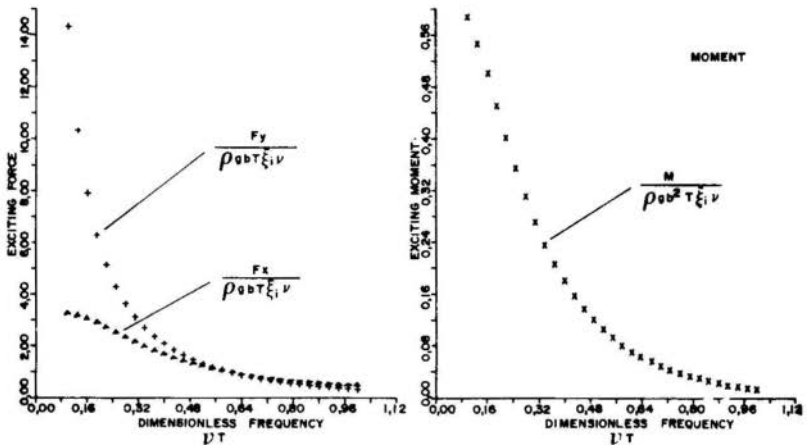


FIGURE 5
Exciting force and moment.

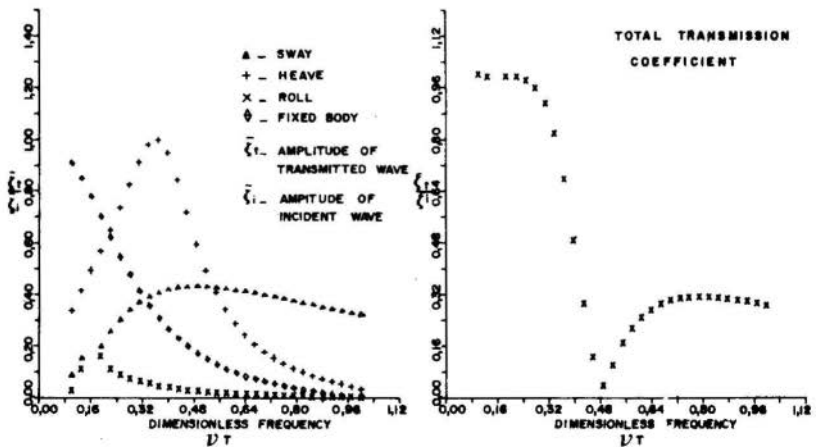


FIGURE 6
TRANSMISSION COEFFICIENT

REFERENCES

- [1] Faltinsen, O.M. - "A Study of The Two-dimensional Added-mass and Damping Coefficients by The Frank Close-Fit Method" - DNV - Research Department-Report No. 69-10-S - 1969.
- [2] Frank, "Oscillation of Cylinders in or Below The Free Surface of Deep Fluids" - Naval Ship Research and Development Center - Report 2375 - 1967.
- [3] John, F. "On The Motion of Floating Bodies - II Simple Harmonic Motions" - Comm. Pure Applied Math. 3-1950.
- [4] Joly, J. - "On Floating Break Waters" - Royal Dublin Society, Scientific Proceedings, Vlo. 10, pt.3-1905.
- [5] Lopes, T.A.P. - "Características Hidrodinâmicas de um Cilindro Oscilando na Superfície Livre" - M.Sc. Thesis - COPPE/UFRJ - Rio de Janeiro 1974.
- [6] Lopes, T.A.P. e Hirata, M.H. - "Coeficientes de Massa Virtual e de Amortecimento para Seções de Proa e da Popa de um Navio" - 5º Congresso Nacional de Transportes Marítimos e Construção Naval - SOBENA - Rio de Janeiro - 1974.
- [7] Pedrosa Jr., O.A. - "Comportamento Hidrodinâmico de Quebra-mares Flutuantes" - M.Sc. Thesis to be presented to the Programa de Engenharia Mecânica - COPPE/UFRJ.
- [8] Wehausen, J.V. and Laitone, E.V. - "Surface Waves" Encyclopedia of Physics, IX, Springer - Verlag-Berlim 1960.



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º 31

P.P. 495 - 502

CÁLCULO DA CAMADA LIMITE TURBULENTA
SOBRE SUPERFÍCIES CURVAS VIA VISCOSIDADE TURBULENTA

Hypólito do Valle Pereira Filho

Prof. Titular - Depto. Eng. Mecânica
CT/UFSC - Florianópolis - SC - Brasil

José Carlos Charamba Dutra

Professor do Depto. Eng. Mecânica
UFPe - Recife - PE - BrasilSumário

O presente trabalho visa obter um método numérico para calcular a camada limite turbulenta em superfícies curvas para escoamentos incompressíveis, baseado numa hipótese de viscosidade turbulenta composta de duas equações, uma a de Van Driest (próxima da parede) e outra para região afastada da parede.

Summary

The main objective of this work is to obtain a numerical procedure to compute the turbulent boundary layer over curved surface. The method is based on the eddy viscosity concept. Near the wall the Van Driest hypothesis was used, and another one far from the wall.

1. Introdução

Métodos numéricos para o cálculo da camada limite turbulenta têm sido publicados em grande número recentemente, porém pouca coisa tem sido feita em relação a escoamentos sobre superfícies curvas.

Wattendorf, F.L. [1] foi um dos primeiros a estudar o efeito de curvatura no escoamento turbulento. Nessa pesquisa o autor investigou experimentalmente a distribuição da velocidade turbulenta em canais e dutos finos de seção constante.

Narasinha, R. e Oyha, S. [2] estudaram o efeito da curvatura longitudinal na camada limite. Nesse trabalho foi usada a técnica de perturbação de Von Dyke, que expande em série de Taylor as variáveis u e v . A equação diferencial de ordem zero tem pouca influência no efeito de curvatura, sendo resolvida separadamente. As outras, são reduzidas por uma análise de similaridade a equações diferenciais que são resolvidas numericamente.

Cebeci, T. [3], examinou o efeito de transição para camadas limite turbulentas em superfície curva. Nessa pesquisa Cebeci usou a equação do movimento e um modelo matemático para o tensor de Reynolds composto de duas equações, uma para a região próxima e outra para a região afastada da parede. As equações foram usadas em coordenadas cartesianas sendo apenas corrigido o efeito de curvatura para a equação do Tensor de Reynolds.

