



PROGRAMA MODELO CLÁSSICO
DE
ATMOSFERAS ESTELARES

ANTONIO CARLOS MOLDES DA ROCHA

&

VERA LÚCIA GOMES D'SILVA

Orientador: J. Adolfo S. Campos

1979.

A
nossos

Pais, Avós & Amigos

PROGRAMA MODELO CLÁSSICO
DE
ATMOSFERAS ESTELARES

Antonio C. M. Rocha
Vere L. G. d'Silva

ÍNDICE

| | |
|--|----|
| RESUMO | 1 |
| PREFÁCIO | ii |
| INTRODUÇÃO | 1 |
| <u>I- SUMÁRIO DA TEORIA DAS FOTOSFERAS ESTELARES</u> | |
| I-1 INTERPRETAÇÃO TERMODINÂMICA LOCAL | 2 |
| I-2 CAMPO DE RADIAÇÃO E A EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DAS ATMOSFERAS... | 4 |
| <u>II - TRATAMENTO E DESCRIÇÃO DO MODELO FOTOSFÉRICO</u> | |
| II-1 HIPÓTESES DO MODELO CLÁSSICO E AVALIAÇÃO DO GRADIENTE DE TEMPERATURA | 9 |
| II-2 COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O HIDROGÊNIO NEUTRO - TRANSIÇÕES LIVRE-LIVRE E PRÊSO-LIVRE..... | 12 |
| II-2.1 COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O HIDROGÊNIO NEGATIVO - TRANSIÇÕES LIVRE-LIVRE E PRÊSO-LIVRE..... | 13 |
| II-3 COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O HÉLIO IONIZADO NEGATIVAMENTE..... | 15 |
| II-4 OPACIDADES DOS ELEMENTOS QUÍMICOS: C+, C++, NE, NE+, N+, N++, O+. | 16 |
| II-5 VALOR INICIAL DE PG E O MÉTODO ITERATIVO DE SIMPSON..... | 16 |
| II-6 AVALIANDO PE..... | 19 |
| II-7 VARIANDO EM Δz | 20 |
| II-8 CÁLCULO DA DENSIDADE | 21 |
| II-9 CÁLCULO DO COEFICIENTE DE ESPALHAMENTO..... | 21 |
| II-10 COEFICIENTE DE ABSORÇÃO TOTAL..... | 22 |
| II-11 CÁLCULO DO FLUXO LÍQUIDO | 23 |
| <u>III - PROGRAMA MODELO CLÁSSICO - TIPO B0</u> | |
| III-1 ESCHEMA..... | 27 |

III-2 CORPO E FUNCIONAMENTO DO MC-8029

III-3 LISTAGEM E RESULTADOS38

BIBLIOGRAFIA

RESUMO

O projeto presente trata do problema de obtenção de um modelo clássico de fotosferas estelares quentes para o contínuo. Seguimos o tratamento e hipóteses padrões à análise e através do programa Modelo Clássico 80, computamos numericamente os vários parâmetros físicos necessários: a distribuição de temperatura exata para o caso cinza, a função de Hopf, o coeficiente de espalhamento, os coeficientes de absorção livre-livre e preso-livre do hidrogênio neutro, negativo, hélio negativo. Ainda os coeficientes dos elementos químicos $C+$, $C++$, NE , $NE+$, $N+$, $N++$, $O+$, as pressões de gás e elétrons, e por fim o fluxo líquido.

O fluxo, em particular, é obtido através de um processo de quadratura, não se tratando da computação para um corpo não-cinza.

Detalhemos na seção III todo o corpo, variáveis indexadas e listagem e resultados obtidos do MC-80. Os fluxogramas foram escritos na linguagem FORTRAN IV e depurados para o computador CG700.

PREFÁCIO

Apresentamos através desse trabalho, um sumário de toda uma pesquisa desenvolvida para a teoria dos modelos de atmosferas estelares. Assim em toda a primeira parte caracterizamos a parte teórica e os parâmetros essenciais que queremos obter. À parte final discursamos sobre os aspectos do programa em si. A resposta do fluxo não é observada para um caso não-cinza e o alcance do programa MC-80 conseqüentemente atém-se a essa limitação. Isso contudo, não defere do poder de respostas do MC-80, que apresenta resultados com erros à ordens menores do que 10^{-5} , para parâmetros inerentes ao modelo e obtidos por processos iterativos.

Nada impede que novas sub-rotinas sejam acrescentadas futuramente ao MC-80, pelo contrário, indicamos na seção III meios para tais fins.

O programa, é certo, esteve longe de ter alcançado todo o seu objetivo, mas acreditamos que ao menos, represente um bom começo.

AGRADECIMENTOS

Os autores desejam agradecer a todos que direta ou indiretamente prestaram alguma ajuda, entre outros Prof. Sílvia Vaz, pela sua colaboração, Encarnación, pela ajuda, Gilson e Getúlio, na parte de programação e Adolfo na orientação do projeto.

PROGRAMA MODELO CLÁSSICO
DE ATMOSFERAS ESTELARES

VERA LÚCIA GOMES / ANTONIO CARLOS ROCHA

INTRODUÇÃO

Por uma atmosfera estelar queremos significar as camadas de uma estrela diretamente acessíveis à observação, no sentido de que uma quantidade característica de radiação detetável daquelas camadas alcancem o observador. Objetivamente, estudar-se a teoria das atmosferas (fotosferas) estelares é analisar o campo de radiação dessa faixa de camada. Um estudo que descreva o fluxo emergente da estrela.

Modelar na condição de que a intensidade de radiação deixando a superfície de uma estrela possa ser representada por uma única temperatura é algo muito idealizado. Estudos mostraram o facto de que a temperatura cresce com a profundidade na atmosfera.

Considerando a transmissão de radiação através de um meio absorvedor e emissor, e no sentido de tornar as informações avaliáveis na interpretação dos fatos astrofísicos é que nós precisamos de um complemento macroscópico para essa teoria de emissão e absorção, consistindo em um estudo da transformação adiabática sofrida por um campo de radiação em conjunção com um meio de temperatura variável e composição química. Para esse problema macroscópico é desnecessário então tomarmos o mecanismo de quantização da radiação.

SUMÁRIO DA TEORIA DAS FOTOSFERAS ESTELARES

I-1 - INTERPRETAÇÃO TERMODINÂMICA LOCAL - Precisamos, antes de utilizarmos os princípios de transferência, de conceituarmos as condições de equilíbrio termodinâmico e da aplicabilidade dos métodos de termodinâmica pura extrapolando-os às fotosferas estelares.

Se considerarmos o meio como gasoso, limitado por planos paralelos, e sujeitos a uma fonte fixa de radiação (o núcleo estelar). Os átomos do gás, em estado estacionário, serão caracterizados por uma definida distribuição de estados estacionários que lhes são permitidos, e também, por uma definida distribuição de velocidades, independentemente do tempo, pois a termodinâmica é capaz de lidar somente com sistemas, os quais, o estado completo é independente de t . Não podemos aplicar um raciocínio sob base puramente térmica ao gás. Então, se a energia radiante original da fonte está continuamente sendo alterada, a termodinâmica pura é impotente analiticamente.

Convém salientar, que a palavra 'termodinâmica' é usada em dois sentidos diferentes. É algumas vezes usada para denotar a ciência da transferência de calor de um sistema à outro, ou entre diferentes partes do mesmo sistema e, de uma maneira geral, para denotar o estudo de todos aqueles fenômenos nos quais a temperatura toma parte. É também usada em um sentido mais restrito, quando denotando o estudo dos estados de equilíbrio de sistemas fechados. Em sentido especializado, considera-se mudanças no estado do sistema, mas sempre de modo lento, contínuo. Se ocorrem mudanças catastróficas estas são estudadas somente nos seus efeitos resultantes, e não nos seus próprios detalhes de ocorrência.

Os resultados exatos obtidos através da teoria termodinâmica são consequentes das suas leis, mais particularmente da segunda. O estudo dessas consequências é o que convenientemente descrevemos como termodinâmica pura.

Deve-se notar ainda que o conteúdo da segunda lei não está voltado para processos físicos, mas para resultados dos processos, e mais, os resultados dos processos aplicados à sistemas fechados. Observa-se que a termodinâmica é incapaz de lidar com o mecanismo dos processos.

A definição de sistema fechado, não exclue a possibilidade de forças externas. Nós podemos ter uma coluna de gás, fechada, sujeita a uma força externa como a gravidade, e em equilíbrio. Mas aqui, tudo que é relevante é que existe um campo de força definido dentro do conteúdo, a origem externa do campo não está interessando. E em tal coluna de gás nós podemos aplicar os métodos da termodinâmica pura.

Enquanto o equilíbrio termodinâmico estrito deve ser rejeitado em ambas bases, teórica e observacional, considerando uma atmosfera estelar como um sistema aberto, tem sido discutido que o fluxo de radiação do gás, cuja existência previne da aplicação do ET, é muito pequeno comparado a correspondente energia de radiação total contida na estrela. Nesse caso, não parece muito sem razão adotar-se uma leve modificação em considerar-se o equilíbrio termodinâmico local (ETL), no qual a situação presumida é a de que a distribuição de energia entre os graus cinéticos de liberdade (excitação e ionização) é a mesma como no ET, exceto que essas distribuições são agora controladas pelo valor local da temperatura. Ela não pode ser mais a temperatura termodinâmica, desde que a intensidade do campo de radiação local não pode, geralmente, ser mais descrita por uma distribuição ET.

Quando nós adotamos o ETL para um gás em um sistema aberto de dada estrutura térmica, nós implicitamente assumimos que o equilíbrio entre os graus de liberdade é alcançado à parte dos detalhes da interação entre os mecanismos, i.e. , nós assumimos que os estados das populações são governados pelas relações de Boltzmann.

Resumidamente, uma atmosfera é dita estar em equilíbrio térmico local quando se é possível definir em cada ponto na atmosfera, uma temperatura T , tal que os coeficientes de absorção k_ν e emissão j_ν estejam relacionados de acordo com a equação de Planck Kirchhoff:

$$j_\nu = k_\nu B_\nu(T) \quad \text{e} \quad B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

1.2 — CAMPO DE RADIAÇÃO E A EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DAS ATMOSFERAS —

Devemos primeiramente definir as quantidades fundamentais à teoria da Transferência de Radiação e derivarmos a equação da transferência, a equação básica que governa o campo de radiação num meio como o das atmosferas que absorvem, emitem e espalham radiação. Não vamos partir para as máximas generalizações possíveis, ao formularmos os vários conceitos e equações, mas vamos nos limitar às situações que os problemas considerados requerem.

A análise de um campo de radiação frequentemente requer considerar uma dada quantidade de energia radiante dE_ν , em um intervalo de frequência específico ($\nu, \nu + d\nu$), que é transportada através de um elemento de área ds , com direções confinadas à um elemento de ângulo sólido $d\omega$, durante um certo tempo dt .

Assim, a energia dE_ν é expressa em termos da intensidade específica por

$$dE_\nu = I_\nu \cos\theta ds d\omega d\nu dt \quad (1)$$

onde θ é o ângulo que a direção considerada faz com a normal ao elemento de área tomado $d\sigma$.

Para um campo de radiação genérico, a intensidade será uma função das coordenadas especiais (x, y, z) que caracterizam uma variação ponto a ponto, e função dos cosenos diretores (l, m, n) que definem a possível variação de direção por ponto, e ainda função temporal,

$$I_{\nu} = I_{\nu}(x, y, z; l, m, n; t) \quad (2)$$

Agora, nos modelos clássicos de atmosferas, simplificações são introduzidas em (2), como veremos adiante. Quando todas as simplificações são levadas em conta, temos,

$$I_{\nu} = I_{\nu}(z, \theta) \quad (3)$$

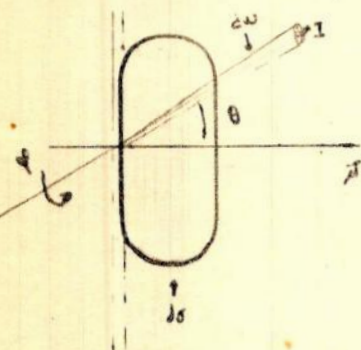
O fluxo líquido define a taxa de fluxo de energia radiante através de um elemento de área $d\sigma$, por unidades de frequência e tempo

$$F_{\nu} = \frac{dE_{\nu}}{d\nu d\sigma dt}$$

ou por (1),

$$F_{\nu} = \int I_{\nu} \cos\theta \, d\omega \quad (4)$$

que para um sistema de coordenadas polares com o eixo-z, na direção da normal e $d\sigma$,



$$d\omega = \sin\theta d\theta d\phi$$

$$\mu = \cos\theta$$

$$F_{\nu} = 2\pi \int_{-1}^1 I_{\nu}(\mu, z) \mu d\mu \quad (5)$$

O fluxo astrofísico costuma ser definido como

$$F_{\nu} = \frac{E_{\nu}}{\pi} \quad (6)$$

Definimos ainda o fluxo de Eddington, momento de ordem primeira,

$$H_V(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_V(\mu, z) \mu d\mu \quad (6)$$

A intensidade média para um campo de radiação, tomado como axialmente simétrico, e integrado sobre todos ângulos sólidos, é

$$J_V(z) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi I_V(z, \theta) \cos\theta d\theta \quad (7)$$

Essas integrais angulares sobre o campo de radiação, podem ser escritas genericamente para o n -ésimo momento do campo de radiação

$$M_V(z, n) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_V(z, \mu) \mu^n d\mu \quad (8)$$

