

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS

COAGULAÇÃO DE GRÃOS NO MEIO INTERESTELAR

Rodrigo Dias Tarsia

Tese submetida ao Departamento
de Física do Instituto de Ciên-
cias Exatas da UFMG para obten-
ção do Grau de Mestre em Física

U. F. M. G. - BIBLIOTECA UNIVERSITÁRIA



00099598203

NÃO DANIFIQUE ESTA ETIQUETA

Belo Horizonte

1972

Ao Casal

Maria da Conceição e Henrique Wykrota
e ao

Dr. Jean Lefèvre

A G R A D E C I M E N T O S

Aos Professores:

Dr. Jean Lefèvre, do Observatório de Nice, pela firme orientação, amizade e ensinamentos.

Dr. Sylvio Ferraz Mello, do Departamento de Astronomia do I.T.A. pela orientação na fase anterior a te - se.

Dr. Francisco de Assis Magalhães Gomes, Diretor do ICEx, com quem conviver é aprender a ter confiança na Humanidade.

Dr. José Antonio de Freitas Pacheco, do Instituto Astronômico e Geofísico da U.S.P., pela acolhida naquela Instituição, bem como pelas discussões e esclarecimentos de questões relacionadas com os raios cósmicos.

Dr. Luiz Muniz Barreto, Diretor do Observatório Nacional, pelo apôio, ajuda e amizade.

Dr. Márcio Quintão Moreno, Chefe do Departamento de Física do ICEx, pela ajuda e apoio nas constantes viagens realizadas durante a elaboração deste trabalho.

Dr. Ramayana Gazzinelli, Coordenador da Pós-Graduação do Departamento de Física, pela contribuição na nossa formação científica.

A Sra. Sandra Cristina Porto Silva, pelo cuidado e carinho na datilografia deste trabalho.

A minha irmã Angela, pela preparação das figuras.

Ao Centro de Computação da UFMG pela atenção e consideração durante o uso do computador.

À Comissão Permanente de Regime de Tempo Integral e Dedicação Exclusiva, cuja ajuda financeira, através da concessão de Dedicação Exclusiva, foi condição essencial não só para a nossa formação como também para a realização deste trabalho.

Í N D I C E

PAG

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO II - COAGULAÇÃO DE PARTÍCULAS POR MOVIMENTO BROWNIANO.....	6
CAPÍTULO III - COAGULAÇÃO DE GRÃOS DESCARREGADOS.....	11
III.1 - Introdução.....	11
III.2 - Coagulação em nuvens interestelares.....	14
III.3 - Coagulação em estrelas gigantes vermelhas.....	18
CAPÍTULO IV - INFLUÊNCIA DA CARGA DOS GRÃOS NA COAGULAÇÃO.....	24
CAPÍTULO V - INFLUÊNCIA DE UMA DISTRIBUIÇÃO DE DIMENSÕES.....	30
CAPÍTULO VI - INFLUÊNCIA DOS RAIOS CÔSMICOS NA COAGULAÇÃO.....	36
CONCLUSÕES.....	47
BIBLIOGRAFIA.....	50
FIGURAS.....	53
APÊNDICE I.....	59
APÊNDICE II.....	64

C A P Í T U L O IINTRODUÇÃO

A existência de polarização na luz de estrelas, quer intrínseca, como nas estrelas gigantes vermelhas (Serkowski, 1966; Kruszewski, Gehrels & Serkowski, 1968; Dick, 1968), quer de origem interestelar (Hall, 1949; Hiltner, 1949; Hiltner, 1956) apresenta um problema interessante quanto ao mecanismo que a produz. Essa polarização é parcialmente linear e fraca, estando associada com a extinção (Hiltner, 1956). Além disso, no caso das estrelas vermelhas, a polarização é algumas vezes variável com o tempo e todas as vezes em que se observou no infra-vermelho, em comprimentos de onda de dez ou onze micra, encontrou-se um excesso pronunciado de radiação infra-vermelha, com relação a estrelas de mesmo tipo espectral, não polarizadas (Serkowski, 1971a).

Uma explicação possível para estes fatos, consiste em se supor a existência de partículas sólidas no meio interestelar e em envelopes de estrelas gigantes vermelhas. Estes grãos sólidos para poderem causar a polarização, devem ser tanto anisotrópicos quanto orientados por um mecanismo qualquer. Os grãos sólidos explicariam também a absorção interestelar observada.

A anisotropia, no caso, pode ser tanto ótica quanto geométrica. Do ponto de vista ótico, por exemplo, o grafite é uma amostra interessante. Ele aparece na forma de lâminas hexagonais e os eletrons podem se deslocar nessas lâminas mas não perpendicularmente a elas; isto faz com que o grafite aja como um metal, se o campo elétrico da luz sobre ele incidente

é perpendicular ao eixo do hexágono e como um dielétrico, se o campo elétrico for paralelo a este eixo. O grafite é citado como exemplo porque ele explica a forma da curva de absorção da região azul.

Do ponto de vista geométrico, a forma do grão introduz diferenças na polarização da luz por ele produzida. As anisotropias geométricas apresentam algumas dificuldades sérias em seu estudo pois a teoria de Mie para o espalhamento da luz, que é aplicada no caso, apresenta soluções exatas (para partículas de dimensões arbitrárias) apenas para cilindros infinitos e esferas. Para outras formas há métodos aproximados (Greenberg, 1968), mas que não resolvem o problema completamente.

No tocante à orientação dos grãos, vários mecanismos foram propostos. Estes mecanismos devem levar em conta o fato de que o plano de polarização da luz é aproximadamente paralelo ao plano galático (Hall & Mikesell, 1952; Hall & Mikesell, 1958; Mathewson & Ford, 1970), o que implica no fato de que os eixos das partículas alongadas que a causam sejam, em média, perpendiculares ao plano galático.

Gold (1952a, 1952b) propôs um processo mecânico simples para a orientação de grãos por colisões com nuvens de gás interestelar. Segundo ele, as colisões entre os átomos do gás e o grão (que possui velocidade supersônica em relação ao gás) cedem um momentum angular transversal ao grão o que provoca um alinhamento deste grão com seu eixo maior paralelo à direção de velocidade relativa. Há objeções sérias à teoria de Gold, a mais importante sendo a de Davis (1955) que calculou a penetração média de grãos de uma nuvem em outra, mostrando

que o mecanismo é efetivo apenas em uma região pequena, nos bordos das nuvens.

Davis & Greenstein (1951) propuseram uma teoria dinâmica para a orientação de grãos paramagnéticos, que foi posteriormente generalizada para grãos ferromagnéticos por Henry (1958) e modificada por Davis (1958). O mecanismo consiste essencialmente no alinhamento de grãos por um campo magnético externo, da seguinte maneira: as colisões com os átomos do gás em que o grão se situa fazem-no girar, criando uma situação na qual existe um torque devido a relaxação paramagnética do grão, que tende a fazer o eixo de rotação do grão ser o seu eixo menor e, ao mesmo tempo, alinhá-lo com o campo magnético.

Jones & Spitzer (1967) colocaram o mecanismo de Davis & Greenstein em uma base mais firme, sob o ponto de vista da Mecânica Estatística, discutindo também, com relação à sua eficiência para alinhamento, uma variedade de sistemas magnéticos que têm possibilidade de existir na substância de grãos interestelares.

Purcell (1969) estudou os mecanismos de Gold e Davis e Greenstein aplicando o método de Monte Carlo, comparando resultados para diferentes formas, temperaturas e viscosidades magnéticas com os resultados de Jones & Spitzer.

Mais recentemente, Harwitt (1970a e 1970b) propôs um mecanismo ótico de alinhamento que consiste na transferência de momentum angular da luz ao grão, que adquire então movimento browniano rotacional e é alinhado com seu eixo maior perpendicular à luz incidente.

DEPARTAMENTO DE FÍSICA
SERVICO DE DOCUMENTAÇÃO

Outro mecanismo que pode ser efetivo no alinhamento foi proposto por Martin (1970) e consiste no alinhamento de grãos carregados em um campo magnético, em virtude da precessão de carga em torno da direção do campo.

A formação de grãos foi estudada por vários autores: Kahn (1952) propôs um modelo de grãos de gelo alongados que se formariam no meio interestelar, mas seu modelo não é capaz de explicar a curva de extinção da luz na região azul do espectro, ao mesmo tempo que a formação desses grãos de gelo é de difícil explicação; Hoyle & Wickramasingue (1962) estudaram a possibilidade da formação de grãos de grafite durante o ciclo de pulsação de uma estrela N, os quais seriam posteriormente dela ejetados pela pressão da radiação: O mecanismo de Hoyle & Wickramasingue foi desenvolvido por Donn et al. (1968) que estudaram a formação de pequenos cristais de grafite. A consideração da dependência do mecanismo no tempo e o efeito das partículas no gás em que a formação e o crescimento se verificam foi estudada por Fix (1969a, 1969b).

No presente trabalho, estudar-se-á o problema da formação de partículas não esféricas a partir de colisões entre partículas esféricas. Supor-se-á que as partículas são dotadas de movimento browniano, hipótese que, como se verá mais tarde, é justificada pelo fato das partículas serem menos numerosas e mais massivas que as moléculas ou átomos do meio em que elas se encontram. Outra hipótese básica que se fará é que, nas colisões das partículas, a coesão é assegurada pelas forças de interação de van der Waals que existem entre elas. A teoria será aplicada a duas situações: formação nas vizinhanças de uma estrela gigante vermelha (temperatura elevada mas, ao mesmo tempo suficientemente baixa para que

grãos possam ser formados e existir), em que a duração do processo é essencialmente o tempo de expansão da camada de grãos; formação em nuvens interestelares (baixa temperatura) em que a duração do processo é da ordem do tempo de vida da nuvem. Não se fará hipótese alguma sobre a natureza do grão e portanto, a teoria é válida qualquer que seja esta natureza.