Dvorak, F.A. [4], calculou a camada limite turbulenta e jatos sobre paredes, para superfícies curvas. Dvorak usou a equação do movimento e da continuidade em coordenadas curvilíneas, tomando como modelo o Tensor de Reynolds a equação da hipótese do comprimento de mistura, modificada por Van Driest [5], para a região próxima a parede, e a equação desenvolvida por Wygnask e Fiedler para a região afastada da parede, em coordenadas planas.

So, R.M.S. e Mellor, G. [6], mediram os efeitos da curvatura sobre a camada limite turbulenta. Nesse trabalho foi investigada experimentalmente a camada limite turbulenta em superfície curva convexa, com raio de curvatura variável.

Patankar, S.V.; Pratap, V.S. e Spalding, D.B. [7], estudaram o escoamento turbulento em tubos curvos. Primeiramente foi adotado um modelo simples do tensor de Reynolds usando a hipótese do comprimento de mistura que não concordou com os dados experimentais. Diante disso foi adotado um modelo que relaciona o tensor à cinética e a taxa de dissipação, Launder e Spalding [8].

So, R.M.S. [6] obteve uma equação para o tensor turbulento em função da velocidade média, da rotação e da escala de comprimento da turbulência. Para fluxos em superfícies planas e escoamento irrotacional essa expressão recai na equação de Prandtl para o tensor turbulento, onde o comprimento de escala tem o mesmo significado do comprimento de mistura. Baseado na hipótese de Boussinesq, deduziu para superfícies curvas uma equação para o tensor de Reynolds semelhante a que estamos utilizando no presente trabalho sem, entretanto, usar nenhum modelo matemático para a viscosidade turbulenta afim de resolver o sistema.

Pereira, H.V. [9] desenvolveu um método numérico rápido e econômico, para calcular a camada limite turbulenta. O programa, admite com facilidade sua adaptação a qualquer outro modelo.

Pereira, H.V. [10] aplicou a hipótese da similaridade de Von Kármán para escoamento turbulento sobre superfícies curvas. Com isto foi possível estabelecer uma expressão para a viscosidade turbulenta para esse tipo de superfícies.

Shivaprasad, B.G. e Ramaprian, B.R., estudaram experimentalmente o efeito de curvaturas suaves sobre os parâmetros da camada limite turbulenta.

Neste trabalho vamos desenvolver um método numérico para o cálculo da camada limite turbulenta sobre superfícies curvas. O sistema a ser resolvido é formado pelas equações do movimento, da conservação da massa e a hipótese da viscosidade turbulenta adaptada para escoamento sobre superfície curva.

2. Formulação do problema

Após desenvolver as equações para coordenadas curvilíneas, e aplicar as simplificações de Prandtl obteve-se o

sistema de equações que segue:

$$\begin{aligned} f \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f U_{\infty}(x) \frac{dU_{\infty}(x)}{dx} + f \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{f \bar{u}^2}{R} \right] dy + \\ + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{f \bar{u}}{R} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[v \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{f \bar{u}}{R} \right) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

$$f \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{f \bar{v}}{R} = 0 \quad (2)$$

condições de contorno

$$\bar{u} = \bar{v} = 0 \quad \text{para } y = 0$$

$$\bar{u} \rightarrow U_{\infty}(x) \quad \text{quando } y \rightarrow \infty$$

Afim de que o sistema formado pelas equações (1) e (2) possa ser resolvido é necessário formularmos uma expressão para a viscosidade turbulenta, ϵ . O modelo utilizado nesse trabalho foi o seguinte: - perto da parede:

$$\epsilon_p = f k_p^2 y^2 |1 - \exp(-y/\delta)|^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{f \bar{u}}{R} \right| \quad (3)$$

e afastado da parede

$$\epsilon_o = k_o U_{\infty}(x) \delta^* \gamma \quad (4)$$

Nas equações acima, δ é a espessura da camada limite, δ^* a espessura de deslocamento, γ o fator de intermitência, $k_p = 0,4$, $k_o = 0,0168$ e $f = R(R + y)^{-1}$. O sistema de coordenadas é de tal forma que x é medido ao longo da superfície y perpendicular a superfície e R o raio de curvatura.

A fim de dar maior generalidade a solução do problema, o sistema de equações, formado por (1) e (2), com as relações auxiliares (3) e (4) foram adimensionalizadas.

O sistema adimensionalizado foi discretizado usando o método de diferenças finitas. Como o perfil de velocidade apresenta um gradiente de pressão muito elevado perto da parede e depois esse gradiente tem uma variação muito pequena, foi adotada uma grade de malha variável. Essa grade possui

a malha pequena próxima a parede e cresce à medida que nos afastamos dela.

A discretização das derivadas de primeira e segunda ordem que aparecem nas equações foram escolhidas de modo a fornecer um método implícito de diferença finita. Isto nos garante convergência e estabilidade para qualquer tipo de incremento.

3. Análise dos resultados e conclusões

Como primeiro teste, afim de calibrar o modelo, este foi aplicado à placa plana. Isto é fácil de ser obtido visto que basta fazer com que o raio de curvatura da superfície tenda ao infinito. Os resultados obtidos para a placa plana foram comparados com os de Wiegardt [12].

Após os devidos ajustes e calibrações obtida através do teste do escoamento ao longo de uma placa plana isotérmica, foi usado o caso-teste, o trabalho experimental de Shivaprasad, B.G. e Ramaprian, B.R. [11]. O trabalho [11] consiste na determinação experimental das camadas limites formadas ao longo das superfícies côncava e convexa, de um duto curvo de secção retangular. Os resultados, os quais serão apresentados mais adiante mostrarão a eficiência do método.

Antes devemos salientar alguns aspectos importantes do funcionamento do modelo.