Podemos derivar a equação que governa o problema do transporte radiativo. Consideremos um elemento de volume infinitesimal, de comprimento ds e uma seção de área normal dA contendo matéria estelar de densidade ρ . Então, um tubo de radiação passando através desse elemento deverá sofrer uma mudança em energia que deve igualar a energia emitida por esse elemento menos a absorvida, ou seja,

$$dI_V dV d\omega dA dt = J_V \rho dA ds dV d\omega dt - \rho k_V I_V dV d\omega dt dA ds$$

ou,

$$\frac{\mu}{\rho} \frac{dI_V}{ds} = J_V - k_V I_V \quad (7)$$

Podemos escrever a equação da transferência em função da profundidade ótica, pois é um parâmetro mais importante do que a profundidade geométrica, porque é uma medida direta da absorvidade do material ao longo do tubo de radiação tomado. Ela possui sentido de orientação contrário a z ; e em adição temos a definição da

função-fonte, razão da emissividade com a opacidade

$$-z_v = \int k_v dz \quad e \quad dz = \rho ds \quad (8)$$

$$S_v = J_v / k_v \quad (9)$$

Então a equação da transferência assume sua forma padrão

$$\mu \frac{dI_v}{dz_v} = I_v - S_v \quad (10)$$

A expressão em (10) é uma equação diferencial linear de primeira ordem, cuja solução formal é

$$I_v(z_v, \mu) = I_v(z_{2v}, \mu) e^{-(z_{1v} + z_{2v})} + \int_{z_{1v}}^{z_{2v}} S_v(t_v) e^{-(-z_{1v} + t_v)/\mu} \frac{dt_v}{\mu} \quad (11).$$

A equação em (11) está sujeita a certas condições de fronteira, o que leva as expressões

$$I_v(z_v, \mu) = \lim_{z_{2v} \rightarrow +\infty} I_v(z_v, \mu) e^{-(-z_{1v} + z_{2v})} + \int_{z_{1v}}^{\infty} S_v(t_v) e^{-(-z_{1v} + t_v)/\mu} \frac{dt_v}{\mu} \quad (12)$$

($\mu \geq 0$)

$$I_v(z_v, \mu) = I_v(0, \mu) e^{z_v/\mu} + \int_{z_{1v}}^0 S_v(t_v) e^{-(-z_{1v} + t_v)/\mu} \frac{dt_v}{\mu} \quad (13)$$

($\mu \leq 0$)

As equações (12) e (13) constituem uma solução completa da equação da transferência em (10), se a função-fonte é dada.

A função-fonte para ETL, e com espalhamentos isotrópicos e coerentes pode ser escrita,

$$S_v = \frac{k_v}{k_v + \sigma_v} B_v + \frac{\sigma_v}{k_v + \sigma_v} J_v \quad (14)$$

Em restrito ETL, sem levar em conta o coeficiente de espalhamento σ_v ,

$$S_v = B_v$$

(15)

Vários problemas na teoria da Transferência de Radiação levam a equações integrodiferenciais de vários graus de complexibilidade. Não se é esperado que soluções exatas e completas de todos problemas sejam prontamente avaliáveis.

No estudo dos momentos das equações da transferência nós devemos ter dois objetivos :

- desenvolvermos métodos de soluções aproximadas que terão suficientes flexibilidades para adaptações à qualquer situação prática que possa surgir.

- desenvolvermos métodos suficientemente poderosos e gerais que nos permitam encontrar várias relações, entre as integrais, que possam existir. E também obter-se soluções exatas para pelo menos alguns aspectos do problema de particular interesse.

No desenvolvimento de métodos de soluções aproximadas nós podemos tomar um dos dois pontos de vista:

- ou desenvolvemos métodos exclusivamente no contexto de um problema particular, objetivando o maior grau de apuro possível; ou desenvolvemos métodos que tenham suficientes generalidades, para várias invariantes do problema, muito embora percam em apuro para os métodos especiais, quando consideramos os casos particulares.

O programa MC-80 segue o segundo objetivo, obtendo soluções exatas para alguns tópicos do problema, como a temperatura do caso cinza, funções exponenciais, função de Hopf, pressões eletrônica e gasosa e as opacidades à uma frequência padrão do hidrogênio neutro, hélio ionizado negativamente e de certos elementos. Condição métodos exclusivamente no contexto de uma solução particular, e ainda, usa processos de fortes convergências, que nos dão respostas exatas para aspectos de particular interesse, como a solução de

um sistema de matrizes, produto entre as mesmas. Os processos de quadratura e a avaliação dos coeficientes parabólicos.

Para mais detalhes veja Ref. (1) e também Ref. (2).

II

TRATAMENTO E DESCRIÇÃO DO MODELO FOTOSFÉRICO

II.1 — HIPÓTESES DO MODELO CLÁSSICO E AVALIAÇÃO DO GRADIENTE DA TEMPERATURA — As simplificações gerais tratadas são:

Estratificação da fotosfera estelar em camadas plano-paralelas, o que equivale a impor invariância por planos. Para a intensidade específica, dada por (2), temos,

$$I_{\nu} = I_{\nu}(z, \theta, \phi; t)$$

O campo de radiação possuindo simetria axial, implica,

$$I_{\nu} = I_{\nu}(z, \theta; t) \quad (16)$$

Assumimos estado estacionário, que do ponto de vista microscópico significa que a taxa total de átomos que deixa um certo nível é perfeitamente contrabalançada pela taxa total de átomos que entram por sua vez no mesmo nível — quando todos os processos são levados em conta. Os parâmetros do campo de radiação, tornam-se por sua vez independentes do tempo t .

$$I_{\nu} = I_{\nu}(z, \theta)$$

A fotosfera encontra-se em equilíbrio radiativo e hidrostático. O

programa MC adota uma estrela de classe espectral B0, do tipo inicial, a que auxilia o processo de transferência de energia do interior para as camadas superficiais como o fenômeno principal de transporte. Os efeitos convectivos não são previstos.

A validade do ETL, para o contínuo de emissão espectral.

É evidente que nenhum corpo estelar, constitui um sistema fechado, mas estaremos interpretando as mudanças no estado do meio como lentas; cada ponto do campo de radiação podendo ser caracterizado por uma temperatura local T . E mesmo se adotando independência no tempo, a termodinâmica aplicada nem sempre é capaz de explicar exatamente porções do meio fotosférico sem instabilidades hidrodinâmicas, veja Ref. (9).

O fluxo de energia é constante, com a profundidade ótica na fotosfera. O fluxo fica especificado por uma temperatura efetiva, que para o nosso modelo é $T_{ef.} = 29.000' K$ e $\sigma = 5.66970 \cdot 10^{-8}$.

Como primeira aproximação, adotamos o uso da solução exata do corpo cinza, para darmos partida ao problema,

$$T^4 = (3/4) \cdot T_{ef.}^4 \cdot (z + q(z)) \quad (17)$$

$$T = T_{ef.} \cdot [(3/4) \cdot (z + q(z))]^{1/4} \quad (18)$$

onde $q(z)$ é a função de Hopf, tabelada, por exemplo, por Mark, 1947. Podemos obter seu comportamento por fórmulas adequadas de recorrência, entre outras, adotamos uma expressão devida a Norton, 1963, veja Ref. (5).

¹ A constante de Boltzmann está escrita numa forma adequada de programação, em dupla precisão.

$$q(z) = 0.71044609 - 0.2830386.E_2(z) + 0.57975839.E_3(z) - 0.75751038.E_4(z) + 0.45026781.E_5(z) \quad (19)$$

As integrais exponenciais de enésima ordem são definidas ser,

$$E_n(z) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-zx}}{x^n} dx \quad (20)$$

Na origem, i. e., quando $z=0$, as integrais exponenciais são dadas por

$$E_n(0) = \frac{1}{n-1} \quad (21)$$

Se a expressão em (20) for diferenciada com respeito a z , nos levará a uma relação de recorrência:

$$\frac{dE_n}{dz} = -E_{n-1}$$

ou,

$$n.E_{n+1}(z) = e^{-z} - z.E_n(z) \quad (22)$$

Para cálculos computacionais, temos uma expressão trabalhada por Abramowitz e Stegun, 1964. Ref. (13).

Caso $z \leq 1$

$$E_1(z) = -\ln z + C_1 + C_2.z + C_3.z^2 + C_4.z^3 + C_5.z^4 + C_6.z^5 \quad (23)$$

Para

$z > 1$

$$E_1(z) = \frac{z^4 + A_1.z^3 + A_2.z^2 + A_3.z + A_4}{z^4 + B_1.z^3 + B_2.z^2 + B_3.z + B_4} \cdot (z.e^z)^{-1} \quad (24)$$

onde as constantes são,

$$C_1 = -0.57721566, \quad C_2 = 0.99999193, \quad C_3 = -0.24991055,$$

$C4 = 0.05519968$, $C5 = -0.00976004$, $C6 = 0.00107257$, $A1 = 8.6347600925$
 $A2 = 18.0590169730$, $A3 = 8.6347600925$, $A4 = 0.2677737343$,
 $B1 = 9.5733223454$, $B2 = 25.6329561486$, $B3 = 21.0996530827$,
 $B4 = 3.9584969228$.

Para ordens superiores a unidade, empregamos a fórmula de recorrência.

II.2 — COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O HIDROGÊNIO NEUTRO — TRANSIÇÕES

LIVRE-LIVRE E PRÊSO-LIVRE — Em estrelas tipo B,A, o hidrogênio neutro é o absorvedor predominante. Ambos processos de absorção prêso-livre e livre-livre contribuem.

O coeficiente de absorção contínuo por átomo de hidrogênio neutro será denotado por k . Ao final k será convertido em unidades de centímetros quadrados por grama e será denominado k_v , representando a dependência em frequência do coeficiente de absorção. [4]

Transições Prêso-Livre

$$k(H_{PL}) = \alpha_0 \lambda^3 \left[\sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{g}{n^3} 10^{-\theta \cdot X} \right) + \frac{\log e}{2.0.I} \left(10^{-X_{3.0}} - 10^{-I.0} \right) \right] \quad (25)$$

De (25) temos que,

$$\log e = 0.43429$$

$$\alpha_0 = 1.044 \cdot 10^{-26} \quad (\text{constante atômica})$$

X , o potencial de excitação, definido ser a energia acima do nível fundamental :

$$X = I - \frac{h.R.c}{2n} = 13.60 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (26)$$

h , constante de Planck

R , constante de Rydberg

θ , fator relativo a temperatura dado por (18).

g_n , fator de Gaunt

Os fatores de Gaunt, podem ser encontrados tabelados por vários autores: Karzas e Latter, 1961; Ref.: (15), e Gingerich, 1964, Ref. (14).

Adotamos no programa,

$$g_n = 1 - 0.3456(\lambda \cdot R)^{-1/3} \cdot \left(\frac{\lambda R}{n^2} - \frac{1}{2} \right) \quad (27)$$

expressão por Menzel e Pekeris, 1935. Veja Ref. (4).

Transições Livre-Livre

$$k(H_{11}) = \alpha_0 g_f \lambda^3 \frac{\log e}{2\theta \cdot I} \cdot 10^{-9I} \quad (28)$$

onde

$$I = \frac{2\pi^2 R m e^4}{h^2}$$

e

$$\alpha_0 = 1.044 \cdot 10^{-26}$$

O comprimento de onda padrão será de 5.000 Å, então,

$$g_f = 1 + 0.3456(\lambda R)^{-1/3} \cdot \left(\frac{\log e}{\theta \cdot X_v} + \frac{1}{2} \right) \quad (29)$$

expressões obtidas, identicamente por Menzel e Pekeris.

$$k_v(H_{11}) = \frac{K(H_{11})}{\sum \alpha_j \mu_j} \quad (30)$$

A massa μ_j , representa os j-ésimos elementos atmosféricos, enquanto que α_j , representa o número de abundância dos elementos relativamente ao hidrogênio. Um valor comum para o denominador em (30) é $2 \cdot 10^{-24}$ g por partícula de hidrogênio.

II-2.1 - COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O HIDROGÊNIO NEGATIVO - TRANSIÇÕES LIVRE-LIVRE E PRÉSO-LIVRE

As fórmulas para a opacidade devida ao hidrogênio negativo livre-livre, conforme sumarizadas por Gray, Ref.(4), são dadas como

$$k(\text{H}_{11}^-) = \text{Pe} \cdot 10^{(f_0 + f_1 \log \theta + f_2 \log^2 \theta)}$$

onde

$$f_0 = -31.3602 + 0.48735 \log \lambda + 0.296586 \log^2 \lambda + \\ - 0.0193562 \log^3 \lambda$$

$$f_1 = 15.3126 - 9.33651 \log \lambda + 2.000242 \log^2 \lambda + \\ - 0.1422568 \log^3 \lambda$$

$$f_2 = -2.6117 + 3.22259 \log \lambda - 1.082785 \log^2 \lambda + \\ + 0.1072635 \log^3 \lambda$$

O fator de emissão está incluído.

Os dados dos polinômios acima são devidos a Stillee e Callaway (1970). Ref.16.