A coagulação de grãos foi considerada anteriormente por van de Hulst (1946, 1949) que pesquisou a fusão de grãos durante a colisão de nuvens interestelares com vistas à formação de grãos esféricos maiores e por Kamijo (1963) que estudou a formação de grãos de SiO_2 de dimensão muito pequena em envelopes circum-estelares de variáveis do tipo Mira Ceti; essas partículas serviriam como núcleos de condensação de grãos.

No capítulo II estudar-se-á o formalismo do processo, do ponto de vista mais geral, sem referência a aplicação alguma; no capítulo III aplicar-se-á o formalismo do estudo da formação de partículas não carregadas; no capítulo IV considerar-se-á o efeito de cargas elétricas de grãos no mecanismo de coagulação. No capítulo V, estudar-se-á o efeito de uma distribuição de dimensões no mecanismo de coagulação.

C A P Í T U L O I ICOAGULAÇÃO DE PARTÍCULAS POR MOVIMENTO BROWNIANO

A teoria clássica de coagulação de partículas esféricas, não carregadas, dotadas de movimento browniano é originalmente devida a Smoluchowski (1917), tendo sido desenvolvida matematicamente por Fuchs (1934) e Chandrasekhar (1943). Ela supõe que a coagulação é controlada pela frequência de colisões binárias entre as partículas, dependendo apenas da mobilidade relativa das mesmas. Esta teoria entretanto, tem sua validade limitada ao caso em que a razão do livre caminho médio das moléculas do meio em que as partículas se localizam para o raio de partícula (número de Knudsen) é menor que ou da ordem da unidade (Hidy & Brock, 1965). Para valores do número de Knudsen maiores que a unidade, o movimento das partículas está mais relacionado com o movimento molecular em gases. A razão disto aparece estar no fato de que, no limite contínuo, as partículas são influenciadas pelo fluido que as envolve, interagindo-se a distância através de forças aerodinâmicas associadas a seu movimento relativo, enquanto que no regime molecular, essas forças são desprezíveis pois as partículas sofrem um número extremamente pequeno de colisões com as moléculas do meio, à medida que se aproximam uma da outra. A teoria de Smoluchowski é aplicável rigorosamente para valores do número de Knudsen menores que ou iguais a 0.1, enquanto que a teoria molecular é totalmente aplicável para valores do número de Knudsen maiores que 10. Neste último caso, o problema consiste na aplicação da teoria de Chapman-Enskog ao sistema partícula-gas (Brock & Hidy, 1965). Para os valores do número de Knudsen compreendidos entre 0.1 e 10, a teoria é incompleta devido a certas complicações tais como a impossibilidade

de cálculo das perturbações produzidas pelo gas no movimento das partículas.

Como será demonstrado no capítulo III, as aplicações astrofísicas pertencem à região em que o número de Knudsen é maior que 10. Em virtude deste fato limitar-se-á, aqui, à apresentação da teoria para este caso.

A frequência de colisões entre partículas esféricas de tipos μ e ν pode ser escrita (Hidy & Brock, 1965) como:

$$L_{\mu\nu} = M_{\mu\nu} \left[\frac{8\pi kT(m_\mu + m_\nu)}{m_\mu m_\nu} \right]^{1/2} \psi_{\mu\nu} R_{\mu\nu}^2 N_\mu N_\nu \quad (II.1)$$

em que N_μ e N_ν são as densidades numéricas das partículas de tipos μ , ν

m_μ e m_ν são as massas dessas partículas

k é a constante de Boltzmann

T é a temperatura

$M_{\mu\nu}$ é um fator de simetria incluído de modo que o número de colisões por unidade de volume e de tempo entre partículas de mesma espécie não seja levado em conta duplamente; $M_{\mu\nu}$ tem valor 1 para $\mu \neq \nu$ e o valor 1/2 para $\mu = \nu$.

Ainda nesta equação, $R_{\mu\nu}$ é a seção de choque para o contato das partículas, sendo dada por:

$$R_{\mu\nu} = a_\mu + a_\nu$$

sendo a o raio da partícula.

O fator $\Psi_{\mu\nu}$ leva em conta as interações coulombianas entre as partículas. Para partículas carregadas e com um potencial do tipo de Debye-Huckel, sem polarização, $\Psi_{\mu\nu}$ se escreve:

$$\Psi_{\mu\nu} = 1 - \frac{Z_{\mu} Z_{\nu} e^2}{kT R_{\mu\nu}} \left[\exp(-\beta R_{\mu\nu}) \right] \quad (II.3)$$

com

$$\beta = \left[\frac{4\pi e^2}{kT} \sum_{i=1}^s N_i Z_i^2 \right]^{1/2} \quad (II.4)$$

em que Z_{μ} e Z_{ν} são os números das cargas nas partículas e e é a carga do eletrón.

As equações acima, para partículas de mesma natureza, reduzem-se a:

$$L = 8 \left[\frac{\pi kT}{m} \right]^{1/2} \Psi a^2 N^2 \quad (II.5)$$

com

$$\Psi = 1 - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2kTa} \exp \left[- \left\{ \frac{16\pi e^2 a^2}{kT} (N_1 Z_1^2 + N_2 Z_2^2) \right\}^{1/2} \right] \quad (II.6)$$

sendo a o raio das partículas e Z_1 e Z_2 os números de eletrons em cada uma das partículas que colidem.

Para o caso das partículas serem de mesma natureza, possuírem densidade homogênea nas dimensões diferentes, as equações (II.4) e (II.5) ficam:

$$L_{ij} = M_{ik} \left[\frac{6kT}{\rho} \frac{a_i^3 + a_j^3}{a_i^3 \cdot a_j^3} \right]^{1/2} (a_i + a_j)^2 \Psi_{ij} N_i N_j \quad (II.7)$$

com

$$\psi_{ij} = 1 - \frac{Z_i Z_j e^2}{kT(a_i + a_j)} \exp \left[- \left\{ \frac{16\pi e^2 a^2}{kT} \sum_{s=1}^2 n_s Z_s^2 \right\}^{1/2} \right] \quad (II.8)$$

e

$$L = 4 \left[\frac{3kTa}{\rho} \right]^{1/2} \psi^{1/2} \quad (II.9)$$

em que ψ é dado por (II.6).

A frequência de colisões binárias é afetada pela interação de van des Waals entre as partículas (Green & Lane, 1957; Fuchs, 1964), no sentido de que ela é aumentada de um fator γ que, no caso de colisões de partículas de mesma dimensão é dado por:

$$\gamma = \left[2 \int_2^{\infty} \frac{1}{x^2} \exp \left(\frac{E(x)}{kT} \right) dx \right]^{-1} \quad (II.10)$$

com

$$E(x) = - \frac{Qa^2}{6x} \left[\frac{2}{x} + \frac{x-1}{x-2} + \frac{x+1}{x+2} - x \ln \frac{x^2}{x^2-4} \right] \quad (II.11)$$

sendo $E(x)$ a energia de interação entre duas partículas de raio a , separadas de uma distância d , Q um parâmetro com dimensões de energia e função da natureza das partículas e $x = d/a$.

Como se pode observar, γ pode ser calculado em função de Q/kT através de (II.11) e (II.10). O resultado é mostrado na Figura 1. Como Q/kT tem sempre um valor de algumas unidades, γ é sempre pouco maior que a unidade.

Tendo portanto, em consideração as forças de van der Waals, a equação (II.9) fica:

$$L = \gamma \left[\frac{48 kTa}{\rho} \right]^{1/2} \psi N^2 \quad (\text{II.12})$$

que, como pode-se observar, depende da dimensão da partícula (L proporcional a $a^{1/2}$), ao contrário do que é previsto pela teoria clássica, cuja taxa independe de a.

C A P Í T U L O I I ICOAGULAÇÃO DE GRÃOS DESCARREGADOSIII.1 - Introdução

No presente capítulo estudar-se-á o problema da coagulação de grãos nas vizinhanças de estrelas gigantes vermelhas e em nuvens interestelares. Será fixada a atenção apenas na formação de estruturas binárias (resultantes da coagulação de apenas duas partículas), no caso em que a formação de cadeias de partículas possa ser considerado desprezível. As partículas coagulantes serão supostas esféricas e não se fará hipótese alguma sobre o mecanismo que as produziu, assim como sobre a natureza das partículas. Apenas para se ter resultados numéricos, aplicar-se-á o mecanismo à formação de silicatos com índices de refração $m = 1.7 - 0.01i$ e $m = 1.7 - 0.1i$, cujos fatores de extinção foram calculados por Dorschner(1970).

É comumente aceito que uma fração de dez por cento do número total de grãos, sendo assimétrica e orientada, é suficiente para explicar a polarização da luz. O que se fará aqui então, será examinar, baseando-se em hipóteses pertinentes a cada situação, se o mecanismo da coagulação é capaz de produzir, através de colisões binárias, estruturas assimétricas em número suficiente para poder explicar a polarização e, ao mesmo tempo, se este número é suficientemente pequeno para que a teoria seja válida, no sentido de que o número de partículas coaguladas não modifica apreciavelmente a concentração original de partículas nas regiões de estudo; i.é, a fração coagulada do número total seja da ordem de 0.1.

Os resultados obtidos deste estudo não poderão ser confrontados com dados observacionais pois não existe publicação do estudo das propriedades óticas de estruturas binárias, as quais são importantes para se poder prever a polarização e a extinção produzidas por estas estruturas.