O perfil inicial de velocidade, o qual deve ser fornecido numericamente ou algebricamente, tem grande influência na inicialização do processo de marcha. Inicialmente quando este perfil fornecido não estiver próximo de seu valor real o número de iterações será bem maior. Um teste foi realizado para a placa plana, no qual foram utilizados, dois tipos de perfis iniciais: um senoidal e outro experimental. No primeiro caso, até que a convergência foi alcançada, um número de iterações por estação na ordem de 10 foram gastas. Enquanto que para o perfil experimental já na segunda ou terceira iteração o critério de convergência será satisfeito. Um perfil algébrico usado e que conduz a bons resultados é o perfil logaritmo.

Na determinação do acréscimo inicial na direção perpendicular à parede, deve-se tomar um cuidado especial pois ela irá determinar o número de pontos da grade nesta direção. Um número excessivo de pontos irá fatalmente aumentar o tempo de computação. Nos casos testados o valor inicial do incremento foi da ordem de 0,025 do valor ótimo conforme [9].

Outro fator que afeta o tempo de computação é a relação entre dois incrementos sucessivos na direção vertical, este deve ter seu valor entre 1,01 e 1,05, sendo 1,03 um valor ótimo [9]. Temos ainda a considerar o incremento ao longo da direção x . Aqui, quanto maior o incremento na direção x , menor será o tempo de computação porém menor precisão. Na tabela 1 damos a comparação, embora reduzida do tempo gasto para computar uma estação.

Caso	Tempo computação	
	$\Delta\xi = 3000$	$\Delta\xi = 6000$
Placa plana	5 s : 30 s	6 s : 0,4 s
Sup. côncava	6 s : 22 s	6 s : 0,4 s
Sup. convexa	5 s : 44 s	6 s : 0,4 s

Tabela 1

A inspeção destes resultados nos indicam primeiramente que há uma pequena diferença em tempo de computação entre a placa plana e as superfícies curvas.

Como amostragem dos resultados obtidos foram escolhidos alguns gráficos, como o da viscosidade turbulenta para a superfície convexa. Estes foram escolhidos para que fosse testada a hipótese formulada por Pereira [9]. Verificou-se que para a superfície côncava, conforme a figura 1, o modelo ajusta-se melhor aos dados experimentais de Shivaprasad e Ramaprian [11]. Enquanto que para a superfície convexa, conforme a figura 2, existe uma diferença sensível entre os resultados experimentais e os previstos pelo modelo. Os demais parâmetros da camada limite tiveram um comportamento mais ajustado aos dados experimentais.

Na figura 3 o coeficiente de fricção calculado numeri

camente é comparado com determinado experimentalmente por Shivaprasad e Ramaprian [11]. A concordância dos resultados é excelente.

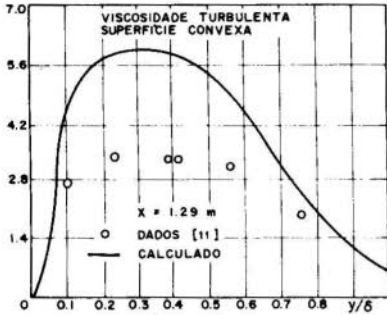


Fig. 1

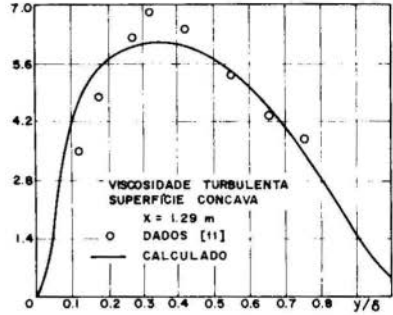


Fig. 2

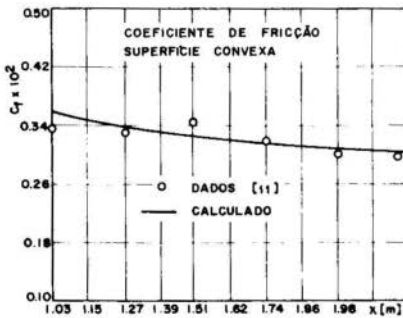


Fig. 3

Bibliografia

- [1] Wattendorf, F.L., A study of curvature effect in fully developed turbulent flow. California Institute of Pasadena (1934).
- [2] Narasinha, R. and Oyha, S.K., Effect of longitudinal surface curvature on boundary layers. Jr. of Fluid Mechanics (1973).

- [3] Cebeci, T., Wall curvature and transition effects in turbulent boundary layers; AIAA Jr. (1968).
- [4] Dvorak, F.A., Calculation of turbulent layers and wall jets over curved surfaces, AIAA Jr (1972)
- [5] Driest, E.R.V., On turbulent flow near wall. North American Aviation Inc. (1955).
- [6] So, R.M.S. and Mellor, G.L., Experiment on convex curvature effect in turbulent boundary layer. Jr. of Fluid Mechanics (1973).
- [7] Patankar, S.V.; Patrap, V.S. and Spalding, D.B., Prediction of turbulent flow in curved pipes. Jr. of fluid mechanics, (1975).
- [8] Launder, B.E.; Spalding, D.B., Mathematical models of Turbulence. Academic Press (1972).
- [9] Pereira, H.V., A four equation model for numerical solution of turbulent boundary layer. Ph.D. Thesis Univ. of Houston, (1974).
- [10] Pereira, H.V., Von Karman's similarity hypothesis for flows over curved surfaces. COBEM-77, pp. 503-510 (1977).
- [11] Shivaprasad, B.G. and Ramaprian, B.R., Turbulent measurements in boundary layers along midly curved surfaces. Jr. of Fluid Engineering (1978).
- [12] Wieghardt, K.; Tillmann, W.U., On the turbulent friction layer for rising pressure, NACA, T.N., 1314 (1951).



COBEM 79

V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA

CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
RESEARCH PAPER

N.º 32

P.P. 503 - 514

ENERGY CONSERVATION WITH FLYWHEELS

David W. Rabenhorst

Principal Professional Staff of the
Applied Physics Laboratory of The Johns
Hopkins University, Laurel, Maryland

SUMMARY

The flywheel can be made to store more energy per unit weight, volume and cost than conventional electric storage batteries. It can accept or deliver the energy at a much higher rate than the electric battery, and can have much longer operating life. These capabilities uniquely qualify the flywheel for many stationary and mobile energy conservation concepts which, if implemented, could significantly reduce world oil consumption. Current flywheel programs in the U.S.A. and other countries are discussed.