Quanto ao hidrogênio negativo prêsso-livre temos

$$k(\text{H}_{pl}^-) = 4.158 \cdot 10^{-10} \alpha_{pl} \text{Pe} \theta^{5/2} 10^{0.754 \cdot \theta}$$

onde α_{pl} depende do comprimento de onda. Assim, para 5000 Å é dado por uma expressão polinomial

$$\log \alpha_{pl} = -16.20450 + 0.17280 \cdot 10^{-3} (\lambda - 8500) + 0.3942 \cdot 10^{-7} \cdot \\ (\lambda - 8500)^2 + 0.51345 \cdot 10^{-14} (\lambda - 8500)^3$$

II.3 — COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O HÉLIO IONIZADO NEGATIVAMENTE —

Transições prêso-livre são consideradas desprezíveis para o He^- , o processo de absorção livre-livre só é mais importante para grandes comprimentos de onda em estrelas frias. Calculamos a atuação desse coeficiente através de uma expressão polinomial

$$k(\text{He}^-_{11}) = P_e \cdot 10^{(a_0 + a_1 \lambda^{1/3} + a_2 \lambda^{1/2} + a_3 \lambda)} \cdot A(\text{He}) \cdot \left[1 + \frac{\Phi(\text{He})}{P_e} \right]^{-1} \quad (31)$$

Evidentemente, quando o programa chega a rotina $k_{\nu}(\text{He}^-_{11})$, chama os valores obtidos, em algum ponto do corpo, para a pressão eletrônica. $k(\text{He}^-_{11})$, é convertido em dependência de comprimento de onda via uma relação de forma já vista, como em (30).

Os coeficientes do expoente em (31) são

$$a_0 = -0.3183 \cdot 10^2 + 0.1358 \cdot 10^0 - 0.1047 \cdot 10^{-2} - 0.2819 \cdot 10^{-1} \cdot 10^3$$

$$a_1 = 0.4332 - 0.1260 \cdot 10^{-2} - 0.3935 \cdot 10^{-2} \cdot 10^2 + 0.6869 \cdot 10^{-2} \cdot 10^3$$

$$a_2 = -0.4808 \cdot 10^{-1} + 0.1963 \cdot 10^{-1} \cdot 10^0 + 0.4305 \cdot 10^{-4} \cdot 10^2 - 0.9598 \cdot 10^{-3} \cdot 10^3$$

$$a_3 = 0.1788 \cdot 10^{-4} - 0.1192 \cdot 10^{-4} \cdot 10^0 + 0.7870 \cdot 10^{-6} \cdot 10^2 + 0.3936 \cdot 10^{-6} \cdot 10^3$$

$A(\text{He})$ é a abundância do hélio em relação ao hidrogênio, ver Tabela A.

$\Phi(\text{He})$ é dado ser

$$\Phi(\text{He}) = 1.2020 \cdot 10^9 \left(u_1/u_0 \right) \cdot 10^{-5/2} \cdot 10^{-9.1} \quad (32)$$

u_1/u_0 é a razão das funções de partição iônica/neutra.

$$u(T) = \sum g_i e^{-X_i/kT}$$

Computações das funções têm sido feitas, veja tabelas em (1) e (4).

II.4 — OPACIDADES DOS ELEMENTOS QUÍMICOS : C+, C++, NE, NE+, N+, N++,

Q+ — Essas são opacidades para absorventes de altas-temperaturas, onde as seções de choque são de diversas fontes : Peach, Henry, Hidalgo. Tabela de dados extraída em parte por uma coletânea organizada por Kurucz. A expressão de cálculo é também dada lá, (Ref.1), sendo que todas as seções de choque são aproximadas,

$$\alpha_v = \alpha_i \left[A_i \left(\frac{v_i}{v} \right)^{p_i/2} + (1 - A_i) \left(\frac{v_i}{v} \right)^{1+p_i/2} \right] \quad (33)$$

Os índices i são referentes à cada elemento, à cada transição. A tabela completa, considerada, encontra-se na listagem do programa.

Essas opacidades aparecem no contínuo de Lyman do hidrogênio e só são realmente contribuintes para temperaturas > 20.000.

II.5 — VALOR INICIAL DE PG E O MÉTODO ITERATIVO DE SIMPSON — A equação do equilíbrio hidrostático, entre outras formas, pode ser escrita,

$$\frac{dP}{dz} = \frac{g}{(k_V + \sigma)} \quad (34)$$

mas,

$$P_{total} = P_g + P_{rad.}$$

logo

$$\frac{dP_g}{dz} = \frac{g}{(k_V + \sigma)} - \frac{dP_r}{dz} \quad (35)$$

o termo dP_r/dz , pode ser aproximada por,

$$\frac{dP_r}{dz} = \frac{\pi F}{c} = \frac{\sigma T_{ef}^4}{c} \quad (36)$$

ou então, tomado de algum modelo já pronto. Pois como os fluxos são inicialmente desconhecidos, o valor estimado para a variação da pressão de radiação é apenas para dar partida ao problema, perfazendo a primeira integração.

Um valor inicial, depois de feitos certos ajustes em (35), pode ser encontrado

$$P_g(z_0) = z_0 \left[g \cdot \frac{\mu' \cdot m_H}{\sigma_T} - \frac{dP_r}{dz} \Big|_{z_0} \right] \quad (37)$$

onde

$$\mu' = \frac{\sum_j \alpha_j A_j}{A_H} \quad (38)$$

As abundâncias por hidrogênio são apresentadas listadas na Tabela A.

TABELA A

| Elemento Químico | Abundância por H | Peso Atômico (A) |
|------------------|---------------------|------------------|
| H | 1.0 | 1.008 |
| HE | $1.5 \cdot 10^{-1}$ | 4.003 |
| C | $5.3 \cdot 10^{-4}$ | 12.011 |
| N | $9.6 \cdot 10^{-4}$ | 14.003 |
| O | $9.1 \cdot 10^{-4}$ | 15.999 |
| NA | $2.0 \cdot 10^{-6}$ | 22.990 |
| MG | $2.6 \cdot 10^{-5}$ | 24.312 |
| AL | $1.6 \cdot 10^{-6}$ | 26.981 |
| SI | $3.2 \cdot 10^{-5}$ | 28.086 |
| S | $2.0 \cdot 10^{-5}$ | 32.064 |
| K | $5.0 \cdot 10^{-8}$ | 39.102 |
| CA | $1.4 \cdot 10^{-6}$ | 40.080 |
| CR | $7.8 \cdot 10^{-7}$ | 51.996 |
| FE | $3.7 \cdot 10^{-6}$ | 55.847 |

Integrando a equação do equilíbrio hidrostático, em (35)

$$P_g^{1/2} dP_g = \frac{P_g^{1/2} \cdot g}{(k_v + \sigma_v)} dz \quad (39)$$

$$P_g = \left[\frac{3}{2} g \int_0^z \frac{P_g^{1/2} dz_0}{(k_v + \sigma_v)} \right]^{2/3} \quad (40)$$

Como estimamos um primeiro valor numérico para P_g em Z_0 , por (37), o processo consta de obtermos um novo valor para P_g em Z_0 por (40), e assim sucessivamente até que venhamos a obter uma convergência, entre o valor antigo e o novo recém-computado. Para se avaliar a integral usamos a regra de Simpson, com uma margem de tolerância de 10^{-5} .

Seja o problema de estimar

$$I(g) = \int_a^b g(x) dx$$

O integrante aproximado por

$$g(x) = p_2(x) + g(x_0, x_1, x_2, x) \Psi_2(x)$$

onde $p_2(x)$ é um polinômio interpolante de grau, no caso, de ordem segunda, que interpola a função $g(x)$ nos pontos x_0, x_1, x_2 , no intervalo $[c, d]$.

Se escolhermos

$$x_0 = a, \quad x_1 = (a + b)/2, \quad x_2 = b$$

Então,

$$\int_a^b \Psi_2(x) dx = 0$$

o termo de erro é

$$E(g) = \frac{1}{(4)!} g^{(4)}(\eta) \int_a^b \Psi_3(x) dx \quad \text{p/ algum } \eta \in [c, d]$$

Desde que $p_2(x)$ interpola $g(x)$ em $x_0 = a$, $x_1 = (a + b)/2$, $x_2 = b$,
 isso nos dá

$$I(g) \approx \frac{b-a}{6} \left[g(a) + 4g\left(\frac{a+b}{2}\right) + g(b) \right] \quad (41)$$

e

$$E^S = - \frac{g''(\eta)}{90} \left[(b-a)/2 \right]^5 \quad (42)$$

Conhecida como regra de Simpson. Para mais detalhes referentes a
 variações do método, veja Ref.(6).

II.6 — AVALIANDO PE — Como a estrela em consideração é quente,
 formações moleculares não existem, os contribuintes à pressão do gás
 são os elétrons, íons e átomos.

$$P_g = P_{e,i} + P_a \quad (43)$$

onde

$$\frac{P_{e,i}}{P_a} = \frac{N_{e,i}}{N_a} = \frac{\sum_j \sum_i i N_{i,j}}{\sum_j N_j} \quad (44)$$

O somatório em j é para todos os elementos químicos na composição
 assumida da fotosfera (Tabela A).

$$r_{i,j} = N_{i,j} / N_j \quad (45)$$

$$\alpha_i = N_i / N_H \quad (46)$$

$$\log P_e = \log P_g - \log \left(1 + \frac{\sum_j \alpha_j}{\sum_j \alpha_j \sum_i (i r_{i,j})} \right) \quad (47)$$

i é representativo do estado de ionização do elemento, logo entre dois tipos de estados, usamos a equação de Saha,

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{(2\bar{u}_m)^{3/2} \cdot (kT)^{5/2}}{h^3 \cdot P_e} \cdot \frac{2U_{i+1}}{U_i} e^{-X_{i,i+1}/kT} \quad (48)$$

Na Tabela B, fornecemos as funções de partição e os potenciais de ionização para transições do nível fundamental ao primeiro externo, respectivamente à cada elemento dado na Tabela A.

Tabela B

| $\log (2U_1/U_0)$ | X_0 |
|-------------------|--------|
| 0.00 | 13.596 |
| 0.60 | 24.581 |
| 0.10 | 11.256 |
| 0.62 | 14.530 |
| 0.05 | 13.614 |
| 0.00 | 6.138 |
| 0.60 | 7.644 |
| 0.48 | 6.984 |
| 0.12 | 8.149 |
| 0.05 | 10.357 |
| 0.00 | 4.339 |
| 0.60 | 6.111 |
| 0.07 | 6.764 |
| 0.38 | 7.870 |

II.7 — VARIANDO EM Δz — O próximo passo seria, naturalmente dar continuidade ao processo, pelo modo,

$$P_G(z_1) = P_G(z_0) + P_G(\Delta z) \quad (49)$$

Mihalas, 1970, apresenta com detalhes o processo de continuidade da operação, Ref. (3). É conveniente aqui, adotarmos unidades logarítmicas e saber que,

$$\frac{d \log P_g}{d Z} = \frac{1}{P_g(z) \ln 10} \left[\frac{g}{(k + \sigma_v)} - \frac{dPr}{dZ} \right] \quad (50)$$

$$P_g(\Delta Z) = \log P_g(\Delta Z) = \frac{d \log P_g}{d Z} \quad (51)$$

Podemos avaliar imediatamente (50), por conseguinte (51), entrando posteriormente no processo iterativo, descrito em II.5, a fim de obtermos um valor para P_g em Z_i , dentro de uma tolerância (10^{-5}), e assim por diante até esgotar a faixa de profundidade ótica assumida.

II.8 — CÁLCULO DA DENSIDADE — A densidade de material estelar é

$$\rho = n_H m_H \frac{\sum \alpha_i A_i}{A_H} \quad (52)$$

ou,

$$\rho = \mu m_H (P_g - P_e) / kT \quad (53)$$

II.9 — CÁLCULO DO COEFICIENTE DE ESPALHAMENTO — O espalhamento Thomson dominante nas fotosferas estelares é calculado como uma fonte de absorção cinza, independente da frequência.

O coeficiente de espalhamento σ por grama de material estelar é

$$\sigma = \sigma_T P_e / \rho kT \quad (54)$$

σ_T , coeficiente de Thomson, numericamente é dado

$$\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Esta é uma fonte de absorção totalmente cinza, independentemente de ν .

II - 10 - COEFICIENTE DE ABSORÇÃO TOTAL - Obtemos o coeficiente de absorção total, através da expressão, (encontrada na Ref(4)),

$$k = \left(\left[k(H_{pl}) + k(H_{II}) + k(H_{pl}^-) \right] (1 - 10^{-X_{\lambda} \theta}) + \right. \\ \left. + k(H_{II}^-) \right) \left(1 + \frac{\Phi(H)}{Pe} \right)^{-1} + \\ + k(\text{metais}) + k(He_{II}^-) .$$

As fórmulas para as opacidades componentes da expressão acima se encontram previamente expostas nas seções II.2, II.3, II.4.

E uma vez de posse de suas distribuições, podemos calcular o coeficiente de absorção total devido k , para um comprimento de onda padrão de 5000 Å.

A expressão acima, naturalmente sofre mudanças se considerarmos tipos espectrais estelares mais frios, e para tal Gray(Ref4) fornece comentários a respeito.

Convertemos convenientemente k para k_v pela fórmula

$$k_v = k / (\sum A_j \mu_j)$$

onde A_j representa a abundancia relativa ao hidrogênio, e μ_j são os j -ésimos elementos na atmosfera.

II-11 - CÁLCULO DO FLUXO LÍQUIDO

Os detalhes e passos que aqui passaremos a descrever estão mais bem detalhados na Ref.2.

Nós queremos avaliar uma integral de forma

$$F_V(z) = 2 \int_z^{\infty} S'_V(t) E_2(t-z) dt - 2 \int_0^z S_V(t) E_2(t-z) dt \quad (55)$$

onde $S_V(t)$ é alguma função conhecida, que adotaremos como sendo a função de Planck, $B_V(t)$, de acordo com a equação de Kirchhoff-Planck

$$B_V(T) = 2 \frac{h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (56)$$

O fluxo líquido é conhecido através da expressão

$$d Tef.^4 = \sigma F \quad (57)$$

onde $\sigma = 5,75 \times 10^{-5}$ erg/seg. $cm^2 K^4$, é a constante de radiação de Stefan.