Os raios das partículas que se coagulam para formar estruturas binárias serão aqui tomados como parâmetros. Vários autores (Wickramasingue & Nandy, 1970; Gilra, 1971) sugerem dimensões da ordem de cem Angstroms para os grãos. Os valores adotados aqui vão de 50 a 500 Å. Grãos maiores não foram considerados porque, para explicar as profundidades óticas observadas - $\tau = 0.20$ para as camadas circum-estelares (Weyman, 1962) e 0.23 para as nuvens - a sua concentração seria muito baixa e a coagulação seria desprezível. Com estes valores para os raios e supondo-se uma densidade da ordem de 2.0 g/cm^3 obtem-se o valor da ordem de 10^{-5} g para a massa das partículas, que é nitidamente maior que a massa das moléculas e átomos do gás em que elas existem. Da mesma forma, a densidade numérica de grãos é muito menor que a das moléculas ou átomos do gás em que elas se localizam. Com efeito, para uma nuvem interestelar, a densidade numérica de grãos pode ser obtida a partir da extinção por elas produzida. Se se adotar o valor de Allen (1963) para a extinção produzida por uma nuvem, que é de 0,25 magnitudes, a densidade numérica pode ser obtida da equação:

$$N = \frac{0,25}{1,086 \pi a^2 Q_{\text{ext}} L} \quad (\text{III.1})$$

em que Q_{ext} é o fator de eficiência para a extinção do grão, L é a dimensão característica das nuvens. Para $m = 1.7 - 0.01i$ e para o raio de 10^{-6} cm , as tabelas de Dorschner dão para

Q_{ext} o valor de 2×10^{-3} (para o comprimento de onda de 5500 Å). Com $L = 7 \text{ pc} = 2 \times 10^{19} \text{ cm}$, o valor de N é da ordem de 10^5 cm^{-3} . Para estrelas, adotando-se o valor de 0.20 para a profundidade ótica e 10^{-6} cm para o raio do grão, a densidade numérica de grãos é de 0.1 cm^{-3} , para uma camada circum-estelar de raio igual a um raio estelar; esta densidade, comparada com a densidade numérica do gás que é de 10^{11} cm^{-3} (Gehrz & Woolf 1971), mostra que $N_{\text{grão}} \ll N_{\text{gás}}$. Como consequência disto, é válida a suposição de movimento browniano para as partículas.

Por outro lado, a hipótese do regime molecular para o movimento browniano é justificada pois o livre caminho médio dos átomos em uma nuvem interestelar é da ordem de 10^{15} cm se se adotar o valor de 10 átomos de H por cm^3 para a densidade numérica de partículas na nuvem. Em envelopes de estrelas, $\lambda \sim 10^5 \text{ cm}$ para a densidade numérica de partículas dada acima.

Uma hipótese fundamental da teoria é que a coesão das partículas coaguladas é assegurada pelas forças de van der Waals. A medida do valor da energia de interação entre partículas macroscópicas é muito difícil. Entretanto, para o silício, Derjaguin & Abrikosova (1954) determinaram experimentalmente o valor de Q como sendo 10^{-14} ergs . A energia de interação entre duas partículas de raio a , é dada por (Fuchs, 1964)

$$U = - \frac{\pi^2 a Q}{12d} \quad (\text{III.2})$$

Consequentemente, tomando-se o valor de d como sendo $3\text{\AA}$ (Lefèvre, 1970), obtem-se o valor de 10^{-12} ergs para partículas de dimensão da ordem de 10^{-6} cm ; esse valor é uma ordem de grandeza superior a energia térmica das moléculas e átomos de um envelope circum-estelar, se se adotar, como Weyman (1962), o valor de 10^3 K para a temperatura do envolo

pe e duas ordens de grandeza superior à energia térmica dos átomos de uma região HI. Isto significa então que uma vez coagulados, os grãos são estáveis quanto aos choques com moléculas do gás que os circunda. O valor de U para partículas de $50 \text{ \AA}$ é da mesma ordem que a energia térmica dos átomos em moléculas do meio. Decidiu-se mantê-lo nos cálculos para se ter uma noção da fração coagulada de partículas de dimensões inferiores a $100 \text{ \AA}$.

III.2 - Coagulação em Nuvens Interestelares

De acordo com a equação (II.12), a taxa de colisões entre partículas descarregadas ($\gamma = 1$) e de mesma dimensão a é:

$$L = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} N^2 \quad (\text{III.3})$$

em que:

- ρ é a densidade das partículas suposta homogênea
- N é a sua densidade numérica
- a é o raio das partículas
- T é a temperatura do sistema, partícula + gás, suposto um equilíbrio termodinâmico
- γ é a correção devida a interação de van der Waals

A equação acima representa a taxa de coagulação das partículas se se considerar que toda colisão leva à coagulação. Esta hipótese será feita aqui.

Sendo L o número de colisões por unidade de tempo e

volume, o número total de colisões, realizadas durante um intervalo de tempo Δt é:

$$C_N' = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} N_N^2 \Delta t \quad (\text{III.4})$$

e a fração do número total N_N de partículas, coagulada durante Δt é:

$$F_N = \frac{C_N}{N_N} = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} N_N \Delta t \quad (\text{III.5})$$

Para o cálculo desta fração, deve-se conhecer o número total de grãos. Isto pode ser feito pois ele está diretamente relacionado com a extinção. Com efeito, se τ é a profundidade ótica dos grãos na nuvem, o número total de grãos suposto uniformemente distribuído na nuvem, é dado por:

$$N_N = \frac{\tau}{\pi a^2 Q_{\text{ext}} L} = \frac{A_v}{1.086 \pi a^2 Q_{\text{ext}} L} \quad (\text{III.6})$$

em que:

L é a dimensão característica da nuvem

Q_{ext} é o fator de eficiência da extinção do grão

A_v é a extinção em magnitudes na região visível do espectro, produzida pelos grãos

De (III.5) e (III.6) vem então:

$$F_N = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} \frac{A_v}{1.086 \pi a^2 Q_{ext} L} \Delta t \quad (\text{III.7})$$

o que dá a gração de grãos coagulados em termos de grandezas mensuráveis.

A equação anterior foi resolvida, tendo a como parâmetro, com os seguintes valores característicos de uma nuvem (Allen, 1963):

$$\begin{aligned} A_v &= 0.25 \text{ mag} \\ \Delta t &= 3.15 \times 10^{14} \text{ s } (= 10^7 \text{ anos}) \\ L &= 2.16 \times 10^{19} \text{ cm } (= 7 \text{ pc}) \\ T &= 100^0 \text{ K} \end{aligned}$$

Para a densidade dos grãos, adota-se o valor de 2.0 g/cm^3 , que não difere muito das densidades de silicatos. O fator de van der Waals foi considerado igual a 1 pois, para os silicatos, nas condições de temperatura das nuvens interestelares, $Q/kT \sim 1.0$ o que implica (fig.1) valores muito pouco diferentes de 1 para γ .

Os resultados para dois silicatos de índice de refração $M = 1.7 - 0.01i$ e $M = 1.7 - 0.1i$ são mostrados na Tabela I e figura 2; o programa de cálculo no apêndice I.

Vê-se da tabela que a coagulação é apreciável entre 100 a 250 Å. Para o caso de partículas maiores, portanto, a coagulação é bastante pequena para explicar a polarização, pelo menos na região visível do espectro. Outro fato importante é que a fração coagulada é proporcional à idade da nuvem e portanto, o processo é mais efetivo em nuvens mais velhas. Na

T A B E L A I

RAIO (A)	M = 1.7 - 0.01i		M = 1.7 - 0.1i	
	DENSIDADE NUMÉRICA (cm ⁻³)	FRAÇÃO	DENSIDADE NUMÉRICA (cm ⁻³)	FRAÇÃO
50	0.14x10 ⁻⁴	1.74	0.15x10 ⁻⁵	0.19
100	0.17x10 ⁻⁵	0.31	0.13x10 ⁻⁶	0.32x10 ⁻¹
150	0.50x10 ⁻⁶	0.11	0.50x10 ⁻⁷	0.11x10 ⁻¹
200	0.17x10 ⁻⁶	0.44x10 ⁻¹	0.20x10 ⁻⁷	0.52x10 ⁻²
250	0.68x10 ⁻⁷	0.19x10 ⁻¹	0.10x10 ⁻⁷	0.29x10 ⁻²
300	0.31x10 ⁻⁷	0.99x10 ⁻²	0.55x10 ⁻⁸	0.17x10 ⁻²
350	0.15x10 ⁻⁷	0.52x10 ⁻²	0.32x10 ⁻⁸	0.11x10 ⁻²
400	0.76x10 ⁻⁸	0.28x10 ⁻²	0.20x10 ⁻⁸	0.72x10 ⁻³
450	0.44x10 ⁻⁸	0.17x10 ⁻²	0.13x10 ⁻⁸	0.49x10 ⁻³
500	0.24x10 ⁻⁸	0.98x10 ⁻³	0.82x10 ⁻⁸	0.33x10 ⁻⁴

comparação entre os dois índices de refração pode-se ver, também, que quanto mais absorvente for o grão, menos coagulação haverá.

A temperatura e a densidade do grão influenciam pouco na coagulação, uma vez que a fração coagulada varia com $T^{1/2}$ e $\rho^{1/2}$.

Uma observação importante é que, para grãos de 50 A a fração coagulada não tem significado físico ou por ser maior que 1 (caso de $m = 1.7 - 0.01i$) ou por ser a teoria não

aplicável ($m = 1.7 - 0.1i$). Neste último caso, o número de grãos coagulados modifica sobremaneira o número total de grãos a coagular, de modo que este número não pode ser mais considerado constante. Se se desejar levar em conta a variação de N na equação (III.7), devida à coagulação, deve-se escrever:

$$N(t) = N_0 - 2C(t) + A + B$$

em que N_0 é a densidade numérica inicial, $C(t)$ é o número de colisões no instante t , A é um termo resultante da colisão de estruturas já coagulados com grãos esféricos e B , da colisão entre duas estruturas binárias. Como se ve, a expressão fica bastante complicada. Como isso é necessário apenas para grãos de 50 Å optou-se por não fazê-lo.

III.3 - Coagulação em Estrelas Gigantes Vermelhas

O mecanismo para a coagulação de grãos nas vizinhanças de uma estrela gigante vermelha será suposto o seguinte: as partículas sólidas, formadas na região superficial da atmosfera da estrela, são afetadas, por um mecanismo qualquer, tal como, por exemplo, a pressão da radiação, constituindo então, em envelope circum-estelar que se expande com uma velocidade que será suposta constante. E então, durante a expansão que a coagulação se processa.