Résumé

Le volant peut être constitué en manière d'emmagasiner plus d'énergie par unité de masse, volume et prix que les éléments d'accumulateur traditionnels. Il peut accumuler ou livrer l'énergie à un taux plus haut qu'une batterie électrique et peut avoir une durée de vie utile plus longue. Ces possibilités qualifient le volant uniquement pour beaucoup de projets de conservation d'énergie stationnaires et mobiles qui, dès leur mise en oeuvre, pourraient réduire la consommation mondiale du pétrole. On discute les programmes courants de volants en voie d'exécution aux Etats Unis et en d'autres pays.

1. Introduction

The principal purpose of this paper is to describe a number of energy storage flywheel applications in the United States and the world which could, if implemented, result in significant reduction in world oil consumption.

Although flywheels have been in use for thousands of years to store brief pulses of energy in various applications, it was not until the last one hundred years or so that the technology was sufficiently developed to permit flywheels to store energy for relatively long periods of time. An example of this was the American Howell torpedo which was developed over a decade beginning in 1883. The sole propulsion energy source for this weapon was a steel flywheel which was spun up by means of a steam turbine, and provided sufficient energy to allow the torpedo's propellers to drive the weapon for several minutes at very high speed. The use of the flywheel in this system resulted in a Naval torpedo having a greater velocity and greater range than any other in existence at that time.

Within the last decade there has been an order of magnitude improvement in the performance of flywheels, largely because of the availability of a number of anisotropic materials having significant improvement in strength-to-weight ratios. Since the energy-to-weight ratio of a flywheel is a direct function of the strength-to-weight of the material used in its construction, there has been a recent concentration of effort to develop flywheel configurations which could make optimum use of this new family of anisotropic materials. One configuration which appeared to satisfy this requirement with a minimum of disadvantages is the wound flywheel configuration comprised of a relatively large number of concentric rings wound from composite material, of which the principal ingredient is the high strength filaments. A similar configuration is that developed at The Johns Hopkins University Applied Physics

Laboratory, which utilizes essentially bare filaments which are held together only at discrete angular locations.

The applicability of the flywheel to energy conservation results largely from its ability to accept and deliver energy very rapidly without compromising its design lifetime. Additional advantages are covered in the following paragraphs.

2. Summary of Flywheel Capabilities

The flywheel has a number of exceptional capabilities which make it superior to electric batteries for many storage applications. Some of these capabilities are intrinsic to the physical flywheel concept; whereas others have resulted directly from the recent availability of the new materials and technology. It is necessary to distinguish between these two types of capabilities in order to permit the correct comparison between modern-day flywheels and their predecessors.

a. Intrinsic Capabilities

It will be seen that many current energy storage applications require that the storage device be capable of high power density, or high rate of delivery of energy to the system or rate of extraction from the system. The types of electric storage battery which qualify for many of the current applications are normally limited to less than 100 watts per pound power density. The next generation batteries, which are expected to be available within a few years, will have power densities generally less than about 200 watts per pound. It is not unusual for flywheels, in contrast, to have a power density capability of several thousand watts per pound, and upward. While relatively few of the applications discussed herein will require power densities of this magnitude, it is important to note that the rate at which the flywheel accepts or delivers the energy does not affect the design lifetime of the flywheel. In the case of the typical battery,

however, the higher power densities usually result in considerably reduced battery lifetime.

In contrast to the electrical battery, the flywheel enjoys an exceptionally broad range of input and output flexibility. For example, it can be spun up (charged) either electrically, or by some mechanical device such as an engine, or hydraulic or pneumatic motor. Similar flexibility applies to its output.

The flexibility in size of the energy storage device distinguish the flywheel and the electric battery from other types of energy storage systems such as pumped storage, compressed air, etc. The performance of the flywheel is not affected by size, and the applications described vary from a few hundred watt hours to a few hundred megawatt hours.

Since the operating lifetime of the flywheel is generally determined by its exposure in successive charge/discharge cycles to cyclic stress variations, it is usually practical to limit the maximum stress encountered to that level which would permit the design lifetime of the flywheel to be comparable to the design lifetime of the overall system. In many cases this has the effect of greatly reducing the overall lifetime cost of a flywheel energy storage system, compared with an electrical battery storage system, which generally would have to be replaced several times during the lifetime of the system.

b. Recently Improved Capabilities

As stated previously, the availability of new materials having considerably greater strength-to-weight ratios than was previously available, has permitted the development of flywheel fabrication techniques resulting in greatly improved energy-to-weight ratios, with corresponding improvement in energy-to-volume ratios. Generally speaking, the higher performance materials tend to have higher costs, which tends to make the higher performance flywheels more expensive than the very low cost flywheels.

Flywheels made of isotropic materials, such as solid steel, have a theoretical energy storage capability of about 48 watt-hours-per-pound. However, in consideration of practical operational conditions, the predominant of which is safety, the isotropic flywheels are generally limited to about five or six watt-hours-per-pound. In contrast, the performance of the improved wound flywheels is in the range of ten to thirty watt-hours-per-pound, and the principal objective of the current U.S. Department of Energy high performance program, is a demonstration of flywheels having a capability of forty watt-hours-per-pound. Actual Laboratory demonstrations have exceeded twice this value, and theoretical energy densities (not achievable) using the best current materials appear to be about 200 watt-hours-per-pound.

There has been a similar improvement in the energy to cost ratio of current flywheels. In a program recently concluded at the Applied Physics Laboratory of The Johns Hopkins University the Laboratory demonstrated flywheels having an estimated cost of \$50. per kilowatt hour. These flywheels made use of special, low cost materials, having moderate strength-to-weight ratios. Energy densities for the very low cost flywheel program ranged within 10 to 20 watt-hours-per-pound, although in many low cost flywheel applications the weight or size of the flywheel is of little consequence to the system.