O método de solução é avaliar (55) através de um processo de quadratura, onde os pesos são dados por Chandrasekhar, (Ref. 2, pg.57).

Os valores que consideramos são listados abaixo.

As divisões e pesos para avaliação das integrais

$$2 \int_0^{\infty} B(z) E_2(z) dz = \sum_0^m a_j B(z_j)$$

$$m = 2 \begin{cases} - z_1 = 0.397 \\ - z_2 = 2.723 \end{cases} \quad \begin{matrix} a_1 = 0.8839 \\ a_2 = 0.1161 \end{matrix}$$

$$2 \int_0^z B(t) E_2(z-t) dt = a_1 B(t_1) + a_2 B(t_2)$$

$$z_1 = 0.3 \begin{cases} t_1 = 0.071 \\ t_2 = 0.244 \end{cases} \quad \begin{matrix} a_1 = 0.1753 \\ a_2 = 0.2247 \end{matrix}$$

$$z_2 = 2.0 \begin{cases} t_1 = 0.672 \\ t_2 = 1.253 \end{cases} \quad \begin{matrix} a_1 = 0.2444 \\ a_2 = 0.6953 \end{matrix}$$

Então vamos avaliar F nos pontos 0.3 e 2.0, numa quadratura de dois pontos. Vamos nos utilizar de processo análogo ao descrito por Osawa, Ref.12.

Como conhecemos o valor do fluxo líquido em (57), podemos por meio de métodos iterativos, obter o valor convergente para o fluxo dado em (55), nos dois pontos em cálculo : 0.3 e 2.0.

Os métodos iterativos existentes são muitos: Newton-Raphson, Bairstow, Muller, intervalo - médio.

Apesar do método de Newton-Raphson ser o mais geral de todos, ele precisa do valor da derivada da função a cada passo, o que se mostra inconveniente aqui. O método de Muller, muito embora ainda também seja geral e não faça uso do conhecimento da derivada, ele só é efetivo, de acordo como exposto por Carl-Erik (ver Ref. 17) e ainda, para equações algébricas de altos graus e com coeficientes complexos e logo não é o mais prático aqui.

O método de Bairstow é para os particulares especiais. Seguindo então, o método do intervalo - médio como apresentado por Carnahan, Ref.7.

Conhecido F por meio de (57) e $F(0.3)$ e $F(2.0)$ por meio do processo de quadratura descrito, procedemos ao teste para testarmos se os fluxos calculados convergem para F , dentro de uma faixa de tolerância de 10^{-2} , ou seja, matematicamente,

$$(| F - F(0.3) |) \leq 0.01$$

$$(| F - F(2.0) |) \leq 0.01$$

Caso a condição acima não seja de imediato satisfeita, utilizamos o método do intervalo-médio. Através da fórmula de atribuição

$$F_{\text{novo}}(0.3) = (F + F_{\text{velho}}(0.3)) / 2$$

$$F_{\text{nova}}(2.0) = (F + F_{\text{velho}}(2.0)) / 2$$

Podemos saber o número de iterações, dado por

$$n' = \ln(\Delta_1 / \Delta_n) / \ln 2$$

onde Δ_1 é a extensão do incremento, e Δ_n a faixa de incerteza.

Quando procedemos a novo teste os F_{novos} , passam a ser os F_{velhos} no sentido,

$$F_{\text{nova}} \rightarrow F_{\text{velho}}$$

ao entramos seguidamente nas expressões acima.

O procedimento descrito é repetido até que a convergência tenha sido encontrada.

III

PROGRAMA MODELO CLÁSSICO - TIPO BO

III- 1 - ESQUEMA - O programa MC-BO está estruturado conforme o esquema a seguir, não inteiramente otimizado, na sua forma de programação. Contudo, tanto na parte dos métodos matemáticos quanto na parte dos concernentes aos astrofísicos, o programa possibilita com facilidades inclusões futuras na sua estrutura.

CORPO DE ROTINAS DO MC-BO

- EXPL - Calcula as funções exponenciais
- HOPE - Calcula a função de Hoop
- TEMP - Calcula a distribuição de T para o caso cinza exato.
- VKHL - Calcula os coeficientes de opacidade do H-LL, H-PL, H⁻-LL, H⁻-PL.
- VKHELL - Calcula a opacidade para o HE⁻-LL
- CROSS - Calcula as referências dos metálicos C⁺, C⁺⁺, NE, NE⁺, N⁺, N⁺⁺, O⁺
- OPACIT - Calcula a opacidade total
- THOMPS - Calcula o coeficiente de espalhamento
- MII - Calcula o nº de gramas de material estelar por grama de hidrogênio.
- PII - Calcula o gradiente de pressão dos gases
- PEE - Calcula o gradiente da pressão eletrônica
- DENSI - Calcula a densidade
- FLUXO - Calcula o fluxo líquido

brando que, o mesmo, ao invés de rodado constantemente, pode ser armazenado via declarações abaixo:

```
? JOB GUARDE ; USER = CMV3001/XXX ; BEGIN
  COMPILE MODELO FORTRAN LIBRARY
? DATA
PROGRAMA FORTRAN de nome MODELO.
```

Para guardar-se futuras sub-rotinas que irão extender o alcance do MC fazemos,

```
? JOB etc.
COMPILE NOME1/ Y FORTRAN LIBRARY
? DATA
$ SET SEPARATE ( se necessário)
SUB-ROTINA O
_____
_____ (campo da sub-rotina)
SUB-ROTINA U
_____
_____
```

As rotinas são então armazenadas na memória do disco com os nomes acima, NOME1/O, NOME1/U.

Desejando , posteriormente uma listagem que junte essas sub-rotinas novas com o program principal MC usamos os cartões

```
$ SET AUTOBIND
$ BIND = FROM NOME1/ =
```


Existem ainda algumas observações úteis à serem feitas.

O programa requer variáveis de precisão dupla, por esgotar o alcance do B6-700 no campo das variáveis simples. Usamos a declaração do tipo "IMPLICIT REAL *8", para designar precisão dupla, cujo número de significativos pode variar de 10 a 29 dígitos.

III-2 - CORPO E FUNCIONAMENTO DO MC-80

ROTINA EXPL

Objetivo: Calcular a integral exponencial até a quinta ordem usando para tanto a fórmula de recorrência obtida por Abramowitz e Stegun.

Essa rotina não chama nenhuma outra, dando portanto partida no programa.

Saída: E1, E2, E3, E4, E5, T - Respectivamente, valores que representam as ordens da função exponencial, e a profundidade ótica.

ROTINA HOPF

Objetivo: Calcular a função de Hopf dada pela eq.(19), obtida por Norton. Ela chama os resultados obtidos por EXPL na sua especificação de entrada.

Entrada: Sub-rotina EXPL

Saída: Q - Função de Hopf para cada dada profundidade ótica.

ROTINA TEMP

Objetivo: Obter a distribuição da temperatura exata para o caso da atmosfera cinza.

Entrada: Sub-rotinas EXPL, HOPF.

Saída : TC - Temperatura para cada profundidade ótica prescrita.

ROTINA VKHLL

Objetivo: A sub-rotina VKHLL calcula a opacidade do hidrogênio que está constituída de H(LL), H(PL), mais $H^-(LL)$, $H^-(PL)$. Para o prêso-livre (íon negativo), foram utilizados polinômios com dados de Geltman; para o livre-livre (íon negativo), foram utilizados polinômios com dados de Stilley e Callaway. Para o hidrogênio neutro livre-livre, os fatores de Gaunt foram dados a partir de aproximações obtidas por Menzel e Pekeris. Para todas as opacidades foi utilizado o comprimento de onda de 5000 Å, veja a Ref(4).

Entrada: Sub-rotina TEMP

Saída: VKLL - Opacidade para o H(LL)

VKPL - Opacidade para o H(PL)

VKLLN - Opacidade para o $H^-(LL)$

VKPLN - Opacidade para o $H^-(PL)$

Parâmetros: APB - Valor inicial da pressão eletrônica

PEI - Incremento da pressão

PPEI - Pressão eletrônica

Z1, Z2, Z3, D1, D2, D3 - Variáveis auxiliares usadas para simplificação das expressões de cálculo.

ROTINA VKHELL

Objetivo: Calcular a opacidade para o hélio negativo livre-livre, utilizando para tanto polinômios dados por Mc Dowell.

Entrada: Sub-rotinas TEMP, PEE.

Saída: VKHE - Opacidade do hélio negativo livre-livre.

Parâmetros: PPEE - Valor vindo da rotina PEE, representando a pressão eletrônica.

A1, A2, A3, A4, A5 - São os coeficientes dos polinômios de Mc Dowell.

ROTINA CROSS

Objetivo : Calcular as seções de choque dos átomos C+, C++, NE, NE+, N+, N++, O+ . Dados extraídos de uma coletânea organizada por Kurucz de dados por Hénry , Peach , Hidalgo e Flower.

Saída : AMET1, AMET2, AMET3, AMET4, AMET5, AMET6, AMET7 - Significam a obtenção da contribuição de absorção metálica por átomo dos elementos : C+, C++, NE, NE+, N+, N++, O+, respectivamente.

AMETT - Soma todas essas contribuições. Significando a variável que acumula o fator total de absorção por parte dos elementos químicos .

ROTINA OPACIT

Objetivo: Calcular a opacidade total devida, chamando as rotinas anteriores CROSS, VKHLL que agrupam as contribuições dos metais e do hidrogênio respectivamente , assim como

chama a rotina VKHELL, que agrupa a contribuição por parte do hélio.

Entrada: Sub-rotinas VKHLL, VKHELL, CROSS

Saída: OPAC - Armazena toda a contribuição parcelada, de todas as fontes de contribuição.

Parâmetros: UIO - Variável que representa a razão entre as funções de partição neutras e ionizadas.

QL(1) - Variável que armazena o valor da energia do fóton para 5000 A.

F, G, H, Q, X, P - Variáveis auxiliares.

ROTINA THOMPS

Objetivo: Calcular o coeficiente de espalhamento na fotosfera, descrito pela expressão (54).

Entrada : Sub-rotinas TEMP, PEE, DENSI

Saída: THOM - Variável que designa o coeficiente de espalhamento.

PPE - Valor da pressão eletrônica para o primeiro passo, o valor vem computado da rotina PRESSE.

PPEE - Valores da pressão eletrônica para o segundo passo em diante, o valor vem através da rotina PEE.

ROTINA MII

Objetivo: Calcular o número de gramas de material estelar por gramas de hidrogênio. Veja a expressão (38).

Entrada: ALF - Abundância por H, dos j-ésimos elementos.

PA - Peso atômico dos j-ésimos elementos

Saída: U - Variável que designa o número de gramas de material estelar por gramas de hidrogênio.

ROTINA PRESSG

Objetivo: Obter o valor inicial para a pressão dos gases .
Veja a expressão (37).

Entrada : Sub-rotinas EXPL, MII.

Saída : PG - Variável que guarda o primeiro valor estimado para a pressão gasosa.

Parâmetros Data : PR - Pressão de radiação

STEFB - Constante de Steffen-Boltzmann

C - Velocidade da luz

G - Gravidade

ROTINA SIMP

Objetivo: Esta rotina recebe o valor numérico da PRESSG e através do método iterativo de Simpson, obtém finalmente, o primeiro valor da pressão dos gases, numa marca de tolerância de 10^{-5} , isso em Z_0 .

Entrada: Sub-rotina EXPL, VKHLI, PRESSE

Saída: PGG - Valor da pressão do gás iteragido

RRG - Valor da pressão do gás em logaritmo *Secant*

ROTINA PII

Objetivo: Gerar o gradiente da pressão gasosa para cada variação ΔZ na fotosfera. Cda valor de pressão gasosa sendo iteragido, até a sua convergência em torno de um valor, na mesma margem de tolerância da rotina SIMP, só que agora computamos a faixa restante de Z_1 em diante.

As fórmulas usadas se encontram na seção II-7.

Entrada : Sub-rotinas EXPL, VKHLL, SIMP

Saída: RRG - Valores da pressão dos gases do passo Z_1
em diante.

PPG - Valores da pressão gasosa em logaritmo decimal .

ROTINA PRESSE

Objetivo: Gerar a respectiva pressão eletrônica em Z_0 , uma vez de posse do valor obtido da pressão dos gases, na rotina SIMP. Veja as fórmulas na seção II.6.

Entrada: Sub-rotinas TEMP, SIMP

Saída: PPE - Valor da pressão eletrônica obtido para Z_0

Parâmetros Data : BBI - Valor de π

VK - Constante de Boltzmann

H - Constante de Planck

VM - Massa do elétron

ROTINA PEE

Objetivo: Partir para a obtenção do restante da distribuição de pressão eletrônica, ou seja, do ponto Z_1 em diante.

Entrada: Sub-rotinas TEMP, PII

Saída: PPEE - Valor da pressão eletrônica em toda sua distribuição.

ROTINA DENSI

Objetivo: Calcular o gradiente da densidade através das rotinas TEMP, SIMP, PRESDE, MII, PII, PEE. A fórmula para o cálculo está na seção II.6.

Entrada: Sub-rotina TEMP, PII, PEE, PRESDE, SIMP, MII.

Saída: DENS - Valores de distribuição da densidade na atmosfera.