Duas observações fazem-se necessárias nesse ponto: a primeira é que não se considerou nenhum efeito tipo vento estelar ou ondas de choque na expansão desse envelope. Isto simplifica o modelo de modo significativo e talvez o torne pouco realista. Portanto, o modelo é visto como uma primeira

aproximação ao problema. A segunda observação é que o movimento browniano das partículas no envelope se processa realmente sob ação da pressão da radiação e da gravidade da estrela. Portanto, a rigor, dever-se-ia levar em conta a influência de uma gravidade efetiva no movimento browniano. Isto não será feito aqui uma vez que é extremamente difícil, em vista dos conhecimentos atuais sobre a formação de grãos e sobre as atmosferas de gigantes vermelhas, determinar as condições de contorno da equação que descreve o movimento browniano de um sistema sujeito a forças externas.

Nas condições citadas acima, seja uma estrela de raio R^* com um envelope esférico de grãos em expansão com velocidade constante e com uma densidade numérica de grãos que varia com o inverso do quadrado da distância ao centro da estrela. Seja uma casca esférica deste envelope, de espessura dS situada a uma distância r do centro da estrela. O número de colisões na casca, por unidade de tempo, é:

$$\gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} n^2(r) 4\pi r^2 dS \quad (\text{III.8})$$

Como a casca se move com velocidade constante, o intervalo de tempo decorrido do deslocamento de r e $r+dr$ é $dt=dr/v$ e o número total de colisões durante o deslocamento dr , na casca, supondo que $n(r)$ permaneça o mesmo é:

$$\gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} n^2(r) \cdot 4\pi r^2 dS \frac{dr}{v} \quad (\text{III.9})$$

se n_* é o número de grão por unidade de volume na superfície da estrela, tem-se:

$$n(r) = n_* \frac{R_*^2}{r^2} \quad (\text{III.10})$$

e o número total de colisões durante o intervalo de tempo $dt = dr/v$ na camada de espessura dS fica:

$$\gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} n_*^2 \frac{R_*^4}{r^4} 4\pi r^2 dS \frac{dr}{v} \quad (\text{III.11})$$

No deslocamento do envelope de R_* a $R(> R_*)$, o número total de colisões na casca será:

$$\gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} n_*^2 R_*^4 \frac{4\pi}{v} dS \int_{R_*}^R \frac{dr}{r^2} = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} n_*^2 \frac{4\pi}{v} R_*^4 \left[\frac{1}{R_*} - \frac{1}{R} \right] dS \quad (\text{III.12})$$

O número total de colisões em todo o envelope, durante o intervalo de tempo τ é obtido integrando-se esta expressão de R_* a $R = R_* + \Delta R$

$$C_E = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} n_*^2 \frac{4\pi}{v} R_*^4 \int_{R_*}^R \left[\frac{1}{R_*} - \frac{1}{R} \right] dS \quad (\text{III.13})$$

$$C_E = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} n_*^2 \frac{4\pi}{v} R_*^4 \left[\frac{R}{R_*} - 1 - \ln \frac{R}{R_*} \right] \quad (\text{III.14})$$

Por outro lado, o número total de grãos formados e ejetados pela estrela, durante o intervalo de tempo $\tau = (R - R_*)/v$ é obtido multiplicando-se o fluxo de partículas pelo intervalo de tempo considerado:

$$N_E = n_* v 4\pi R_*^2 \frac{R - R_*}{v} = 4\pi n_* R_*^2 (R - R_*) \quad (\text{III.15})$$

A fração de grãos coagulados é então, fazendo $u = R/R_*$

$$F_E = \frac{C_E}{N_E} = \gamma \frac{(48kTa/\rho)^{1/2} n_*^2 R_*^4 (4\pi/v)(u-1-\ln u)}{4 n_* R_*^3 (u-1)} \quad (\text{III.16})$$

ou

$$F_E = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} \frac{n_* R_*}{v} \left[\frac{u - 1 - \ln u}{u - 1} \right] \quad (\text{III.17})$$

A função $f(u) = (u - 1 - \ln u)/(u - 1)$ é uma função crescente, que varia de zero a 1 quando u varia de 1 a ∞ . Quando $u = 1$, $R = R_*$ e $t = 0$ i.e., os grãos do envelope estão sendo ejetados na superfície da estrela. Para $u \rightarrow \infty$, $R \rightarrow \infty$, $t \rightarrow \infty$ i.e., os grãos passam a pertencer ao meio interestelar.

Para $u \rightarrow \infty$, a expressão (III.8) fica:

$$F_E = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} \frac{n_* R_*}{v} \quad (\text{III.18})$$

A solução desta equação dá a fração coagulada durante o tempo de vida do envelope. O parâmetro n_* , que é a priori desconhecido, pode, analogamente ao caso das nuvens inte

restelares, ser relacionado com a profundidade ótica do envelope. Com efeito, o número total de grãos da linha de visada é:

$$N_g = \int_{R_*}^{\infty} n(r) dr = n_* R_*^2 \int_{R_*}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = n_* R_* \quad (\text{III.19})$$

$$\text{Como } N_g = \frac{\tau}{\pi a^2 Q_{\text{ext}}} \quad (\text{III.20})$$

$$\text{vem: } n_* R_* = \frac{\tau}{\pi a^2 Q_{\text{ext}}} \quad (\text{III.21})$$

De (III.20) e (III.17) vem então:

$$F_E = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} \frac{\tau}{\pi a^2 Q_{\text{ext}}} \quad (\text{III.22})$$

A determinação de F , tendo a como parâmetro, foi feita considerando que: para o valor da temperatura do envelope, adotou-se, tal como TSUJI (1971), o valor de 1000°K , obtida por Weyman (1963) através de medidas de α ori; na falta de melhor dado supõe-se também que a temperatura do envelope não varia apreciavelmente durante a expansão e que o sistema está em equilíbrio termodinâmico. Para o valor de v , referiu-se ao mesmo trabalho de Weyman que dá o valor de 10 km/s ; para o valor de γ , adotou-se, tal como para as nuvens interestelares, o valor de 1 pois, no caso das estrelas, $Q/kT \sim 0.1$. Os resultados dos cálculos são mostrados na tabela II e nas figuras 3 e 4. O programa de cálculo é mostrado no apêndice I.

T A B E L A I I

RAIO ($\text{\AA}$)	M = 1.7 - 0.01i		M = 1.7 - 0.1i	
	DENSIDADE NUMÉRICA (CM^{-3})	FRAÇÃO	DENSIDADE NUMÉRICA (CM^{-3})	FRAÇÃO
50	1.06	0.33	0.12	0.36×10^{-1}
100	0.13	0.58×10^{-1}	0.14×10^{-1}	0.61×10^{-2}
150	0.39×10^{-1}	0.21×10^{-1}	0.39×10^{-2}	0.21×10^{-2}
200	0.13×10^{-1}	0.82×10^{-2}	0.16×10^{-2}	0.98×10^{-3}
250	0.53×10^{-2}	0.37×10^{-2}	0.79×10^{-3}	0.54×10^{-3}
300	0.25×10^{-2}	0.19×10^{-2}	0.43×10^{-3}	0.32×10^{-3}
350	0.12×10^{-2}	0.98×10^{-3}	0.25×10^{-3}	0.20×10^{-3}
400	0.59×10^{-3}	0.52×10^{-3}	0.16×10^{-3}	0.14×10^{-3}
450	0.35×10^{-3}	0.32×10^{-3}	0.99×10^{-4}	0.91×10^{-4}
500	0.19×10^{-3}	0.19×10^{-3}	0.64×10^{-4}	0.63×10^{-4}

Como se pode observar, o resultado é bem inferior à coagulação em nuvens. Isto se deve fundamentalmente ao fato da coagulação ser dependente do tempo e a escala de tempo nas estrelas é bem menor que nas nuvens interestelares. Outra conclusão que se pode tirar é que o mecanismo, tal como foi suposto, não é muito efetivo como causador da polarização. Por outro lado, o valor da fração, para 50 $\text{\AA}$ não tem significado físico. O valor de T, para os cálculos, foi considerado constante. Na verdade, T deve provavelmente decrescer à medida que se afasta da estrela. Entretanto, como a temperatura no meio interestelar é da ordem de 100°K , a variação de T implicaria num fator da ordem de $\sqrt{T_0}$ nos resultados.

C A P Í T U L O I V

INFLUÊNCIA DE CARGA DOS GRÃOS NA COAGULAÇÃO

No presente capítulo, aplicar-se-á, nas mesmas condições dos capítulos anteriores, o mecanismo da coagulação a grão carregados.

Dois são os mecanismos pelos quais um grão pode adquirir carga elétrica: efeito fotoelétrico e por colisões com elétron ou íons positivos. O primeiro mecanismo não é capaz de produzir carga em grãos nos casos aqui estudados porque, no caso das estrelas, elas emitem radiação principalmente na região visível e infra-vermelha do espectro; no caso das nuvens interestelares, elas são aqui supostas serem regiões HI, sem estrelas "quentes" nas proximidades.

O mecanismo da colisão pode ocorrer com íons positivos ou elétrons. Como os elétrons têm menor massa que qualquer íon positivo, suas velocidades térmicas são maiores e portanto, as colisões dos grãos com os elétrons são mais frequentes. Como resultado disso, os grãos serão, em geral, negativamente carregados devido à acreção de elétrons nas colisões.

A teoria de acreção de cargas por grãos interestelares foi estudada por Spitzer (1948) e Pecker (1971). De acordo com Spitzer, a taxa de acreção de elétrons por um grão esférico de raio a é:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{2N_e}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{2kT}{m_e} \right]^{1/2} \epsilon_e e^{-y} \pi a^2 \quad (\text{IV.1})$$

(grãos com carga negativa)

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{2kT}{m_e} \right]^{1/2} \xi_e [1-y] \pi a^2 \quad (\text{IV.2})$$

(grãos com carga positiva)

em que:

$$y = - \frac{eV}{kT} \quad (y < 0 \text{ para grãos positivos}) \quad (\text{IV.3})$$

$\bar{\phi}$ é a função de potencial do grão, e é a carga do elétron, m_e a sua massa, T é a temperatura do gas e $\xi_e (0 < \xi_e < 1)$ é a probabilidade de colagem após a colisão.