In addition to the order of magnitude improvement in performance there has been a corresponding improvement in flywheel efficiency. Improved vacuum systems will allow the modern flywheel to operate with acceptable aerodynamic losses. Magnetic suspension and other new bearing technology will allow flywheels to operate with minimum mechanical losses. New rotating seals, as well as new concepts for eliminating seals, promise further reductions in mechanical losses. Using these technologies it is expected that future flywheel systems will have total losses not exceeding about one percent of the

total power. For example, a two kilowatt hour energy storage system could have a total loss of not exceeding 20 watts. Actually, in the flywheel system, a total loss will be more a function of the total energy in the flywheel, rather than total power, since it is the energy that determines the mass of the flywheel. In this case a two kilowatt hour energy storage system would have a loss of 20 watt hours per hour in the example cited in the foregoing.

Possibly the greatest single advantage accruing from the use of the modern high strength filamentary materials is in the area of safety. It is an empirical fact that the stress in the wound filaments of a flywheel varies as a function of the square of the radius from the center of rotation. It follows that a wound flywheel having, for example, an inside radius of half the outside radius, would be theoretically impossible to fail catastrophically, since the maximum stress at the outside of the flywheel is four times the maximum stress on the inside of the flywheel. This feature has been demonstrated repeatedly in the hundreds of spin tests to destruction of flywheels at the Applied Physics Laboratory, The Johns Hopkins University, where the flywheel wound structure would typically remain essentially intact after other parts of the flywheel had failed from other causes. It follows that without the need to design for catastrophic failure the containment problem of the modern flywheel is orders of magnitude simplified, compared with the containment problem of previous isotropic flywheels.

3. Energy Conservation in Vehicular Flywheel Systems

The high power density capability of the modern flywheel makes it uniquely qualified as a load-leveling device in the automobile, whether it be electric or engine powered. In either case the principal advantage accrues from the capability of the flywheel to provide the acceleration and braking power which will reduce the load peak requirements on the battery or on the engine.

In these hybrid cases the typical weight of the flywheel is less than one half of one percent of the weight of the vehicle. The battery/flywheel hybrid uses the energy from the batteries to charge the flywheel over relatively long periods of time; whereas, the flywheel delivers the energy at high power levels to the wheels via an appropriate transmission arrangement. This provides a number of significant advantages to the electric vehicle so equipped. Elimination of the energy peaks results in significant improvement in battery life. There are also significant improvements in vehicle range, since the lower charge and discharge rates result in improved battery performance. Vehicular acceleration is generally improved by the fact that the flywheel can deliver energy at higher power levels than the battery. Lifetime cost of the vehicle is improved, because the minimization of load cycling on the batteries increased their lifetime and extend the period between required battery replacements.

The performance of the combustion-engine-powered automobile is similarly improved by the presence of a flywheel in the power train. The engine is generally oversized by a factor of three to four to give the vehicle acceptable acceleration characteristics. Since this engine has to operate over a wide range of rotational speed and power it is less efficient than if it were operated at a relatively constant speed and power. The addition of the flywheel in the power train allows this to be accomplished effectively. In the flywheel/engine hybrid vehicle, the reduced size internal combustion engine is arranged to operate at near constant speed and near maximum power levels through a variable transmission to spin up the flywheel. When acceleration of the vehicle is required, the flywheel delivers the energy at a much higher power level via the variable transmission to the wheels.

Typical results of flywheel/engine hybrid vehicles in the United States are that fuel consumption has been

improved up to 50% while emissions have been reduced significantly. Part of the improvement in the fuel economy results from the fact that the presence of the flywheel in the power train permits regenerative braking to be an accomplished fact.

About thirty years ago the Swiss Oerlikon Company successfully demonstrated the use of flywheels in the urban bus. The Oerlikon bus was powered solely by flywheel energy storage, and utilized a 3000-pound flywheel driving an electric motor generator. When operated as a motor, the electrical unit charged the flywheel, and during operation of the bus the electrical unit operated as a generator providing power to electric motors in the vehicles' wheels. Having operated successfully for more than 17 years in several countries, the flywheel-powered bus feasibility had obviously been established.

At the present time there are a number of programs around the world in which the flywheel-powered bus is being vigorously pursued. In the United States recently a \$5M program was initiated at the General Electric Company to develop a bus powered solely by a flywheel. A similar-sized contract was also recently issued to the Garrett Corporation in California to develop a flywheel/combustion engine urban bus. The flywheel-only vehicle will be an electrical machine having a range of about three and a half miles in urban traffic. The flywheel/engine vehicle will utilize a diesel engine about half the normal size, and is expected to demonstrate a fuel consumption with 50% improvement over the conventional diesel Bus.

Flywheel-powered urban bus programs are also being pursued in a number of other countries. In Italy, for example, the development of the flywheel propulsion system for the urban bus has been under way for several years. At the present time the Italian urban bus flywheel having a capacity of $2\frac{1}{2}$ kilowatt hours, is under life cycle testing. It is fabricated from steel wire using the Applied Physics Laboratory bare filament technology.

In West Germany a flywheel/diesel bus demonstration unit is further advanced, and is expected to be demonstrated in the near future. Other flywheel-powered urban bus study programs are under way in the Netherlands, Sweden, Japan and Canada. The principal reason for this extensive worldwide activity in the flywheel-powered urban bus is the promise of greatly improved fuel economy.

The United States Department of Energy in conjunction with the Metropolitan Transit Authority of New York City recently concluded a demonstration program in New York City in which the operational energy of a subway train was improved more than 30% by the use of on-board flywheel energy storage systems. The flywheel energy storage system enabled much of the deceleration kinetic energy of the train to be recovered in the flywheel system for subsequent use in acceleration of the train.

The flywheel is also being considered to improve the performance of the conventional electric train. In West Germany as well as in the United States, significant programs are under way to study the feasibility of way-side charging stations based upon the use of flywheels energy storage. In this application a considerable amount of energy is recovered from a train going down a mountain and stored in the flywheel for subsequent use to the next train going up the same mountain. The studies have shown that the energy savings in this application can be considerable.