ROTINA FLUXO

Objetivo: Sub-rotina que obtém os valores do fluxo para pontos escolhidos arbitrariamente na profundidade ótica estelar, 0.3 e 2.0. Utilizando um processo de quadratura de dois pontos, com os passos extraídos das tabelas apresentadas por Chandrasekhar, Ref.(2). A convergência é assegurada numa tolerância de 10^{-2} , através da utilização do método do intervalo-medio como apresentado por Carnahan, Ref.(7). Vale lembrar, que o fluxo computado não é o fluxo líquido de um corpo não-cinza, uma vez que assumimos a função-fonte como Planckiana.

Parâmetros Data : TEF - Temperatura efetiva.

RO - Constante radiativa de Stefan-Boltzmann

B1, B2, B3, B4, B5, B6 - Representam o cálculo das funções Planckianas para os intervalos tomados na quadratura.

Saída : FLUX - Variável que nos fornece os valores do fluxo para os pontos 0.3 e 2.0.

ROTINA WRITIN

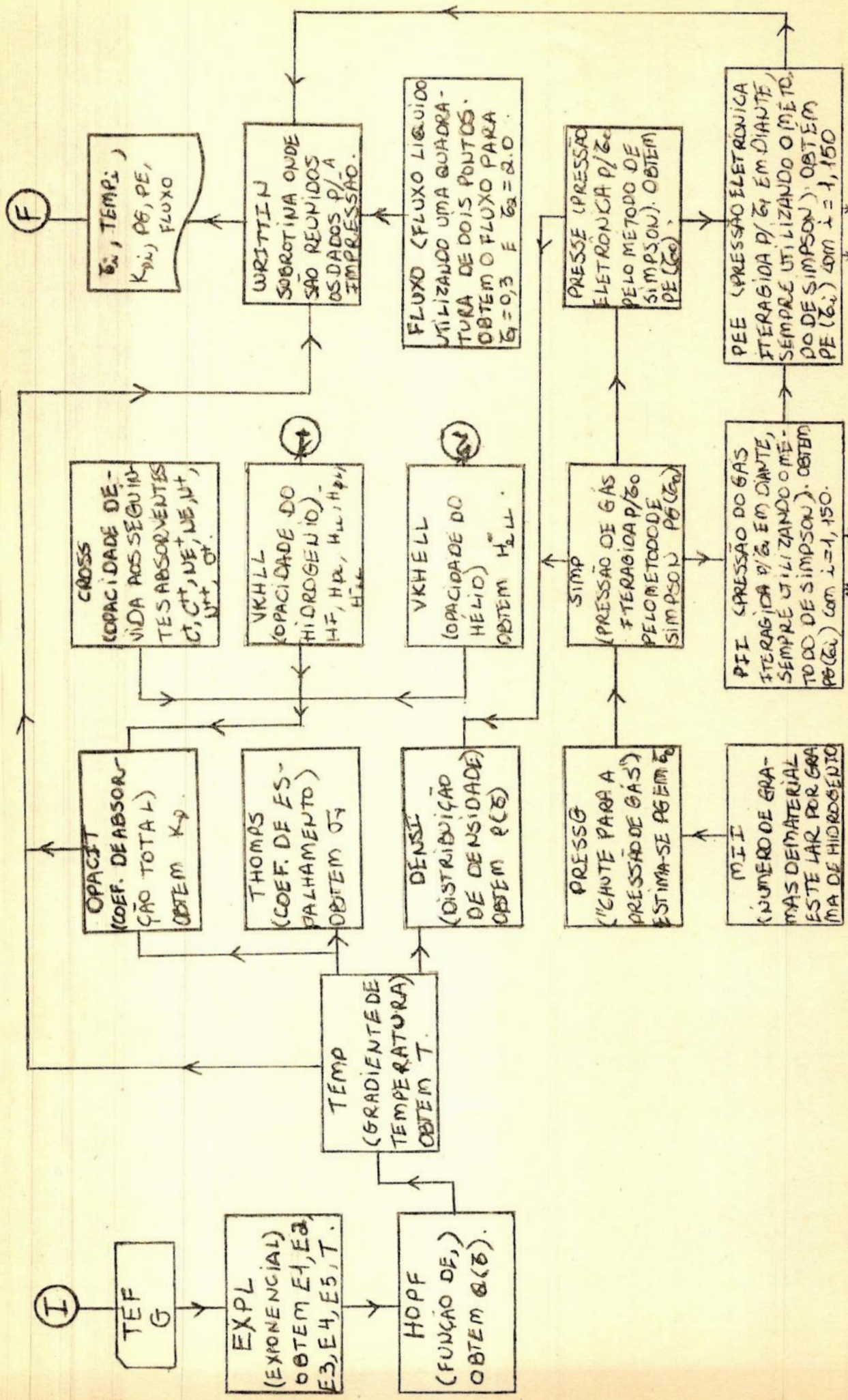
Objetivo: Chamar e listar os parâmetros inerentes ao modelo: distribuição das temperaturas para o caso cinza exato, as opacidades do hidrogênio neutro, hidrogênio negativo e hélio negativo, transições prêso-livre e livre-livre, ainda dos átomos C+, C++, NE, NE+, N+, N++, O+, as pressões de gás e elétrons, coeficiente de espalhamento, e o fluxo líquido nos pontos 0.3, 2.0 de profundidade ótica estelar. *Cinza*

Entrada: Sub-rotinas EXPL, TEMP, VKHLL, PII, PEE, VKHELL, OPACIT, FLUXO, DENSI, THOMPS.

Saída: Valores obtidos pelas sub-rotinas EXPL, TEMP, OPACIT, PII, PEE, FLUXO.

Por fim, na página seguinte está esquematizado o funcionamento do programa modelo MC-BO. E adiante, a listagem e resultados correspondentes.

COMO FUNCIONA O PROGRAMA MODELO



1 2

OBS: AS CAIXAS REPRESENTAM SUB-ROTINAS COM OS NOMES AOS QUAIS FORAM REFERENCIADAS. QUANDO UTILIZADO UM METODO, ESTE É REFERIDO APÓS O NOME. O SIMBOLO "→", SIGNIFICA UM "CALL", (VINDO DE - PARA).

III-3 - LISTAGEM & RESULTADOS

CALCULO DA INTEGRAL EXPONENCIAL PELA FORMULA DE RECORRENCIA, OBTIDA
POR ABRAMOWITZ E STEGUN, USADA PARA GERAR VALORES NUMERICOS DE
E(N+1) A PARTIR DE E(N).

```

SUBROUTINE EXPL(E1,E2,E3,E4,E5,T)
  IMPLICIT REAL *8(A-H,J-Z)
  DIMENSION E1(150),E2(150),E3(150),E4(150),E5(150),T(150)
  DATA C1,C2,C3,C4,C5,C6,A1,A2,A3,A4,B1,B2,B3,B4 / 0.57721566D+00,
  +0.99999193D+00,-0.24991055D+00,+0.05519968D+00,-0.00976004D+00,
  +0.00107857D+00,8.5733287401D+00,+18.0590169730D+00,8.6347608925D
  +00,0.2677737343D+00,+9.5733223454D+00,+25.6329561486D+00,+21.099
  +530827D+00,3.9584969228D+00/
  T(1)=0.02D+00
  DO 3 I=2,150
    T(I)=T(I-1)+0.02D+00
  3 CONTINUE
  DO 20 I=1,150
    IF (T(I).GT.1.00D+00) GO TO 44
    E1(I)=DLOG(T(I))+T(I)*(T(I)*(T(I)*(T(I)*(T(I)*(T(I)*(C6+C5)+C4)+C3)+C2)
    =C1
  20 CONTINUE
  44 E1(150)=C6+C5+C4+C3+C2+C1
  I=50
  J=I+1
  DO 45 I=J,150
    E1(I)=T(I)*(T(I)*(T(I)*(T(I)*(T(I)+A1)+A2)+A3)+A4)/((T(I)*
    (T(I)*(T(I)*(T(I)+B1)+B2)+B3)+B4)*(T(I)*DEXP(T(I))))
  45 CONTINUE
  DO 8 I=1,150
    E2(I)=(DEXP(-T(I))-T(I)*E1(I))/DBLE(1.)
  8 CONTINUE
  DO 5 I=1,150
    E3(I)=(DEXP(-T(I))-T(I)*E2(I))/DBLE(2.)
  5 CONTINUE
  DO 6 I=1,150
    E4(I)=(DEXP(-T(I))-T(I)*E3(I))/DBLE(3.)
  6 CONTINUE
  DO 7 I=1,150
    E5(I)=(DEXP(-T(I))-T(I)*E4(I))/DBLE(4.)
  7 CONTINUE
  RETURN
END

```


CCCC

GERACAO DE VALORES DA FUNCAO DE HOPF A PARTIR DE UMA RELACAO
DE RECORRENCIA OBTIDA POR NORTON

```

SUBROUTINE HOPF(Q)
IMPLICIT REAL*8(A-H,Q-Z)
DIMENSION E1(150),E2(150),E3(150),E4(150),E5(150),T(150),Q(150)
DATA D1,D2,D3,D4,D5/0.710446090+00,-0.28302850+00,0.579758390+00,
0.757510380+00,0.450267810+00/
CALL EXPL(E1,E2,E3,E4,E5,T)
DO 44 I=1,150
Q(I)=01+2*E2(I)+03*E3(I)+04*E4(I)+05*E5(I)
44 CONTINUE
RETURN
END

```

CCCC

OBTENCAO DO GRADIENTE DE TEMPERATURA A PARTIR DA SOLUCAO EXATA DO
CASO CINZA

```

SUBROUTINE TEMP(TC,TETA)
IMPLICIT REAL*8(A-H,Q-Z)
DIMENSION TC(150),Q(150),E1(150),E2(150),E3(150),E4(150),E5(150)
T(150),TETA(150)
CALL HOPF(Q)
CALL EXPL(E1,E2,E3,E4,E5,T)
DATA FY/5040.0+00/
DATA TFF/2500.00+01/
DO 5 I=1,150
TC(I)=TFF*(OSQRT(OSQRT(OBLE(3.)*(T(I)+Q(I))/OBLE(4.))))
5 CONTINUE
DO 8 I=1,150
TETA(I)=FY/TC(I)
8 CONTINUE
RETURN
END

```


A OPACIDADE DO HIDROGENIO ESTA CONSTITUIDA DE : VVKLL(HIDROGENIO LIVRE-LIVRE), VVKPL(HIDROGENIO PRESO-LIVRE), VVKLLN(HIDROGENIO LIVRE-LIVRE (ION NEGATIVO)) E VVKPLN(HIDROGENIO PRESO-LIVRE (ION NEGATIVO)).

PARA O PRESO-LIVRE(ION NEGATIVO), FORAM UTILIZADOS POLINOMIOS COM DADOS DE GELTMAN, E PARA O LIVRE-LIVRE(ION NEGATIVO), FORAM UTILIZADOS POLINOMIOS COM DADOS DE STILLEY E CALLAWAY.

PARA O HIDROGENIO NEUTRO LIVRE-LIVRE, OS FATORES DE GAUNT SAO DADOS A PARTIR DE APROXIMACOES DE MENZEL E PEKERIS E O COMPRIMENTO DE ONDA UTILIZADO E O DE 5.000 ANGSTRONS.

```
SUBROUTINE VVKLL(VKLL, VVKLL, VVKPL, VVKPLN, VVKLLN, TETA)
IMPLICIT REAL*8(A-H, O-Z)
DIMENSION VKLL(150)
DIMENSION TC(150), TETA(150), C(150), GF(150), VVKLL(150)
DIMENSION EN(3), VVKPL(150), AL(1), ALFPL(1), CXX(1), Z1(1), Z2(1), Z3(1)
  , D1(1), D2(1), D3(1), VVKPLN(150), VVKLLN(150)
DIMENSION PPEE1(150), PE1(1), APB(1), PEE1(1)
DATA ALFA0, ALGE, H, VL, RY/1.0440-26, 434291.0-06, 6.6261960-27,
  2.9979250D+10, 1.097373D+05/
DATA FY/10.0+00/
DATA COMPON, B/50000+00, 1.2398D+04/
DATA GN, Q, Q2, AY/19.0+00, 13.600+00, 16.0+00, 9.0+00, 2.50+00/
DATA (EN(J), J=1, 3)/.50+00, .80+00, .90+00/
CALL TFM(TC, TETA)
APB(1) = .92468D-01
PE1(1) = .00020+00
PEE1(1) = APB(1) + PE1(1)
PPEE1(1) = PEE1(1)
DO 15 I=1, 150
PPEE1(I) = PE1(1) + PPEE1(I-1)
15 CONTINUE
ZZI = H * VL * RY
X = B / COMPON
DO 13 I=1, 150
C(I) = (ALGE / ((TETA(I) * X) + DBLE(1. / 2.)))
13 CONTINUE
Q = (COMPON * RY) * DBLE(1. / 3.)
Q0 = 0.3456D+00 / Q
DO 12 I=1, 150
GF(I) = DBLE(1.) + Q0 * C(I)
12 CONTINUE
Q00 = (COMPON * (30 + 00))
Q000 = ALFA0 * Q00
Q1 = Q * (1.0 + 00 - (1.0 + 00 / Q2))
Q3 = ZZI * (1.0 + 00 - (1.0 + 00 / Q0))
AL(1) = 0.0 + 00
DO 14 J=1, 3
AL(J) = (GN / (EN(J) * 3.0 + 00)) + AL(1)
CXX(1) = 4.158D+00 * (1.0 + 00 / (FY * 10.0 + 00))
Z1(1) = 0.10610(COMPON)
Z2(1) = Z1(1) * 2.0 + 00
Z3(1) = Z1(1) * 3.0 + 00
ALFPL(1) = 16.204500 + 00 + (0.172800 + 00 * (1.0 + 00 / (FY * 3.0 + 00))) * (COMPON =
  8500.0 + 00) + (0.394220 + 00 * (1.0 + 00 / (FY * 7.0 + 00))) * ((COMPON = 8500.0 + 00)
  * 2.0 + 00) + (0.513450 + 00 * (1.0 + 00 / (FY * 11.0 + 00))) * ((COMPON = 8500.0 + 00)
  * 3.0 + 00)
F0 = 31.36020 + 00 + (0.487350 + 00 * Z1(1)) + (0.2965860 + 00 * Z2(1)) + (0.019356
  20 + 00 * Z3(1))
F1 = 15.31260 + 00 + (9.336510 + 00 * Z1(1)) + (2.0002420 + 00 * Z2(1)) + (0.1422568
  0 + 00 * Z3(1))
F2 = 2.61170 + 00 + (3.222590 + 00 * Z1(1)) + (1.0827850 + 00 * Z2(1)) + (0.1072635
  0 + 00 * Z3(1))
DO 11 I=1, 150
VVKLL(I) = (GF(I) * ALGE) / ((1.0 + 00 + FY * (TETA(I) * ZZI)) * DBLE(2.))
  * TETA(I) * ZZI + 1.0 + 00
VVKLL(I) = VVKLL(I) * Q000
V0 = AL(1) * (1.0 + 00 / (FY * (TETA(I) * Q1)))
V1 = ALGE / (2.0 + 00 * TETA(I) + 1.0 + 00)
V2 = (1.0 + 00) / (FY * (Q3 * TETA(I)) + 1.0 + 00)
V3 = (1.0 + 00) / (FY * (ZZI * TETA(I)) + 1.0 + 00)
VVKPL(I) = (Q000 * V0) * V1 * (V2 * V3)
VVKPLN(I) = CXX(1) * ALFPL(1) * PPEE1(I) * (TETA(I) * AY) * (FY * (0.7540 + 00 *
  TETA(I)))
D1(1) = 1.0 = 03
D2(1) = D1(1) * 2.0 + 00
D3(1) = F0 + (F1 * D1(1)) + (F2 * D2(1))
VVKLLN(I) = PPEE1(I) * (FY * D3(1))
VKLL(I) = VVKLL(I) + VVKPL(I) + VVKPLN(I) + VVKLLN(I)
11 CONTINUE
RETURN
END
```