A solução desta equação é muito difícil no estudo atual dos conhecimentos uma vez que, no caso de envelopes de estrelas, não se conhece a concentração de elétrons livres. Entretanto, pode-se mostrar, baseado nos resultados de Pecker (1971) que, para nuvens interestelares, o valor adequado para y é 4,1. Com este valor pode-se obter uma ordem de grandeza do número de elétrons existentes em um grão de raio a . Com efeito, o potencial V do grão carregado, na sua superfície é dado por:

$$V = - \frac{Ze}{a} \quad (\text{IV.4})$$

em que Z é o número de elétrons no grão. De (IV.4) e (IV.3) vem então:

$$Z = \frac{kTy a}{e^2} \quad (\text{IV.5})$$

Para $T \sim 10^2$ °K a $\sim 10^{-6}$ cm, e com o valor de y dado por

Pecker, obtem-se $Z = 0.3$, o que não possui significado físico.

O mesmo resultado é de se esperar para partículas de dimensão 10^{-5} cm em envelopes de estrelas; para o valor da temperatura obtida neste trabalho, se se adotar o mesmo valor para γ que no caso das nuvens interestelares.

Um outro fato que demonstra a carga nos grãos deve ser pequena foi lembrado por van de Hulst (1946): em partículas carregadas, de pequeno raio de curvatura, os elétrons tendem a ser ejetados pelo campo elétrico médio na superfície devido à distribuição. Logo, para a pequeno, Z certamente é pequeno. Neste caso, para a resolução completa do problema, tem-se que conhecer a interação elétron-grão. Este problema ainda não foi resolvido e por este motivo, aliado às considerações acima, a carga do grão será tomada como um parâmetro.

Quando não se leva em conta as interações das cargas dos grãos com o campo magnético das estrelas ou o galáctico, a taxa de coagulação entre grãos carregados da mesma dimensão, é:

$$L = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} \psi N^2$$

com

$$\psi = 1 - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2kTa} \exp \left\{ - \left[\frac{16\pi e^2 Na^2}{kT} (Z_1^2 + Z_2^2) \right]^{1/2} \right\}$$

Para os casos estudados aqui, em virtude dos valores de N , Z e a serem pequenos, a exponencial da expressão de ψ é praticamente igual a 1. Fisicamente isto significa que, como o número de elétrons é sempre pequeno, a distribuição de elé

trons não pode ser considerada contínua; a coagulação será diminuída então de um fator que é a razão entre a energia de repulsão couloubiana para a energia térmica dos elétrons.

Nas condições acima, a taxa de coagulação será escrita:

$$L = \gamma \left[\frac{48kTa}{\rho} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2kTa} \right] N^2 \quad (IV.6)$$

Como o fator γ não depende da distribuição de grãos os resultados para a fração de grãos coagulados no capítulo III permanecem os mesmos. A fração de grãos coagulados será então, para o caso das nuvens:

$$F_N^* = \left[1 - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2kTa} \right] F_N \quad (IV.7)$$

e para o caso das estrelas:

$$F_E^* = \left[1 - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2kTa} \right] F_E \quad (IV.8)$$

em que F_N e F_E são dados respectivamente, por (III.7) e (III.21).

Os resultados dos cálculos estão mostrados na tabela III e Fig. 3 e 4 para o caso de estrelas. Estes resultados são válidos apenas para partículas com a mesma carga. O parâmetro Z foi tomado variando de 1 a 2 para cada grão e o valor de F_E é o mesmo do capítulo III. No caso das nuvens interestelares, não há coagulação para as partículas consideradas. No caso de estrela pode-se ver que a carga elétrica no grão reduz bastante a fração coagulada e, ao mesmo tempo torna a fra

ção de grãos coagulados sensivelmente dependente da carga de grãos. A coagulação de partículas carregadas só ocorre para o caso em que:

$$a > \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2kT} \quad (IV.9)$$

Se se considerar os grãos que coagulam com carga de 1 elétron cada, a coagulação em estrelas só é possível para raios superiores a 83 Å; para nuvens, o raio limite é de 830 Å nas condições admitidas neste trabalho.

Os resultados acima são pessimistas porque não foram consideradas coagulações entre partículas de cargas diferentes e nem tão pouco de uma partícula neutra com outra carregada. Este último caso é interessante porque apresenta a possibilidade de se ter estruturas binárias carregadas, numa fração maior que a obtida por coagulação de duas partículas. Por exemplo, se α é uma fração do número total de grãos, constituída por grãos carregados, a constituída por grãos descarregados é $(1 - \alpha)$. Na coagulação desses grãos, somente uma fração $1 - \alpha^2$ das colisões é afetada pelo fator ψ .

Uma outra maneira da coagulação ser aumentada consiste em aumentar o tempo de vida da expansão da nuvem de grãos. Se esses grãos são carregados, a sua interação com o campo magnético da estrela produz neles uma velocidade de escoamento. Isto diminuiria a velocidade de expansão e a coagulação aumentaria. Este efeito entretanto, não será estudado aqui.

T A B E L A I I I

RA10 (Å)	M = 1.7 - 0.01 _i		M = 1.7 - 0.1 _i	
	Z ₁ =1, Z ₂ =1	Z ₁ =1, Z ₂ =2	Z ₁ =1, Z ₂ =1	Z ₁ =1, Z ₂ =2
50	0	0	0	0
100	0.96×10^{-2}	0	0.10×10^{-2}	0
150	0.93×10^{-2}	0	0.93×10^{-3}	0
200	0.48×10^{-2}	0	0.57×10^{-3}	0
250	0.24×10^{-2}	0	0.36×10^{-3}	0
300	0.13×10^{-2}	0	0.23×10^{-3}	0
350	0.75×10^{-3}	0.45×10^{-4}	0.16×10^{-3}	0.94×10^{-4}
400	0.41×10^{-3}	0.86×10^{-4}	0.11×10^{-3}	0.22×10^{-4}
450	0.26×10^{-3}	0.82×10^{-4}	0.74×10^{-4}	0.24×10^{-4}
500	0.15×10^{-3}	0.62×10^{-4}	0.52×10^{-4}	0.21×10^{-4}

T A B E L A I V

RAIO($\text{\AA}$)	n_i
50	0.124
100	0.460
150	0.852
200	1.000
250	0.952
300	0.472
350	0.150
400	0.040
450	0.006
500	0.000

T A B E L A V

i	$\tilde{n}_i$
0,5	0.125
1	0.460
2	0.840
3	1.000
4	0.840
5	0.480
6	0.168

A frequência de colisões, para duas partículas, i e j, de dimensões diferentes e mesma natureza, pode ser escrita para partículas não carregadas como (eq.II.7)

$$L_{ij} = M_{ij} \left[\frac{6kT}{\rho} \frac{a_i^3 + a_j^3}{a_i^3 \cdot a_j^3} \right]^{1/2} (a_i + a_j)^2 \tilde{n}_i \tilde{n}_j \quad (V.2)$$

e o número total de colisões é simplesmente:

$$L = \sum L_{ij} \quad (V.3)$$

A equação (IV.2) pode ser colocada em uma forma mais apropriada para o cálculo, escrevendo os $\tilde{n}_i$ e $\tilde{n}_j$ em termos de um dos $\tilde{n}_i$ e os a_i e a_j em termos de um dos a_i . O resultado é o seguinte: se se tomar $\tilde{n}_i$ e a_i como unidades, i e:

$$\tilde{n}_i = A \alpha_i \tilde{n}_i \quad a_i = \beta_i a_1 \quad (V.4)$$

$$L_{ij} = M_{ij} \left[\frac{6kT}{\rho} \right]^{1/2} A^2 a_1^{1/2} \tilde{n}_1^2 \left[\frac{\beta_i^3 + \beta_j^3}{\beta_i \cdot \beta_j} \right]^{1/2} (\beta_i + \beta_j)^2 \alpha_i \alpha_j \quad (V.5)$$

O termo:

$$B = \left[\frac{6kT}{\rho} \right]^{1/2} A^2 a_1^{1/2} \tilde{n}_1^2 \quad (V.6)$$

não depende de fatores geométricos e pode ser calculado, uma vez determinado A. Isto pode ser feito impondo a condição de normalização segundo a qual a distribuição produz a mesma profundidade ótica que é observada. Com isso passa-se a ter, no caso das nuvens interestelares,

$$AL \sum_i \tilde{n}_i \pi a_i^2 Q_{ext}^i = \tau \quad (V.7)$$

de onde se tira:

$$A = \frac{\tau}{\pi L \sum_i \tilde{n}_i a_i^2 Q_{ext}^i} = \frac{\tau}{\pi L \sum_i \tilde{n}_i a_i^2 Q_{ext}^i} \quad (V.8)$$

A partir dos valores de $\tilde{n}_i$ da tabela V e dos valores de Q apresentados no apêndice II, o valor de A fica determinado. Para o índice $M = 1.7 - 0.01i$, o valor de A é dado por:

$$A = 2.2 \times 10^{-8} \quad (V.9)$$

Com isso, o valor de B é ($a_1 = 1.0 \times 10^{-6} \text{ cm}$)

$$B = 6.45 \times 10^{-26} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{seg}^{-1} \quad (V.10)$$

A frequência de colisões fica então:

$$L_{ij} = B C_{ij} \quad (V.11)$$

com

$$C_{ij} = M_{ij} \left[\frac{\beta_i^3 + \beta_j^3}{\beta_i^3 \cdot \beta_j^3} \right] (\beta_i + \beta_j)^2 \alpha_i \alpha_j \quad (V.12)$$

Para o cálculo dos C_{ij} a tabela V pode ser transformada na tabela VI.