4. Energy Conservation in Stationary Flywheel Systems

In the United States and many other locations throughout the world, the typical load versus time curve for the utility company indicates a diurnal load variation with minimum to maximum load peaks in excess of 50% of the total load. The generating plants with the highest efficiency are those which can operate constantly over a 24-hour period. Typically in the United States, older, fossil-fueled generating plants are utilized for the intermediate

portion of the load cycle because they are capable of being turned on and off each day as required without a substantial penalty in efficiency. It is also characteristic that there are peaks in the load magnitude each day amounting to nearly 25% of the installed power capacity, but representing only about 4% of the total energy requirement. These power peaks are usually provided by fossil-fuel fired turbine units, whose fuel consumption is considerably higher (and more expensive) than those of the other two types of generating plants.

The basic premise regarding the use of energy storage as an energy conservation device is that energy storage can allow the elimination of many of these less efficient power-peaking plants, and thereby greatly reduce national petroleum consumption. The flywheel energy storage systems would allow excess energy to be stored during off-peak hours, which could be delivered to the load during the peak cycle.

Studies have shown that energy storage at the load site and energy storage at the utility site are both effective means of accomplishing this. In the United States a typical example is the individual home. Significant programs are under way to demonstrate the feasibility of using flywheel energy storage in the home to enable nighttime storage, and thereby reduce the diurnal load peaks on the utility system. The Applied Physics Laboratory has recently completed a program for the Department of Energy which was aimed primarily at demonstrating low cost flywheels for the individual home-type application. In a parallel program at the Massachusetts Institute of Technology a program is under way for a demonstration of a complete full-sized home energy storage system involving a several thousand pound flywheel and a special control system. This system would automatically accept energy from the utility company during midnight hours, store it overnight, and thereafter provide the total energy requirements of the home during the daytime

hours; thus completely eliminating that individual home's contribution to the utility peaking cycle the following day.

Similar studies have shown that industrial plants contributing to the diurnal peaking problem can also make use of flywheel energy storage systems to reduce peak load requirements. A side benefit from the home and industry diurnal storage systems is that, at the present time, in many locations in the United States the nighttime energy is available at a fraction of the cost of the daytime energy.

Other studies have shown that energy storage at the utility site is equally effective in eliminating the need for the diurnal peaking plants, and studies in many countries throughout the world have indicated that these could be instrumental in greatly reducing petroleum requirements of the utility plants. Although these energy storage systems may eventually be as large as 160 megawatt hours of stored capacity, it is not necessary that this capacity be provided by a single flywheel. In a recently completed study at the Applied Physics Laboratory, for example, it was concluded that 1400 mass-produced small flywheel generator systems could be installed in underground silos in an area of about one-half acre of land. The study indicated that, while the total cost of such a system would be slightly higher than one using a few flywheels, the technology required for the smaller flywheel system virtually exists at the present time; whereas, the technology required for the larger flywheels may take years to develop.

5. Conclusions

The principal conclusions which can be drawn from the foregoing discussion are as follows:

1. The modern flywheel has capabilities which uniquely qualify it for a number of energy conservation concepts.

2. The use of flywheels in various transportation applications could improve fuel consumption significantly, while also providing other benefits including reduction in lifetime costs.
3. The widespread use of flywheels in stationary energy systems could result in an improvement in fuel consumption of power plants through a reduction in diurnal load peaks. It would also greatly enhance the energy production capability of these power plants.

ANAIS

PROCEEDINGS



COBEM 79
V CONGRESSO BRASILEIRO DE
ENGENHARIA MECANICA



CAMPINAS, 12-13-14 e 15

DEZEMBRO 1979

TRABALHO DE PESQUISA
 RESEARCH PAPER

N.º 33

p.p. 515 - 526

ARRASTO DE ONDA EM EMPENAS TIPO DELTA, ESCOAMENTO SUPERSÔNICO

Carlos Alberto Thompson
 Professor Titular, IME
 Rio de Janeiro - Brasil

Clódio Alberto Pastro Sarzeto
 Professor, IME
 Rio de Janeiro - Brasil

SUMÁRIO

Este trabalho tem por objetivo a determinação do coeficiente de arrasto de onda para empenas tipo delta em escoamento permanente, irrotacional, supersônico. A perturbação da empena sobre o escoamento é simulada por fontes de intensidade constante. As forças de pressão são obtidas numericamente pela integração dos coeficientes de pressão, aproximados pela utilização da teoria dos corpos esbeltos linearizada.

SUMMARY

The objective of this work is to determine the wave drag coefficient for fins of delta type in steady supersonic irrotational flows. The theoretical model assumes that the perturbation by the fin in the flow is represented by sources of constant intensities. The pressure forces are obtained numerically by integration of the pressure coefficients using the linear theory.

1. INTRODUÇÃO

O presente trabalho tem por objetivo a determinação do coeficiente de arrasto de onda para empenas tipo delta em escoamento supersônico. As forças de pressão são obtidas pela integração dos coeficientes de pressão ao longo da superfície da empena. Para a determinação destes coeficientes é utilizada a teoria dos corpos esbeltos linearizada. A perturbação da empena sobre o escoamento é simulada por fontes de intensidade constante distribuídas em seu plano [1].

Para resolução das integrais é usado o método de Gauss o que permite generalizar o processo para os casos em que a intensidade das fontes seja variável.

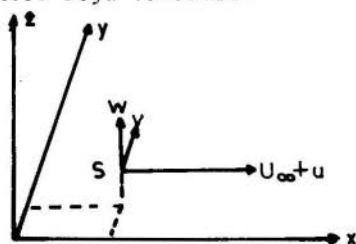


Figura 1 - Ponto da superfície da placa esbelta.

2. ESCOAMENTOS SUPERSÔNICOS TRIDIMENSIONAIS

Uma função potencial $\phi(x,y,z)$ associada a um ponto genérico $P(x,y,z)$ é dada por uma distribuição contínua de fontes localizadas numa área finita de um corpo imerso em um escoamento em regime permanente, com velocidade constante U_∞ , irrotacional, ideal, isentrópico. Fisicamente estas fontes perturbadoras são interpretadas como pontos materiais do próprio corpo afetando o escoamento que o envolve, originando assim as componentes da velocidade perturbadora u, v, w , em um determinado ponto.

Como o corpo, por hipótese, é delgado estas fontes po

dem ser localizada em um plano no caso de placas, ou no eixo de simetria para os corpos de revolução.