NE,N+,N++0+

DADOS EXTRAIDOS A PARTIR DE UMA COLETANEA ORGANIZADA POR KURUCZ DE DADOS POR PEACH, HENRY, HIDALGO, FLOWER

| TRANSICAO | E(I) | G(I) | ELEMENTO |
|-----------|-------|------|----------|
| 2P=1S | 00.00 | 06 | C+ |
| 4P=3S | 05.33 | 12 | C+ |
| 2D=3P | 09.28 | 10 | C+ |
| 2S=3P | 11.96 | 02 | C+ |
| 2P=3S | 13.71 | 06 | C+ |
| 2P=1S | 00.00 | 06 | C++ |
| 1P=2S | 03.33 | 03 | C++ |
| 3P=2S | 00.00 | 09 | N+ |
| 1D=2S | 01.90 | 05 | N+ |
| 1S=2S | 04.05 | 01 | N+ |
| 1S=2S | 00.00 | 01 | N++ |
| 3P=2S | 05.02 | 06 | N++ |
| 2P=1D | 06.50 | 06 | N++ |
| 2P=1S | 00.00 | 06 | O+ |
| 2D=3P | 03.33 | 10 | O+ |
| 2D=1D | 03.33 | 10 | O+ |
| 4S=3P | 05.02 | 04 | O+ |
| 2P=3P | 05.02 | 06 | O+ |
| 2P=1D | 05.02 | 06 | O+ |
| 1S=2P | 00.00 | 01 | NE |
| 2P=1S | 12.53 | 06 | NE+ |
| 2P=3P | 12.69 | 06 | NE+ |
| 2D=3P | 00.00 | 10 | NE++ |

SUBROUTINE CROSS(AMETT)

```

IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION AMET1(5), AMET2(11), AMET3(14), AMET4(17), AMET5(20), AMET6
(22), AMET(1), AMET7(23), AI(23), AAI(23), ANI(23), P(23)
DIMENSION AMETT(1), AMETT1(1), AMETT2(1), AMETT3(1), AMETT4(1), AMETT5
(1), AMETT6(1)
DATA FQ, -(AI(J), J=1,23), (AAI(J), J=1,23),
(ANI(J), J=1,23), (P(J), J=1,23)/0.599580+15,
6.9000+18, 2.5000+18, 1.0800+17, 4.6000+18, 3.5000+18, 3.4300+18,
3.5300+16, 2.3200+18, 3.9700+18, 7.3200+18, 1.6800+18, 4.1600+18, 4.8000+18,
2.0600+18, 2.4000+18, 2.7100+18, 9.1000+19, 6.7500+18, 6.6500+18, 6.6500+18,
2.0000+16, 5.0200+19, 5.3500+18, 0.10+01, 0.10+01, 0.1950+01, 0.10
+01, 0.41740+01, 0.38080+01, 0.31100+01, 0.30330+01, 0.3870+01, 0.3751
D+01, 0.27170+01, 0.10+01, 0.16260+01, 0.1750+01, 0.21480+01, 0.47500+01
, 0.31010+01, 0.27890+01, 0.28600+01, 0.1750+01, 0.21260+01, 0.37690+01,
4.1499450+15, 4.5743410+15, 5.2207700+15, 5.8925770+15, 6.1770220+15,
7.28444960+15, 7.6936120+15, 7.8859550+15, 8.2950790+15, 8.4976860+15,
8.5728540+15, 9.9063700+15, 1.0460780+16, 1.1467340+16, 1.0006930+16,
1.0671570+16,
1.1772200+16, 6.1810020+15, 6.7018790+15, 7.1583820+15, 8.5099660+15,
1.1568130+16, 5.2223070+15, 0.60+01, 0.40+01, 0.40+01, 0.60+01, 0.40+01,
0.50+01, 0.50+01, 0.50+01, 0.50+01, 0.50+01, 0.50+01, 0.30+01, 0.40+01,
0.60+01, 0.70+01, 0.30+01, 0.40+01, 0.50+01, 0.50+01, 0.60+01, 0.70+01,
0.30+01, 0.20+01/
DO 20 J=1,5
AMETT1(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((ANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((ANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
20 CONTINUE
DO 30 J=6,11
AMETT2(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((ANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((ANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
30 CONTINUE
DO 40 J=12,14
AMETT3(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((ANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((ANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
40 CONTINUE
DO 50 J=15,17
AMETT4(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((ANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((ANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
50 CONTINUE
DO 6 J=18,20
AMETT5(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((ANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((ANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
6 CONTINUE
DO 70 J=21,22
AMETT6(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((ANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((ANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
70 CONTINUE
J=23
AMETT7(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((ANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((ANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
AMETT(1) = AMETT7(J)
AMETT1(1) = 0.0+00
DO 2 J=1,5
2 AMETT1(1) = AMETT1(J)+AMETT1(1)
AMETT2(1) = 0.0+00
DO 3 J=6,11
3 AMETT2(1) = AMETT2(J)+AMETT2(1)
AMETT3(1) = 0.0+00
DO 4 J=12,14
4 AMETT3(1) = AMETT3(J)+AMETT3(1)
AMETT4(1) = 0.0+00
DO 5 J=15,17
5 AMETT4(1) = AMETT4(J)+AMETT4(1)
AMETT5(1) = 0.0+00
DO 6 J=18,20
6 AMETT5(1) = AMETT5(J)+AMETT5(1)
AMETT6(1) = 0.0+00
DO 7 J=21,22
7 AMETT6(1) = AMETT6(J)+AMETT6(1)
AMETT7(1) = 0.0+00

```


05
12.69
00.00
06
10
NE+
NE++

```
SUBROUTINE CROSS(AMET)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION AMET1(5), AMET2(11), AMET3(14), AMET4(17), AMET5(20), AMET6
(22), AMET(1), AMET7(23), AI(23), AAI(23), ANI(23), P(23)
DIMENSION AMETT(1), AMETT1(1), AMETT2(1), AMETT3(1), AMETT4(1), AMETT5
(1), AMETT6(1)
DATA FQ, -(AI(J), J=1,23), (AAI(J), J=1,23),
(CANI(J), J=1,23), (P(J), J=1,23) / 0.599580+15,
6.90D-18, 2.500D-18, 1.080D-17, 4.600D-18, 3.500D-18, 3.430D-18,
3.53D-18, 2.320D-18, 3.97D-18, 7.320D-18, 1.680D-18, 4.160D-18, 4.800D-18,
2.060D-18, 2.400D-18, 2.710D-18, 9.100D-19, 6.750D-18, 6.650D-18, 6.650D-18,
2.000D-18, 5.02D-19, 5.35D-18, 0.10D+01, 0.10D+01, 0.10D+01, 0.195D+01, 0.10
D+01, 0.41740D+01, 0.38080D+01, 0.3110D+01, 0.30330D+01, 0.3870D+01, 0.3751
D+01, 0.27170D+01, 0.10D+01, 0.16260D+01, 0.1750D+01, 0.21480D+01, 0.4750D+01,
. . . 131010D+01, 0.27890D+01, 0.28600D+01, 0.1750D+01, 0.21260D+01, 0.37690D+01,
. . . 4.149945D+15, 4.574341D+15, 5.220770D+15, 5.892577D+15, 5.1770220D+15,
. . . 7.284498D+15, 7.693612D+15, 7.885955D+15, 8.295079D+15, 8.497686D+15,
. . . 8.06728540D+15, 9.9063700D+15, 1.0460780D+16, 1.1467340D+16, 1.0006930D+16,
. . . 1.06721E70D+16, 6.1810020D+15, 6.7018790D+15, 7.1583820D+15, 8.5099660D+15,
. . . 1.1568130D+16, 5.2223070D+15, 0.60D+01, 0.40D+01, 0.40D+01, 0.60D+01, 0.40D+01,
. . . 0.50D+01, 0.50D+01, 0.50D+01, 0.50D+01, 0.50D+01, 0.50D+01, 0.30D+01, 0.40D+01,
. . . 60D+01, 0.70D+01, 0.30D+01, 0.40D+01, 0.50D+01, 0.50D+01, 0.60D+01, 0.70D+01,
. . . 0.30D+01, 0.20D+01/
DO 20 J=1,5
AMET1(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((CANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((CANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
20 CONTINUE
DO 30 J=6,11
AMET2(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((CANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((CANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
30 CONTINUE
DO 40 J=12,14
AMET3(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((CANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((CANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
40 CONTINUE
DO 50 J=15,17
AMET4(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((CANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((CANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
50 CONTINUE
DO 6 J=18,20
AMET5(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((CANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((CANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
6 CONTINUE
DO 70 J=21,22
AMET6(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((CANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((CANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
70 CONTINUE
J=23
AMET7(J) = DABS(AI(J))*AAI(J)*((CANI(J)/FQ)**P(J)/DBLE(2.))+(10+00-
AAI(J))*((CANI(J)/FQ)**(10+00-P(J)/DBLE(2.)))
AMET(1) = AMET7(J)
AMETT1(1) = 0.0+00
DO 2 J=1,5
2 AMETT1(1) = AMET1(J) + AMETT1(1)
AMETT2(1) = 0.0+00
DO 3 J=6,11
3 AMETT2(1) = AMET2(J) + AMETT2(1)
AMETT3(1) = 0.0+00
DO 4 J=12,14
4 AMETT3(1) = AMET3(J) + AMETT3(1)
AMETT4(1) = 0.0+00
DO 5 J=15,17
5 AMETT4(1) = AMET4(J) + AMETT4(1)
AMETT5(1) = 0.0+00
DO 8 J=18,20
8 AMETT5(1) = AMET5(J) + AMETT5(1)
AMETT6(1) = 0.0+00
DO 9 J=21,22
9 AMETT6(1) = AMET6(J) + AMETT6(1)
AMETT(1) = AMETT1(1) + AMETT2(1) + AMETT3(1) + AMETT4(1) + AMETT5(1) + AMETT6
(1) + AMET(1)
RETURN
END
```


C C C C
CALCULO DA OPACIDADE TOTAL DEVIDA AO HIDROGENIO, AO HELIO E AOS
ABSORVENTES C+, C++, NE+, NE, N++ E O+.

```
SUBROUTINE OPACIT(OPAC)
IMPLICIT REAL *8(A-H, J-Z)
DIMENSION VKLL(150), VKHE(150), AMETT(1), PPEE(150), OPAC(150), QL(1),
F(150), G(150), H(150), VVKLL(150), VVKPL(150), VVKPLN(150), VVKLLN(150)
TETA(150)
DIMENSION PEEE(150)
DIMENSION TC(150)
DATA Q, X, U10, P/1.2398, +04, 5000.0+00, 0.30D+00, 13.60D+00/
DATA DAE/ 1.0-08/
CALL VKHLL(VKLL, VVKLL, VVKPL, VVKPLN, VVKLLN, TETA)
CALL VKHELL(VKHE, TC, TETA, PPEE, PEEE)
CALL CRCSS(AMETT)
QL(1)=Q/X
U10=10.0+00**U10
DO 23 J=1, 150
F(J)=1.2020D+00*(10.0+00**9.0+00)**U10*(1.0+00/(TETA(J)**DBLE(5./2.
)))*+1.0+00/(10.0+00** (TETA(J)*P))
G(J)=1.0+00/1.0+00+F(J)
H(J)=1.0+00*(1.0+00/(10.0+00** (QL(1)*(5040.0+00/24500.0+00))))
OPAC(J)=(((VVKPL(J)+VVKLL(J)+VVKPLN(J))*H(J))+VVKLLN(J))*G(J)+
VKHE(J)+AMETT(1)
OPAC(J)=OPAC(J)*DAE
23 CONTINUE
RETURN
END
```