T A B E L A V I

i	$\bar{n}_i$	α_i	β_i
0	0.125	0.272	0,5
1	0.460	1.000	1,0
2	0.840	1.826	1,5
3	1.000	2.174	2,0
4	0.840	1.826	2,5
5	0.480	1.044	3,0
6	0.168	0.365	3,5

e a equação (V.12) dá os valores de C_{ij} mostrados na tabela VII:

T A B E L A V I I

j \ i	0	1	2	3	4	5	6
0	0.1						
1	1.8	2.8					
2	5.7	13.0	11.6				
3	10.4	20.8	31.6	18.9			
4	12.2	23.1	32.0	34.9	14.9		
5	9.3	17.0	22.3	22.8	18.3	5.3	
6	3.5	7.5	9.4	9.2	7.0	3.9	0.7

Como $L = \sum L_{ij} = B \sum C_{ij}$, com os valores C_{ij} obtem-se:

$$L = 6.45 \times 10^{-26} \times 3.7 \times 10^2 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1} = 2.4 \times 10^{-23} \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$$

O número total de grãos coagulados durante $\Delta t = 10^7$ anos é então:

$$C = L \Delta t = 2.4 \times 10^{-23} \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1} \times 3.16 \times 10^{14} \text{ seg} = 7.7 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$$

o número total de grãos de todas as dimensões é da do por

$$N = A \sum n_i = 8.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-3}$$

e a fração de grãos coagulados é:

$$F = \frac{C}{N} = 8.7 \times 10^{-2}$$

que é maior que o resultado obtido anteriormente para 200 Å de um fator dois. Para partículas de 200 Å, descarregadas, tinha-se obtido:

$$F = 4,4 \times 10^{-2}$$

A conclusão que se tira imediatamente é que a consideração de coagulação entre partículas de dimensões diferen-/tes, com esse tipo de distribuição, aumenta significativamen-te o resultado, de modo a melhorar bastante a viabilidade da teoria.

A aplicação da distribuição, centrando-a em valores de 250 a 300 Å levam exatamente ao mesmo resultado e em virtude de disso, não será repetida aqui.

C A P Í T U L O V I

INFLUÊNCIA DOS RAIOS CÔSMICOS NA COAGULAÇÃO

A energia de coesão de uma estrutura binária, formada por coagulação de grãos esféricos é, para o caso do silício da ordem de 10^{-12} erg. Este valor é suficiente para assegurar a estabilidade dos grãos coagulados em relação às colisões com os átomos e moléculas das nuvens interestelares ou dos envelopes de estrelas gigantes vermelhas.

A estabilidade dos grãos em relação às colisões com raios cósmicos apresenta um problema interessante e será considerado, embora de maneira sumária.

Quando um núcleo de carga Ze e energia $E < mc^2$ atravessa centralmente um grão de raio a , ele cede energia ao grão, principalmente devido às colisões inelásticas com os elétrons do grão e às colisões elásticas com os núcleos da rede do grão. A energia dissipada por excitação eletrônica (Dienes & Vineyard, 1957) é dada por:

$$\Delta E_e = \frac{2a}{E} \left| \frac{2\pi e^4 M Z^2}{m_e} \right| \frac{N_0 \rho}{A} Z_0 \ln \left| \frac{4E}{I} \frac{m_e}{ZM} \right| \quad (\text{VI.1})$$

em que

M e m_e são as massas do núcleo cósmico e do elétron

N_0 é o número de Avogadro

ρ é a densidade do grão

A é o peso atômico dos átomos do grão

Z_0 é o número de elétrons por átomo no grão

$I \sim 12 Z_0 \text{ ev}$ é o potencial de ionização efetivo dos átomos do grão.

A energia dissipada nas colisões elásticas entre os raios cômicos e os núcleos dos átomos do grão é calculada por intermédio da aproximação de Rutherford, sendo dada por:

$$E_N = \frac{2\pi a e^4 Z^2 Z_0^2 M}{M_0 E} \left(\frac{N_0 \rho}{A} \right) \ln \left[\frac{T_m}{T_a} \right] \quad (\text{VI.2})$$

com

$$T_m = \frac{4MM_0}{(M+M_0)^2} E$$

em que M_0 é a massa dos átomos do grão, Z_0 é o número atômico desses átomos e T_a é a energia cinética abaixo da qual a aproximação de Rutherford não é mais válida ($T_a \sim 10^{-2} \text{ ev}$).

A energia total dissipada no grão pelo raio cômico é então:

$$E_T = \Delta E_e + \Delta E_N$$

A colisão de um grão com protons cômicos, de energia entre 10 MeV e 20 MeV será usada para os cálculos porque são os protons nesse intervalo de energia, os mais eficientes na interação com os grãos. Supondo então $\rho \sim 2.0 \text{ g/cm}^3$, $A \sim 10^2 \text{ g/mol}$, $Z_0 \sim 30$ e $I = 3.6 \times 10^2 \text{ ev}$, pode-se mostrar que:

$$\frac{\Delta E_N}{\Delta E_e} \sim 10^{-5}$$

e portanto,

$$E_T = \Delta E_e = 2.77 \times 10^{-12} \left[\ln \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right) - 1.80 \right] \left(\frac{a}{A} \right) \left(\frac{\text{MeV}}{E} \right) \text{ ergs} \quad (\text{VI.4})$$

A Tabela VIII dá os valores de E para as energias de 10, 15 e 20 MeV em função do raio do grão; vê-se imediatamente que se toda a energia dissipada for usada para descoagular um grão, toda colisão de um grão com um proton cósmico leva a uma descoagulação.

A vida média de uma estrutura coagulada seria da ordem do intervalo de tempo entre duas colisões sucessivas do grão com um proton cósmico. Esse tempo de colisão (τ) é calculado a partir da frequência de colisão que é dada por:

$$\frac{dC}{dt} = 4 \pi \int v Q f(v) dv \quad (VI.5)$$

em que v e $f(v) dv$ são a velocidade e função de distribuição de velocidades do proton e Q é a seção de choque para a colisão:

T A B E L A V I I I

	ΔE (ergs)		
$a \backslash E$	10 MeV	15 MeV	20 MeV
50	5.7×10^{-11}	4.2×10^{-11}	3.3×10^{-11}
100	1.1×10^{-10}	8.3×10^{-11}	6.7×10^{-11}
150	1.7×10^{-10}	1.3×10^{-10}	9.9×10^{-11}
200	2.3×10^{-10}	1.7×10^{-10}	1.3×10^{-10}
250	2.8×10^{-10}	2.1×10^{-10}	1.7×10^{-10}
300	3.4×10^{-10}	2.5×10^{-10}	1.9×10^{-10}
350	3.9×10^{-10}	2.9×10^{-10}	2.3×10^{-10}
400	4.6×10^{-10}	3.3×10^{-10}	2.7×10^{-10}
450	5.1×10^{-10}	3.8×10^{-10}	2.9×10^{-10}
500	5.7×10^{-10}	4.2×10^{-10}	3.3×10^{-10}

Em termos de energia:

$$\frac{dC}{dt} = 4 \pi \left(\frac{2}{m_H} \right)^{1/2} \int E^{1/2} Q f(E) dE \quad (VI.6)$$

Seja $f(E)$ dE uma função de distribuição do tipo de Dirac:

$$f(E)dE = k \delta(E-E_0)dE \quad (VI.7)$$

em que K é determinado com a condição:

$$\int K E \delta(E-E_0) dE = \zeta \quad (VI.8)$$

onde $\zeta = 1 \text{ ev/cm}^3$, densidade de energia dos protons cósmicos no meio interestelar. De (VI.7) e (VI.6) vem, supondo Q independente da energia:

$$\frac{dC}{dt} = 4\pi Q \left(\frac{2}{m_H}\right)^{1/2} k E_0^{1/2} \quad (VI.9)$$

Ainda de (VI.8) vem para K:

$$K = 1.60 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$$

e então

$$\frac{dC}{dt} = 5.46 \times 10^{-12} \left(\frac{a}{A}\right)^2 \left(\frac{\text{MeV}}{E}\right)^{1/2} \quad (VI.10)$$

A tabela IX dá os valores de dC/dt e τ em função do raio do grão para as energias de 10, 15 e 20 MeV.

T A B E L A I X

A	ΔE (ergs)					
	10 MeV		15 MeV		20 MeV	
	dC/dt	τ (s)	dC/dt	τ (s)	dC/dt	τ (s)
50	4.3×10^{-9}	2.3×10^8	3.5×10^{-9}	2.8×10^8	3.1×10^{-9}	3.3×10^8
100	1.7×10^{-8}	5.8×10^7	1.4×10^{-8}	7.1×10^7	1.2×10^{-8}	8.2×10^7
150	3.9×10^{-8}	2.6×10^7	3.4×10^{-8}	3.2×10^7	2.7×10^{-8}	3.6×10^7
200	6.9×10^{-8}	1.4×10^7	5.6×10^{-8}	1.8×10^7	4.9×10^{-8}	2.0×10^7
250	1.1×10^{-7}	9.3×10^6	8.8×10^{-8}	1.1×10^7	7.6×10^{-8}	1.3×10^7
300	1.6×10^{-7}	6.4×10^6	1.3×10^{-7}	7.9×10^6	1.1×10^{-7}	9.1×10^6
350	2.1×10^{-7}	4.7×10^6	1.7×10^{-7}	5.8×10^6	1.5×10^{-7}	6.7×10^6
400	2.8×10^{-7}	3.6×10^6	2.3×10^{-7}	4.4×10^6	1.9×10^{-7}	5.2×10^6
450	3.5×10^{-7}	2.9×10^6	2.9×10^{-7}	3.5×10^6	2.5×10^{-7}	4.0×10^6
500	4.2×10^{-7}	2.3×10^6	3.5×10^{-7}	2.8×10^6	3.1×10^{-7}	3.3×10^6

Delá pode-se ver que a vida de um grão é bastante pequena (1 a 100. anos).

Hã processos que concorrem para dissipar a energia cedida pelo raio cômico no interior de um grão: produção de danos por radiação do proton na rede cristalina do grão e re-emissão de energia na região infra-vermelha do espectro. O estudo desses dois processos é de extrema dificuldade pois eles dependem essencialmente da constituição química e da estrutura do grão as quais são muito pouco conhecidas, mesmo com os modelos propostos na literatura. Entretanto, pode-se avaliar uma ordem de grandeza para esses processos.