As perturbações originam cones de Mach cuja região interna é por elas afetada.

Para o caso de planos delgados, a análise das fontes distribuídas sobre uma área é distinta daquela para os corpos de revolução.

A figura 1 mostra um ponto S da superfície do plano, cujos raios de curvatura são compatíveis com a hipótese dos corpos delgados.

Na hipótese de escoamento ideal a velocidade é tangente à superfície do corpo. Consequentemente, a inclinação da superfície da empena é dada pela relação

$$\operatorname{tg} \lambda \sim \frac{w}{\sqrt{(U_{\infty} + u)^2 + v^2}}$$

sendo u , v , w muito pequenos em presença de U_{∞} pode-se escrever

$$\lambda \sim \frac{w}{U_{\infty}} .$$

O coeficiente de pressão pode ser relacionado à função potencial ϕ .

Sob a hipótese do ar comportar-se como um gás perfeito escoando isentropicamente

$$\frac{P - P_{\infty}}{P_{\infty} U_{\infty}^2} = - 2 \frac{u}{U_{\infty}}$$

2

e o coeficiente de pressão é definido por

$$\frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2}$$

3. APLICAÇÃO A EMPENAS TIPO DELTA

Para efeito de análise de escoamento supõe-se, além das hipóteses mencionadas anteriormente, que:

- outros componentes do míssil, tais como ogiva e corpo cilíndrico não interferem sobre as empenas;
- o eixo de simetria da empena é paralelo à direção da velocidade U_{∞} , isto é, os ângulos de ataque e desvio são nulos.

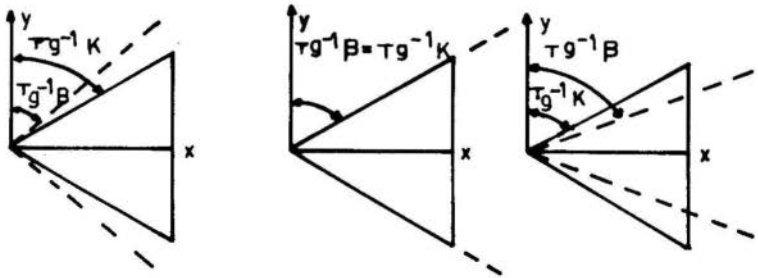


Figura 2 - Posições da aresta de ataque e da linha de Mach.

Em determinadas situações, o escoamento sobre uma empena tridimensional finita pode ser considerada como equivalente a um escoamento sobre empena bidimensional, do comprimento finito [2].

A figura 2 representa uma empena em três situações distintas em função das inclinações $tg^{-1}\beta$ e $tg^{-1}\kappa$, que são formadas pela aresta do cone de Mach e pela aresta de ataque com o eixo dos y respectivamente.

Estas situações permitem considerar quatro casos distintos para efeito do cômputo do coeficiente de arrasto, em função da relação

$$n = \frac{K}{\beta}.$$

Na figura 2a a velocidade U_{∞} é tal que toda a empena (1º caso) e uma região adjacente (2º caso) são afetadas pelo vértice A e pelas perturbações correspondentes aos pontos da superfície da empena. Na figura 2b somete a região da empena é afetada pela presença do vértice A (3º caso). Na figura 2.c parte da empena situa-se na zona de silêncio e pelas considerações feitas anteriormente pode-se considerar a região ABC como bidimensional (4º caso).

Uma empena bipolarabólica cortada tem seção longitudinal composta por dois arcos parabólicos.

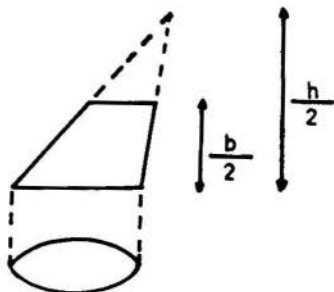


Figura 3 - Empena bipolarabólica cortada.

Estes arcos podem ser substituídos por linhas poligonais com trechos de inclinação constante [3].

A consideração de projeção constante, sobre o pla

no de simetria da empena, dos diversos trechos implica em vantagens para efeito de computação.

As empenas tipo aba dupla podem ser consideradas como arcos biparábólicos com dois trechos de inclinações constantes. Para os casos de empenas cujas seções longitudinais são parábolas contínuas, evidentemente quanto maior o número de divisões, melhor a aproximação obtida.

O coeficiente de arrasto é dado pela integração do coeficiente de pressão na direção do eixo da empena. Como cada uma das P divisões tem inclinação diferente das outras, a cada uma é associada uma intensidade de fontes e o coeficiente de arrasto correspondente a cada trecho (Fig. 4) é dado por



Figura 4 - Força de pressão em um elemento de área de um trecho genérico.

$$\frac{D}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S} = 4 \int_A \frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \frac{dA}{S} \lambda$$

onde ρ , U_{∞} e S são a massa específica, a velocidade da empena e a área de uma face da empena respectivamente, ou, genericamente

$$C_{D_{j,q}}^A = C_{D_{j,k+1}}^A - C_{D_{j,k}}^A$$

sendo

$$C_{D_{j,k}}^A = 2 \int_A C_{Pj} \lambda_k dA_{j,k} \quad (1)$$

onde j indica a localização da perturbação e q o trecho que contribui para o arrasto. Para efeitos a jusante, no escoamento, j varia de 1 a P e k de j a P . Para efeitos a montante, j varia de 2 a $P+1$ e k de $j-1$ a 1. A área de uma empena é representada por A .