C C C C
CALCULO DO NUMERO DE GRAMAS DE MATERIAL ESTELAR
POR GRAMA DE HIDROGENIO

```
SUBROUTINE MII(U)
IMPLICIT REAL *8(A-H, O-Z)
DIMENSION ALF(14), PA(14), U(1)
DATA HID/0.1006D+01/
DATA (ALF(J), J=1, 14)/1.00+00, 50-01, 5.30-04, 9.60-05, 9.10-04,
2.00-06, 2.60-05, 1.60-06, 3.20-05, 2.00-05, 5.00-08, 1.40-06, 7.80-07, 3.
70-06/
DATA (PA(J), J=1, 14)/0.1008D+01, 0.4003D+01, 1.2011D+01, 1.4007D+01,
1.5999D+01, 2.2990D+01, 2.4312D+01, 2.6981D+01, 2.8086D+01, 3.2064D+01,
3.9102D+01, 4.0080D+01, 5.1996D+01, 5.5847D+01/
U(1)=0.00+00
DO 15 J=1, 14
15 U(1)=((ALF(J)*PA(J))/HID)+U(1)
RETURN
END
```


GERACAO DO VALOR INICIAL PARA PG - PROF. OT. T(0)

```
SUBROUTINE PRESSG(PG)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION U(1),T(150),PG(1)
CALL EXPL(E1,E2,E3,E4,E5,T)
DIMENSION E1(150),E2(150),E3(150),E4(150),E5(150)
DATA STEFB,TEF,C,SIGT,VMH,G/5.66961D-05,25.000D+03,2.9979250D+1C,
6.654D-25,1.67333D-24,1.0D+04/
CALL MYIC(U)
PR=(STEF*FB*TEF**((DBLE(4.))) )/C
PG(1)=DABS(T(1)+1.D-01)*(((G*U(1)*VMH)/SIGT)-PR)
RETURN
END
```

CALCULO ITERATIVO DA PRESSAO DE GAS

METODO DE SIMPSON PARA OBTERMOS O VALOR INICIAL DE PG

```
SUBROUTINE SIMP(RRG,PRG)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION RRG(1),PRG(1),PG(1)
DIMENSION E1(150),E2(150),E3(150),E4(150),E5(150),T(150)
DIMENSION VKLL(150),VVKLL(150),VVKPL(150),VVKPLN(150),VVKLLN(150),
TETA(150)
CALL EXPL(E1,E2,E3,E4,E5,T)
CALL VKHLL(VKLL,VVKLL,VVKPL,VVKPLN,VVKLLN,TETA)
CALL PRESSG(PG)
DATA G,ALOGG/1.0D+04,434291.D-06/
CC=(DBLE(3.)*G)/(DBLE(2.)*ALOGG*VKLL(1))
SS=(T(1)/DBLE(6.))*((DBLE(2.)*DSQRT(DABS(PG(1))))+DSQRT(DABS(
PG(1))))
FD=DABS(CC*SS)**(DBLE(2./3.))
IF(PG(1).EQ.FD) GO TO 55
27 SS=(T(1)/DBLE(6.))*((DBLE(2.)*DSQRT(DABS(FD)))+DSQRT(DABS(FD
)))
FFD=DABS(CC*SS)**(DBLE(2./3.))
IF(FFD.EQ.FU) GO TO 50
FD=DABS(FFD-FD)
IF(FD.LT.1.0D-05) GO TO 50
FD=FFD
GO TO 27
55 PRG(1)=PG(1)
PRG(1)=DABS(PRG(1))
RRG(1)=PRG(1)-1.0-03
GO TO 56
50 PRG(1)=F-D
RRG(1)=PRG(1)-1.0-03
56 RETURN
END
```



```

SUBROUTINE PRESSE(PPE)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION PPE(1)
DIMENSION TC(150),RRG(1),PRG(1)
DIMENSION TETA(150),SU(14),PI(14)
CALL TEMP(TC,TETA)
CALL SYMP(RRG,PRG)
DATA (SU(I),I=1,14) /0.0+00,0.600+00,0.100+00,0.620+00,0.050+00,
.0.0+00,0.600+00,0.480+00,0.120+00,0.050+00,0.0+00,0.600+00,
.0.070+00,0.380+00/
DATA (PI(I),I=1,14) /13.5950+00,24.5810+00,10.2560+00,14.5300+00,
.13.6140+00,5.1380+00,7.6440+00,5.9840+00,8.1490+00,10.3570+00,
.4.3390+00,6.1110+00,6.7640+00,7.8700+00/
DATA BBI,VM,H,VM/3.141590+00,1.3806220-16,6.6261960-27,9.1095580-2
.8/
DATA ALOGE/434291.0-06/
AE=DLG10(DBLE(1.))
VJ=(DBLE(3.)*(DBLE(2.)*BBI*VM)-1.0-03)/DBLE(2.)
VL=(DBLE(5.)*VK*TC(1)-1.0-03)/DBLE(2.)
P=DBLE(3.)*1.0-06
V=ALOGF/VK*TC(1)
ZU=0.00+00
XX=0.00+00
DO 22 I=1,14
ZU=ZU+SU(I)
XX=XX+PI(I)
22 CONTINUE
PPE(1)=DABS((RRG(1)+A+VJ+VL+P+XX+V*ZU)/(DBLE(2.)))
RETURN
END
    
```

GERACAO DO GRADIENTE DA PRESSAO DE GAS NA ATMOSFERA
 SENDO VARIADO A UM DETERMINADO DELTA

```

SUBROUTINE PII(PPG,PPPG)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION TETA(150)
DIMENSION PRG(1),RRG(1),PPG(150),VKLL(150),T(150)
DIMENSION EPG(150),BPG(150)
DIMENSION TC(150),PPPG(150)
DIMENSION EI(150),E2(150),E3(150),E4(150),E5(150)
DIMENSION VVKLL(150),VVKPL(150),VVKPLN(150),VVKLLN(150)
CALL EXPL(E1,E2,E3,E4,E5,T)
CALL VKHLL(VKLL,VKLL,VVKPL,VVKPLN,VVKLLN,TETA)
CALL SYMP(RRG,PRG)
DATA G,RO,ALOGE/1.00+04,6.6540-25,434291.0-06/
DATA AFD/1.0-03/
DATA STEFB,TEF,C/5.669610-05,25.0000+03,2.99792500+10/
PR=(STEFB*TEF**DBLE(4.))/C
DO 11 I=2,150
BPG(I)=(DBLE(1.))/(PRG(1)*DLG(DBLE(10.)))*(G/(VKLL(I)+RO))-PR)
EPG(I)=EPG(I)*DBLE(0.02)
PPG(I)=EPG(I)+RRG(1)
PPPG(I)=PPPG(I)
CC=(DBLE(3.)*G)/(DBLE(2.)*ALOGE*VKLL(I))
S=(T(I)/DBLE(6.))*DBLE(2.)*DSQRT(DABS(PPPG(I)))+DSQRT(
. DABS(PPPG(I)))
FD=DABS(CC*S)**DBLE(2./3.)
IF(PPPG(I).EQ.FD) GO TO 61
28 SS=(T(I)/DBLE(6.))*DBLE(2.)*DSQRT(DABS(FD))+DSQRT(
. DABS(FD))
FFD=DABS(CC*SS)**DBLE(2./3.)
IF(FFD.EQ.FD) GO TO 60
FDD=DABS(FFD-FD)
IF(FDD.LT.1.00-05) GO TO 60
FD=FFD
GO TO 28
61 PPG(I)=FD
PPG(I)=(DABS(PPPG(I))-1.0-03)*AED
GO TO 11
60 PPG(I)=FFD
PPG(I)=(DABS(PPPG(I))-1.0-03)*AED
PRG(1)=PPPG(I)
RRG(1)=PPG(I)
11 CONTINUE
RETURN
END
    
```


C C CALCULO DA DISTRIBUICAO DA PRESSAO ELETRONICA A PARTIR DE PG

```

SUBROUTINE PEE(PFEE,PPEE)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION TT(150)
DIMENSION TC(150),TETA(150),PPG(150),PPPG(150),PEEE(150),PPEE(150)
*SU(14),I(14)
CALL TFMP(TC,TETA)
CALL PTI(PPG,PPPG)
DATA (SU(J),J=1,14) /0.0+00,0.600+00,0.100+00,0.620+00,0.050+00,
*0.0+00,0.600+00,-0.480+00,0.120+00,-0.050+00,0.0+00,0.600+00,
*0.070+00,0.380+00/
DATA (PI(J),J=1,14) /13.5950+00,24.5810+00,10.2560+00,14.5300+00,
*13.6140+00,5.1380+00,7.6440+00,5.9840+00,8.1490+00,10.3570+00,
*4.3390+00,6.1110+00,6.7640+00,7.8700+00/
DATA ADE/1.0+09/
DATA ALOGE/434291.0=06/
DATA PF/1.0+00/
DATA BBI,VK*H*VM/3.141590+00,1.3806220=16,6.6261960=27,9.1095580=2
*8/
DATA ZZZZ/323.0=01/
TT(1)=0.0+00
OD=72 IE2,150
A=-DLOG10(DBLE(1.))
FE=(DBLF(3.)*DBLE(2.)*BBI*1.0=06)/DBLE(2.)
VL=(DBLE(5.)*VK*TC(I)-1.0=03)/DBLE(2.)
PE=DBLE(3.)*1.0=06
VE=ALOGF/(VK*TC(I))
ZU=0.00+00
XX=0.00+00
DO=74 J=1,14
ZU=ZU+SU(J)
74 XX=XX+PI(J)
PEEE(I)=DABS((PPG(I)+A+F+VL+P+XX+V+ZU)/(DBLE(2.)))
TT(I)=TT(I-1)+ZZZ
PPEE(I)=PEEE(I)+TT(I)
PEFE(I)=PEI/PPEE(I)
PPEE(I)=PEEE(I)
72 PFFE(I)=PEEE(I)*ADE
CONTINUE
RETURN
END

```

C C C OBTENCAO DA DENSIDADE ATMOSFERICA

```

SUBROUTINE DENSI(DENS)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
CALL TFMP(TC,TETA)
CALL PTI(PPG,PPPG)
CALL PFE(PEEE,PPEE)
CALL PPESSE(PPE)
CALL SIMP(RRG,PRG)
CALL MITI(U)
DIMENSION DENS(150),PPE(1),PEEE(150),TC(150),TETA(150),
*RRG(1),PRG(1),PPG(150),PPPG(150),U(1),PFE(150)
DIMENSION VP(150)
DATA VMH,VK/1.673330=24,1.3806220=16/
DPE=PRG(1)
DP=DABS(DP)
DENS(1)=(U(1)*VMH*DP)/(VK*TC(1))
DENS(1)=DABS(DENS(1))-1.0=07
OD=30 IE2,150
VP(I)=(PPPG(I)-PPEE(I))
DENS(I)=U(1)+VMH+VP(I)-VK*TC(I)
DENS(I)=DABS(DENS(I))
DENS(I)=DABS(DENS(I))-1.0=07
30 CONTINUE
RETURN
END

```


CALCULO DO COEFICIENTE DE ESPALHAMENTO " THOMPSON

```

SUBROUTINE THOMPS(THOM)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION THOM(150), TC(150), TETA(150), PLEE(150), PPEE(150), DENS(150)
CALL TFM(TC, TETA)
CALL PFE(PLEE, PPEE)
CALL OFNSI(DENS)
DATA VK, SIGT/1.380622) = 16.6.6540-25/
THOM(1) = SIGT - VK - TC(1) - DABS(DENS(1))
DO 97 I = 2, 150
97 THOM(I) = SIGT + PPEE(I) - VK - TC(I) - DABS(DENS(I))
RETURN
END
    
```