O bombardeio de um sólido, por partículas energéticas leva a deslocamentos dos átomos de suas posições normais na rede, quando a energia de ligação do átomo com seus vizinhos é menor que a energia transferida durante a colisão. A interação com protons de energia da ordem de Mev é do tipo de Rutherford, i.ê., governada pelas cargas nucleares das partículas. A seção de choque para o deslocamento (Kinchin & Pease 1955) é:

$$\sigma_1(E) = 16\pi a_0^2 Z_1^2 Z_2^2 \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{R}{T_m^2} \left(\frac{T_m}{E_d} - 1 \right) \quad (\text{VI.11})$$

em que M_1 , Z_1 são a massa e o número atômico da partícula incidente e M_2, Z_2 são as do alvo; E_d é o limite de energia para o deslocamento e T_m é a maior energia transferida durante uma colisão frontal; $R = 13.68 \text{ ev}$ é a constante de Rydberg e $a_0 = 0.53 \text{ A}$ é o raio de Bohr. T_m é dada por:

$$T_m = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (\text{VI.12})$$

Pease (1960) dá para o ganho de sputtering (razão do número de partículas ejetadas do sólido por partícula incidente) de átomos superficiais em um sólido, a seguinte expressão válida para $E > 2E_d$:

$$S = \sigma_d n^{2/3} \left[1 + \left(\frac{\ln(\bar{E}/E_s)}{\ln 2} \right)^{1/2} \right] \frac{\bar{E}}{4E_d}$$

em que n é o número de átomos por cm^3 , E_s é a energia limite para escape da superfície do sólido, $\bar{E}$ é a energia média transferida no choque primário, sendo dada por:

$$\bar{E} = \frac{E_d T_m}{T_m - E_d} \ln \left(\frac{T_m}{E_d} \right) \quad (\text{VI.14})$$

A equação (VI.13) é deduzida supondo (a) as colisões entre os átomos inicialmente atingidos com outros átomos são do tipo de esfera rígida; (b) os átomos inicialmente atingidos se difundem em "random walk" através das camadas superficiais do sólido, fazendo uma colisão por distância interatômica. Na equação, o primeiro fator descreve o número de deslocamentos por cm^2 de camada interatômica; a expressão entre parênteses dá o número de camadas atravessadas durante o movimento aleatório dos átomos com energia E ; o último fator é igual ao número de átomos deslocados que difundem, por átomo incidente, colidido.

A Tabela X dá os valores de σ e S (sputtering yield) típicos para silicatos, tendo sido calculada com $E_d \sim 25$ ev (Wickra Masinghe, 1972) $E_s \sim 5$ ev (Kaminsky, 1965).

E (MeV)	$\sigma (\text{cm}^2)$	S
10	5.8×10^{-22}	3×10^{-6}
15	3.9×10^{-22}	2×10^{-6}
20	2.9×10^{-22}	1×10^{-6}

Pode-se ver que o processo é muito pouco eficiente na utilização da energia cedida pelo raio cósmico, na colisão com o grão.

O estudo da emissão térmica da energia absorvida

lo grão na colisão com o proton cósmico, apresenta alguns problemas. Em primeiro lugar, a determinação do fator de conversão da energia de excitação eletrônica em energia térmica é difícil, não havendo previsões teóricas ou medidas experimen-tais. Isso acarreta a dificuldade de determinação da tempera-tura a que é levado o grão após absorver energia do raio cósmico. Por outro lado, a aplicabilidade do conceito macroscópico de calor às condições do processo é discutível. Com efeito (Watson & Salpeter, 1972) determinaram que o calor gerado na absorção de energia pelo grão, difunde-se rapidamente através do grão, num intervalo de tempo da ordem de 10^{-14} s. Como a frequência de vibração da rede é da ordem de 10^{12} - 10^{13} s⁻¹, uma perturbação na rede, que se propaga sob a forma de ondas elásticas, percorre, no intervalo de tempo correspondente, uma distância da ordem de 10 Å, que é também o livre caminho médio de fons em isolantes (Kittel, 1970). Portanto, em intervalos de tempo da ordem de 10^{-14} s, a aplicabilidade do conceito macroscópico de calor é questionável.

A taxa de absorção de energia por colisão com raios cósmicos pode ser obtida das tabelas VIII e IX, lembrando que

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{RC} = \Delta E \frac{dC}{dt} = 3 \times 10^{-18} \text{ erg/s}$$

em que ΔE é a energia cedida pelo raio cósmico na colisão e dC/dt é a frequência de colisão.

Por outro lado, a taxa de absorção de energia do campo de radiação do meio interestelar pode ser escrita:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_* = u_r c 4\pi a^2 Q_{abs} = 6 \times 10^{-16} \text{ erg/s}$$

em que u_r é a densidade média de energia do campo de radiação c é a velocidade da luz, a é o raio do grão e Q_{abs} é o fator de eficiência de absorção.

A taxa de emissão de energia pelo grão é dada por:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_E = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda) B(\lambda, T_g) d\lambda$$

em que T_g é a temperatura do grão e Q_{abs} é dado por:

$$Q_{abs} = \frac{8\pi a}{\lambda} I_m \left(\frac{1-m^2}{2+m^2}\right) \approx T \frac{2\pi a}{\lambda}$$

A re-emissão de energia do grão se dá predominantemente no infra-vermelho. Para esta região, pode-se escrever (Wickramasinghe, 1972) que:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_E = 2.9 \times 10^{-4} \left(\frac{a}{cm}\right)^3 \left(\frac{T_g}{OK}\right)^5$$

A extrapolação dos dados de Wickramasinghe, supondo que a energia do raio cósmico é totalmente transformada em calor, permite uma avaliação grosseira da temperatura a que o grão é levado no processo, como sendo a de 50^0K . Esta avaliação otimista leva a um valor de:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_E = 3 \times 10^{-13} \text{ erg/s}$$

significando também que o grão emite seu excesso de energia em um intervalo de tempo da ordem de 10^2 s.

Estas considerações levam a uma conclusão quanto à energia emitida: se grande parte da energia absorvida pelo grão é re-emitida, este processo domina o aquecimento do grão; no caso contrário, se apenas pequena parte da energia absorvida pelo grão é re-emitida, o processo de aquecimento do grão dominante é o devido ao campo de radiação no meio interestelar.

O resultado acima não resolve o problema da estabilidade dos grãos coagulados pois é extremamente difícil a previsão do mecanismo de distribuição de energia do raio cósmico (absorvida pelo grão) nas diferentes formas de vibração, calor, etc. nem tão pouco resolve o problema de se saber se o aquecimento devido às colisões com os raios cósmicos é mais importante que o aquecimento pelo campo de radiação interestelar. Para o primeiro caso, o caminho parecer ser o estudo experimental, em que partículas energéticas seriam atiradas contra uma nuvem de grãos fabricados em laboratório, por exemplo numa montagem idealizada por Lefèvre (1970). Há várias dificuldades entretanto, mas a experiência pode ser realizada.

No segundo caso, um estudo detalhado do mecanismo físico das transferências de energia deve ser feito, principalmente com o fim de se determinar o fator de eficiência da conversão de energia de excitação eletrônica em energia térmica e também verificar a aplicabilidade do conceito macroscópico de calor ao processo. O problema é tipicamente de estado sólido, sendo complicado pela pequena dimensão dos grãos que pode alterar as frequências de vibração no cristal (Frohlich, 1948), levando a modificações drásticas no comportamento e nas propriedades físicas do cristal.

C O N C L U S Õ E S

Ào exposto anterior, pode-se concluir o seguinte:

A - Para estrelas gigantes vermelhas:

O mecanismo de coagulação de partículas de mesma dimensão, aplicada a envelopes de estrelas gigantes vermelhas, para grãos de índice de refração $M = 1.7 - 0.01i$ não dá resultados satisfatórios se as dimensões dos grãos são superiores a 200 Å. Mesmo assim, somente na vizinhança de 100 Å é que os resultados podem ser considerados bons. Para $M = 1.7 - 0.1i$ (grãos mais absorventes) apenas a fração coagulada para grãos de 50 Å é apreciável; entretanto, este último resultado pode ser colocado em dúvida em virtude da fraca estabilidade das estruturas formadas em relação a colisões com os átomos do meio. Resultados menos satisfatórios ou mesmo totalmente negativos podem ocorrer para velocidades de expansão muito grandes, i.é, da ordem de 1000 km/s porque, nesse caso, a escala de tempo do mecanismo é muito pequena. A coagulação, por outro lado, pode ser aumentada se se levar em conta colisões com partículas de dimensões diferentes. Além disso, se a expansão do envelope se dá sob ação de um mecanismo diretor, tal como por exemplo, a pressão da radiação, a velocidade relativa dos grãos de dimensões diferentes pode causar um aumento apreciável da coagulação, tal como foi sugerido por Brock & Hidy (1965). O efeito de carga elétrica nos grãos, sem levar em conta as interações como o campo magnético da estrela, é de diminuir a coagulação. O resultado é pessimista pois não se levou em conta nem colisões entre grãos de cargas diferentes, nem colisões entre grãos com e sem carga.

Uma observação deve ser feita: o modelo de envelope adotado no presente trabalho é um pouco diferente do citado na bibliografia usual, que consiste essencialmente em um gas em

expansão. Este fato pode fazer o modelo do envelope adotado a qui pouco realista, no sentido de que a velocidade de expansão de um envelope de grãos pode ser diferente da do gas.

B - Para nuvens interestelares

O modelo dá resultados satisfatórios para grãos de mesma dimensão, nos casos em que os raios dos grãos estejam entre 150 e 200 Å. Ele é esperado ser muito eficiente em grãos pequenos e pouco absorventes. O efeito da carga elétrica nos grãos é de impedir a coagulação. Esse resultado é pessimista pois não foram consideradas as colisões entre grãos com carga e grãos sem carga. Pode-se ver que, se há uma fração α de grãos carregados e uma fração $(1 - \alpha)$ de grãos neutros, a fração $(1 - \alpha^2)$ das colisões é que é afetada pelo fator ψ .