A aplicação da equação (1) aos quatro casos de uma empena cortada (Fig. 4) cujo corte é expresso por $e = \frac{h-b}{h}$ leva as seguintes equações:

- 1º caso

$$C_{D_{j,k}} = \frac{8\lambda_j \lambda_k R_j}{\pi \beta (1-a)} \frac{1}{(1-a^2)\sqrt{n_j^2-1}} \left| \left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j}\right) \int_0^L \frac{1}{\left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j} t\right)^2} \right. \\ \left. \cosh^{-1} \sqrt{\frac{n_j^2-t^2}{1-t^2}} dt + (1-e)^2 \int_L^1 \frac{1}{t^2} \cosh^{-1} \sqrt{\frac{n_j^2-t^2}{1-t^2}} dt \right| \quad (2)$$

onde j varia de 1 até P e k de j até P e o limite de inte -

gração é representado genericamente por

$$L = \frac{1 - e}{1 - e \frac{R_{k+1}}{R_j}}$$

- 2º caso

$$C_{D_{j,k}} = \frac{8\lambda_j \lambda_k}{\pi \beta} \frac{R_j}{1-a} \frac{1}{1-e^2} \frac{1}{\sqrt{n_j^2-1}} (1-e^2) \int_1^L \frac{1}{t^2} \cosh^{-1} \sqrt{\frac{n_j^2-1}{t^2-1}} dt +$$

$$+ \left(1 - \frac{R_j}{R_k}\right)^2 \int_L^{n_j} \frac{1}{\left(t^2 - \frac{R_j}{R_k}\right)^2} \cosh^{-1} \sqrt{\frac{n_j^2-1}{t^2-1}} dt \quad (3)$$

onde j varia de 2 a $p+1$ e k de $j-1$ e o limite de integração é expresso por

$$L = \frac{\frac{R_j}{R_k} (1 - e)}{\frac{R_j}{R_k} - e}$$

Se $n_j \leq L$ não existe a segunda parcela da expressão e o limite superior da primeira parcela passa a ser n_j .

- 3º caso

$$C_{D_{j,k}} = \frac{8\lambda_j \lambda_k R_j}{\beta \pi} \frac{1}{1-a} \frac{1}{1-e^2} \left| \left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j}\right)^2 \int_0^L \frac{1}{\left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j}\right)^2} \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}} + (1-e)^2 \int_L^1 \frac{1}{t^2} \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} dt \right| \quad (4)$$

onde j varia de 1 até P e k de j até P e o limite L de integração é dado por

$$L = \frac{1}{1 - e \frac{R_{k+1}}{R_j}}$$

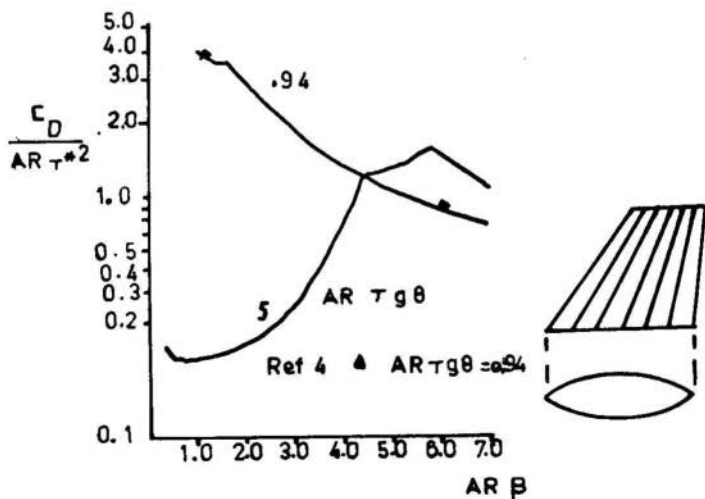


Figura 5 - Coeficiente para Empena Biparabólica cortada ($e = 0,5$).

- 4º caso

$$C_{D_{j,k}} = \frac{8\lambda_j \lambda_k}{\pi \beta} \frac{R_j}{1-a} \frac{1}{(1-e^2) \sqrt{1-n_j^2}} \left| \left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j}\right)^2 \right.$$

$$\int_0^L \frac{1}{\left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j} t\right)^2} \cos^{-1} \sqrt{\frac{n_j^2 - t^2}{1-t^2}} dt + (1-e^2)$$

$$\int_L^{n_j} \frac{1}{t^2} \cos^{-1} \sqrt{\frac{n_j^2 - t^2}{1-t^2}} dt + (1-e)^2 \frac{\pi}{2} \int_{n_j}^1 \frac{dt}{t^2} \quad (5)$$

onde j varia de 1 até P e k de j até P e o limite de integração é dado por

$$L = \frac{1 - e}{1 - e \frac{R_{k+1}}{R_j}} \quad (6)$$

Se $n_j \ll L$ a expressão transforma-se em

$$\begin{aligned}
 C_{D_{j,k}} &= \frac{8\lambda_j \lambda_k}{\pi \beta} \frac{R_j}{1-a} \frac{1}{(1-e^2) \sqrt{1-n_j^2}} \left| \left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j}\right)^2 \right. \\
 &\int_0^{n_j} \frac{1}{\left(1 - \frac{R_{k+1}}{k_j} t\right)^2} \cos^{-1} \sqrt{\frac{n_j^2 - t^2}{1-t^2}} dt + \\
 &+ \left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j}\right)^2 \frac{\pi}{2} \int_{n_j}^L \frac{dt}{\left(1 - \frac{R_{k+1}}{R_j} t\right)^2} + \\
 &+ (1-e)^2 \frac{\pi}{2} \int_L^1 \frac{dt}{t^2} \quad (7)
 \end{aligned}$$

onde L é dado por (6).

4. CONCLUSÕES

A confrontação dos resultados apresentados com os gráficos da referência [4], indica que o método teve validade e pode ser empregado para qualquer caso fazendo-se as necessárias adaptações.

Para os perfis parabólicos foram usadas seis divisões no arco; este número pode ser aumentado para uma melhor aproximação.

O tempo de computação pode ser reduzido pela utilização de um equipamento mais rápido do que a calculadora em -

pregada (HP 9830 A).

Os resultados experimentais já obtidos|3| traduzem a utilidade do arrasto de onda no cômputo do arrasto total de uma empena.

5. BIBLIOGRAFIA

- (1) - Puckett A.E., Supersonic Wave Drag of Thin Airfoils, J. Aero. Sci., Set., (1946).
- (2) - Shapiro H.A., Compressible Fluid Flow, Ronald Press Co., Vol. II, (1953).
- (3) - Beane B., The Characteristics of Supersonic Wings Having Biconvex Sections, J. Aero. Sci., Jan., (1951).
- (4) - Manual do Exército dos EEUU - AMCP 706-280, (1966).