SUBROTINA QUE OBTEN O VALOR DO FLUXO, PARA OS PONTOS ESCOLHIDOS DA PROFUNDIDADE OPTICA, $0.3 F_2.0$, UTILIZANDO UM PROCESSO DE QUADRATURA DE DOIS PONTOS, COM OS PESOS EXTRAIDOS DE TABELAS DA REFERENCIA (2).
 A CONVERGENCIA E ASSEGURADA ATRAVES DA UTILIZACAO SIMPLES E PODEROSA DO METODO DO INTERVALO-MEDIO, COMO APRESENTADO POR CARNAHAN, REFERENCIA (7).
 O FLUXO OBTIDO NAO E O FLUXO LIQUIDO DE UM CORPO NAO-CINZA, UMA VEZ QUE ASSUMIMOS A FUNCAO-FONTE COMO PLANCKIANNA.

```

SUBROUTINE FLUXO(FLUX)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION FLUX(2)
DATA TEF, RO, PI/2500. 0+00, 5.75 0+05, 3.14 0+00/
TTEF = TTEF*(4. 0+00)
FFE = (RO * TTEF) / PI
ST1 = (3. 0+00/4. 0+00) * TTEF * (0.39 0+00 + 0.6 0+00)
ST2 = (3. 0+00/4. 0+00) * TTEF * (0.07 0+00 + 0.60 0+00)
ST3 = (3. 0+00/4. 0+00) * TTEF * (0.24 0+00 + 0.6 0+00)
ST4 = (3. 0+00/4. 0+00) * TTEF * ((2.7 0+00 + 0.6 0+00))
ST5 = (3. 0+00/4. 0+00) * TTEF * (0.67 0+00 + 0.6 0+00)
ST6 = (3. 0+00/4. 0+00) * TTEF * (1.75 0+00 + 0.6 0+00)
B1 = (RO * ST1) / PI
B2 = (RO * ST2) / PI
B3 = (RO * ST3) / PI
B4 = (RO * ST4) / PI
B5 = (RO * ST5) / PI
B6 = (RO * ST6) / PI
FLUX(1) = (0.8839 0+00) * B1 - (0.1753 0+00) * B2 - (0.2247 0+00) * B3
FLUX(1) = DABS(FLUX(1))
FLUX(2) = (0.1161 0+00) * B4 - (0.2444 0+00) * B5 - (0.6953 0+00) * B6
FLUX(2) = DABS(FLUX(2))
11 Z1 = DABS(FF - FLUX(1))
IF(Z1.LT.1. 0+02) GO TO 111
FLUX(1) = (FF + FLUX(1)) / 2. 0+00
GO TO 11
111 Z2 = DABS(FF - FLUX(2))
IF(Z2.LT.1. 0+02) GO TO 112
FLUX(2) = (FF + FLUX(2)) / 2. 0+00
GO TO 111
112 RETURN
END
    
```



```

SUBROUTINE WRITTN(L)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION LC(1)
DIMENSION E1(150),E2(150),E3(150),E4(150),E5(150),T(150)
DIMENSION TC(150),TETA(150)
DIMENSION VKLL(150),VVKPLN(150),VVKLLN(150),VVKLL(150),VVKPL(150)
DIMENSION OPAC(150)
DIMENSION PPG(150),PPPG(150)
DIMENSION PEEF(150),PPEE(150)
DIMENSION DENS(150),ARG(1),PRG(1),U(1)
DIMENSION THOM(150),PPE(1)
DIMENSION FLUX(2)
400 FORMAT(// // // //,38X, '*****')
WRITE(6,401)
401 FORMAT(38X, ' ')
WRITE(6,401)
WRITE(6,401)
WRITE(6,402)
402 FORMAT(38X, ' M O D E L O D E F O T O S F E R A E S T E L A R ')
WRITE(6,401)
WRITE(6,403)
403 FORMAT(38X, ' ***** *** *****')
WRITE(6,401)
WRITE(6,401)
WRITE(6,401)
WRITE(6,404)
404 FORMAT(38X, ' T I P O E S P E C T R A L = B 0 T E F = 2 5 0 0 0 L O G G = 4 . 0 ')
WRITE(6,401)
WRITE(6,405)
405 FORMAT(38X, ' **** *****')
WRITE(6,401)
WRITE(6,401)
WRITE(6,401)
WRITE(6,406)
406 FORMAT(38X, '*****')
CALL EXPL(E1,E2,E3,E4,E5,T)
CALL TFM(TC,TETA)
CALL VKHLL(VKLL,VVKLL,VVKPL,VVKPLN,VVKLLN,TETA)
CALL PII(PPG,PPPG)
CALL PEE(PEEF,PPEE)
CALL VKHELL(VKHE,TC,TETA,PPEE,PEEE)
CALL OPACIT(OPAC)
CALL FLUXO(FLUX)
CALL QENSIS(DENS)
CALL THCMPS(THOM)
WRITE(6,407)
407 FORMAT(// // // //,29X, ' P . D T . ',15X, ' T E M P . ',15X, ' K T O T A L . ',15X, ' P G . ',15X, ' P E . ', //)
WRITE(6,408)
408 FORMAT(27X, D8.3,10X, D10.5,10X, D10.5,10X, D10.5,10X, D10.5)
WRITE(6,411)
411 FORMAT(// // // //,44X, ' F L U X O L I Q U I D O N A O E S P E C I F I C A M E N T E P / U M C O R P O ')
WRITE(6,412)
412 FORMAT(44X, ' E S T E L A R N A O = C I N Z A N O S P O N T O S D E P R O F . O T I C A 1 ')
WRITE(6,420)
420 FORMAT(// // // //,61X, ' T = 0 . 3 ')
WRITE(6,421)
421 FORMAT(61X, ' T = 2 . 0 ', //)
WRITE(6,409)
409 FORMAT(63X, ' F L U X O ', //)
WRITE(6,410)
410 FORMAT(63X, ' ( F L U X ( J ) , J = 1 , 2 ) ')
WRITE(6,410)
410 FORMAT(// // // //,61X, D10.5)
WRITE(6,500)
500 FORMAT(// // // //,30X, ' E S T E M O D E L O E S T A C O M P U T A D O P A R A C O N D I C O E S D E E Q U I L I B R I O T E R M O D I N A M I C O L O C A L , ')
WRITE(6,501)
501 FORMAT(26X, ' E Q U I L I B R I O R A D I A T I V O , E Q U I L I B R I O H I D R O S T A T I C O , E A S C A M A D A S A T M O S F E R I C A S , E S T A O ')
WRITE(6,502)
502 FORMAT(26X, ' S U P O S T A S E M E S T R A T I F I C A C O E S P L A N O = P A R A L E L A S , C O M O S P A R A M E T R O S D O C A M P O D E R A D I ')
WRITE(6,503)
503 FORMAT(26X, ' A C A O E M E S T A D O E S T A C I O N A R I O . A T E M P E R A T U R A ( T E M P ) , E S T A E X P R E S S A E M K ; A S O P A C I ')
WRITE(6,504)
504 FORMAT(26X, ' C A D E S D O H I D R O G E N I O ( K H I D ) E D O H E L I O ( K H E L ) , N O C O M P R I M E N T O D E C N O A P A D R A O D E ')
WRITE(6,505)
505 FORMAT(26X, ' 5 . 0 0 0 A N G S T R O N S , E M C M ( 2 ) . G R ( = 1 ) ; A P R E S S A O D E G A S ( P G ) , E A P R E S S A O D E E L E T R O N S ')
WRITE(6,506)
506 FORMAT(26X, ' ( P E ) , E M D I N A . C M ( = 2 ) ; A D E N S I D A D E ( D E N S ) , E M G R . C M ( = 3 ) ; O F L U X O E S T A E X P R E S S O E M ')
WRITE(6,507)
507 FORMAT(26X, ' ( P E ) , E M D I N A . C M ( = 2 ) ; A D E N S I D A D E ( D E N S ) , E M G R . C M ( = 3 ) ; O F L U X O E S T A E X P R E S S O E M ')

```


OBTENCAO DE UM MODELO CLASSICO DE UMA ATMOSFERA ESTELAR QUENTE
TIPO ESPECTRAL = B0 TEF=25000 LOG G =4.0, PARA CONDICAOES DE
EQUILIBRIO TERMODINAMICO LOCAL, EQUILIBRIO RADIATIVO, EQUILI
BRIO HTOROSTATICO. AS CAMADAS ATMOSFERICAS SAO SUPOSTAS EM
ESTRATIFICACOES PLANO*PARALELAS, E OS PARAMETROS DO CAMPO DE
RADIACAO ESTAO EM ESTADO ESTACIONARIO.

PROGRAMA MODELO CLASS1

IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION L(1)
CALL WRITTN(L)
STOP
END

NO ERRORS DETECTED. NUMBER OF CARDS = 764.
COMPILATION TIME = 28 SECONDS ELAPSED. 12.04 SECONDS PROCESSING.
D2 STACK SIZE = 198 WORDS. FILESIZE = 78 WORDS. ESTIMATED CORE ST
TOTAL PROGRAM CODE = 2744 WORDS. ARRAY STORAGE = 17004 WORDS.
NUMBER OF PROGRAM SEGMENTS = 27. NUMBER OF DISK SEGMENTS = 271.
PROGRAM CODE FILE = (CMV03001)MODELO ON TAPE, COMPILER COMPILED ON

BIBLIOGRAFIA

- 1 - KURUCZ, R.L. , ATLAS: A COMPUTER PROGRAM FOR CALCULATING MODEL STELLAR ATMOSPHERES - SMITHSONIAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, SPECIAL REPORT 309, 1970.
- 2 - CHANDRASEKHAR, S. , RADIATIVE TRANSFER - DOVER, 1960.
- 3 - MIHALAS, D. , STELLAR ATMOSPHERES - W.H. FREEMAN & COMPANY, 1970.
- 4 - GRAY, D.F. , THE OBSERVATION AND ANALYSIS OF STELLAR PHOTOSPHERES - WILEY-INTERSCIENCE, 1976.
- 5 - ALDER, E. , METHODS IN COMPUTATIONAL PHYSICS - VOL. 7 - ASTROPHYSICS, THE CALCULATION OF MODEL ATMOSPHERES. , by MIHALAS, D. - WILEY - INTERSCIENCE, 1967.
- 6 - CONTE, S.D., e BOOR, C. de, ELEMENTARY NUMERICAL ANALYSIS - AN ALGORITHMIC APPROACH - MC GRAW-HILL KOGAKUSHA, 1965.
- 7 - CARNAHAN, B., e LUTHER, H. A., e WILKES, J.D. , APPLIED NUMERICAL METHODS - J. WILEY & SONS , 1969.
- 8 - GRIEM, H.R. , PLASMA SPECTROSCOPY - MC GRAW-HILL, 1964.
- 9 - MENZEL, D. H., SELECTED PAPERS ON THE TRANSFER RADIATION - THERMODYNAMICS OF THE STARS, by MILNE, E. A. - DOVER, 1966.
- 10 - GREENSTEIN, J.L., STELLAR ATMOSPHERES ; STARS AND STELLAR SYSTEMS - VOL. VI, THE THEORY OF MODEL STELLAR ATMOSPHERES, by MUNCH, G. - UNIV. OF CHICAGO PRESS, 1960.
- 11 - JEFFERIES, J. T. , SPECTRAL LINE FORMATION - BLAISDELL PUB., 1968.
- 12 - OSAWA, K. , Ap. J. , **123** , 513, 1956.
- 13 - ABRAMOWITZ, H. e STEGUN, I.A. , HANDBOOK OF MATHEMATICAL FUNCTIONS - DOVER PUB. , 1968.
- 14 - GINGERICH, O. , PROCEEDINGS FIRST HARVARD-SMITHSONIAN CONFERENCE ON STELLAR ATMOSPHERES - S.A.O. SPECIAL REPORT 167, 1965.
- 15 - KARZAS, W.J. e Latter, R. , Ap. J. Sup. , **6**, 167, 1961.
- 16 - STILLEY, J.L., e CALLAWAY, J. , Ap. J. , **160**, 245, 1970.
- 17 - FROBERG, C.-E., INTRODUCTION TO NUMERICAL ANALYSIS - ADDISON-WESLEY PUB. , 1973.

ERRATAS E OBSERVAÇÕES

i) A expressão em (1) é melhor expressa sob a forma:

$$I_v = \lim_{\substack{\Delta w \rightarrow 0 \\ \Delta \sigma \rightarrow 0 \\ \Delta t \rightarrow 0 \\ \Delta v \rightarrow 0}} \frac{\Delta E_v}{\Delta w \Delta \sigma \Delta t \Delta v \cos \theta}$$

ii) A expressão (12) correta é:

$$I_v(z_v, \mu) = \lim_{z_v \rightarrow \infty} I_v(z_v, \mu) e^{-(z_v - z_v)} \quad \cdot \quad \int_{z_v}^{\infty} \frac{S_v(t_v) e^{-(t_v - z_v) \frac{\mu}{v}}}{\mu} dt_v$$

iii) A pg. 18, ao invés de 'uma margem de tolerância', leia-se: 'uma margem de erro'.

iv) A expressão (40) em sua forma correta

$$P_g = \left[\frac{3}{2} \quad g \quad \int_0^{z_v} \frac{P^{1/2}}{g} dt_v \right] \quad 2/3$$

($k_v + \sigma_v$)

v) A pg. 24, na tabela de divisões e pesos para avaliação das integrais, à segunda parte da tabela a sua forma correta é:

| | | | | |
|-------------|---|---------------|--|----------------|
| $z_1 = 0.3$ | { | $t_1 = 0.071$ | | $a_1 = 0.1753$ |
| | | $t_2 = 0.244$ | | $a_2 = 0.2247$ |
| $z_2 = 2.0$ | { | $t_1 = 0.672$ | | $a_1 = 0.2444$ |
| | | $t_2 = 1.753$ | | $a_2 = 0.6953$ |

- vi) A frase, pg.12, 'Para ordens superiores à unidade, empregamos a fórmula de recorrência', refere-se à expressão (22) à pg.11.
- vii) Todas as fórmulas e descrições do processo físico de absorção da seção II.2 e II.3, estão referenciados à [4].
A seção II.4, por sua vez é devida a referência [1].
- viii) Numa análise dos resultados, outros modelos podem ser amplamente consultados, em quase todas as referências listadas ao final do trabalho, e comparadas ao modelo levantado. Então, as conclusões, ao nível do modelo proposto pelo projeto, podem ser feitas no sentido de que os parâmetros físicos termodinâmicos da atmosfera estelar teórica, se comportam com a profundidade ótica, de modo coerente, uma vez comparado à vários outros modelos análogos levantados. Ver por exemplo, referências [2] e [4].