Outra conclusão interessante é que a coagulação nas nuvens parece estar ligada com a sua idade. Nesta condição, a polarização produzida por elas deve estar correlacionada com outro fenômeno ligado à idade. Routly & Spitzer (1952) encontraram uma relação entre a abundância NaI/CaII e a velocidade das nuvens. Mostraram eles que a relação NaI/CaII é muito maior que 1 para nuvens de baixa velocidade e que é muito menor que 1 para nuvens de alta velocidade. A velocidade das nuvens, por sua vez, parece estar ligada à idade. Se se adota a teoria de que nuvens mais velhas são as que possuem menor velocidade, uma explicação possível é a de que o CaII foi absorvido pelos grãos das nuvens. Então, se isto é verdade, a relação NaI/CaII é função de idade das nuvens. Um estudo da correlação entre a polarização e a abundância relativa serviria para testar a teoria.

O estudo da influência dos raios cósmicos sobre a estabilidade dos grãos coagulados é pouco conclusivo em virtude do pequeno conhecimento do processo de re-distribuição da energia do raio cósmico, absorvida pelo grão. O que se pode dizer é que, se grande parte desta energia não for logo re-emitida no infra-vermelho, a estabilidade dos grãos coagulados não será assegurada durante o intervalo de tempo necessário para que eles possam produzir alguma polarização observável. Nesse caso, a coagulação dos grãos não poderá ser um mecanismo efetivo para produzir a polarização interestelar.

C - Consequências óticas da teoria

Como não se fez hipótese alguma sobre a natureza dos grãos, eles podem, em princípio, ser alinhados por qualquer dos mecanismos citados na Introdução. Por outro lado, a polarização a eles atribuída não pode ser estudada ainda por não haver dados sobre as propriedades óticas das estruturas coaguladas. Um caminho para sanar esta dificuldade seria o de medições através de uma montagem em laboratório, como a realizada por Lefèvre (1970).

B I B L I O G R A F I A

- 1 - Allen, C.W. - 1963 - *Astrophysical Quantities* (Univ. London, Althone Press).
- 2 - Brock, J. & Hidy, G.M. - 1965 - *Journ. Appl. Phys.* 36, 1857.
- 3 - Chandrasekhar, S. - 1943 - *Rev. Mod. Phys.*, 15, 1.
- 4 - Davis Jr. L. & Greenstein, J.L. - 1951, *Ap. J.*, 114, 206.
- 5 - Davis Jr. L. - 1955, *Vistas in Astronomy*, ed. A. Beer (Pergamon Press), 1, 336. 1956, *Ap. Journal* 122, 508.
- 6 - Derjaguin, B. & Abrikosova, I. - 1954, *Die. Farad. Soc.*, 18, 16.
- 7 - Dick, H. - 1968, *A. J.*, 73, 688.
- 8 - Dienes & Vineyard - 1957, *Radiation Effects in Solids*, Wiley Interscience, N.Y.
- 9 - Donn, B., Wickramasingue, N.C., Hudson, J.P., Stecher, T. P. - 1968, *Ap. J.*, 153, 451.
- 10 - Dorschner, J. - 1970, *Ast. Nachr.*, 292, 71.
- 11 - Fix, J.D. - 1969a, *M.N.R.A.S.*, 146, 37.
1969b, *M.N.R.A.S.*, 146, 51.
- 12 - Frohlich, H. - *Theory of Dielectrics*, Oxford, 1948.
- 13 - Fuchs, N. - 1934, *Z. Phys. Chem. (A)* 171, 199. 1964 - *The Mechanics of Aerosols* (Pergamon Press), pag. 308.
- 14 - Gehrz, R.D. & Woolf, N.J. - 1971, *Ap. J.*, 165, 285.
- 15 - Gilra, D.P. - 1971, *Nature*, 229, 237.
- 16 - Gold. T. - 1952a, *Nature*, 169, 322.
1952b, *M.N.R.A.S.*, 112, 215.
- 17 - Green & Lane, 1957 - *Particulate Clouds* (E & Spon, Ltd., London) Cap. 5.

- 18 - Greenberg, J.M. - 1968 - *Interstellar Grains: Stars and Stellar Systems*, ed. Middlehust & Aller (Univ. Chicago Press).
- 19 - Hall, J. - 1949, *Science*, 109, 166.
1958, *Publ. U.S. Naval Obs.*, 17, 275.
- 20 - Hall, J. & Mikesell, A.H. - 1950, *Publ. U.S. Naval Obs.* 17,
Part 1.
1958, *Publ. U.S. Naval Obs.* 17,
Part 6.
- 21 - Henry, J. - 1958, *Ap.J.*, 128, 497.
- 22 - Hidy, G.M. & Brock, J. - 1965, *Journ. Coll. Sc.* 20, 477.
- 23 - Hiltner, W.A. - 1949, *Science*, 109, 165.
1956, *Vistas in Astronomy*, ed. A. Beer (London & New York, Pergamon Press) 2,
1086.
- 24 - Hoyle, F. & Wickramasingue, N.C. - 1962, *M.N.R.A.S.*, 124
417.
- 25 - Hulst, H.C. van de - 1946, *Rec. Astron. Obs. Utrecht*, II
Parte 1. 1949, *ibiden*, Parte 2.
- 26 - Jones, R.V. & Spitzer Jr., L. - 1967 - *Ap.J.*, 47, 943.
- 27 - Kahn, F.D. - 1952, *M.N.R.A.S.*, 112, 518.
- 28 - Kamijo, F. - 1963, *Publ. Ast. Soc. Japan*, 15, 440.
- 29 - Kaminsky, M. - 1965, *Atomic & Ionic Impact Phenomena*,
Springer Verlag, Berline.
- 30 - Kinchin, G.H. & Pease, R.S. - 1955, *Rep. Prog. Phys.* XVIII.
- 31 - Kittel, Co. - 1969, *Introduction to solid state Physics*,
3 Ed. Wiley, N. York.
- 32 - Kruszewski, A., Gehrels, T., Serkowski, K., - 1968, *A. J.*
73, 677.
- 33 - Lefèvre, J. - 1970, *A. & A.*, 5, 37.
- 34 - Mc Devitt, N.T. - 1969, *J. Ap. Soc. Am.* 59, 1240.

- 35 = Martin, P.G. - 1971, *M.N.R.A.S.*, 153, 279.
- 36 = Matthewson, D.S. & Ford, V.L. - 1970, *Mem.Roy.Ast.Soc.*, 74, Part 5.
- 37 = Pease, R.S. - 1960, *Rend. Sco.Ital.Fis*, AIII, pag.153.
- 38 = Pecker, J.G. - 1971, *Comp.Rend.Acad.Sci.Paris*, 272, 69.
- 39 = Purcell, E.M. - 1967, *Physica*, 41, 100.
- 40 = Routly, P.M. & Spitzer Jr.L. - 1952, *Ap.J.*, 115, 227.
- 41 = Ruppini, G.H. & Englman, R. - 1970, *Rep.Prog.Phys.*, 33, 149.
- 42 = Serkowski, K. - 1966, *Ap.J.*, 144, 857.

1971, IAU Colloquium "New Directions and
Frontiers in Variable Stars: Bamberg
- a ser publicado.

- 43 - Smoluchowski, M. von - 1917, *Z.Phys.Chem.*, 92, 129.
- 44 - Spitzer Jr.L. - 1948, *Ap.J.*, 107, 6.
- 45 - Tsuji, 1971, *Publ.Ast.Soc.Japan*, 23, 275.
- 46 - Watson, W.D. & Salpeter, E.E. - 1972, *Ap.J.*, 174, 321
- 47 - Weyman, R. - 1962, *Ap.J.*, 136, 844.
- 48 - Wickramasinghe, N.C. & Nandy, K. - 1970, *IAU Symposium n° 51*, Albany (29/5 a 2/6) - a ser publicado.

FIGURAS

FIGURA 1

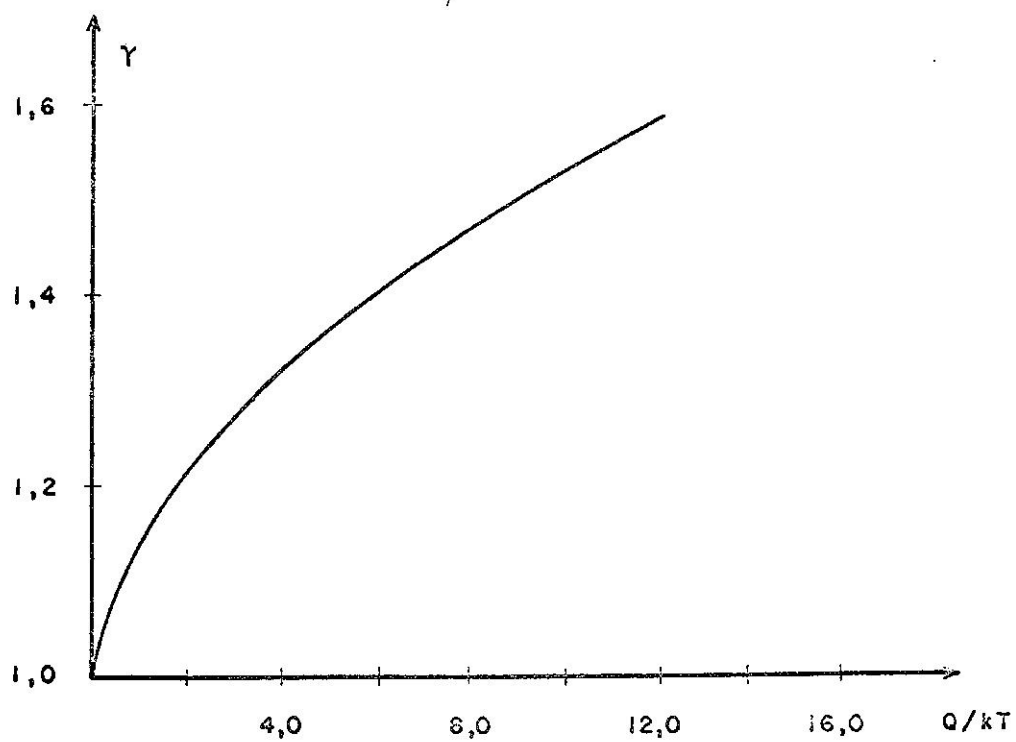
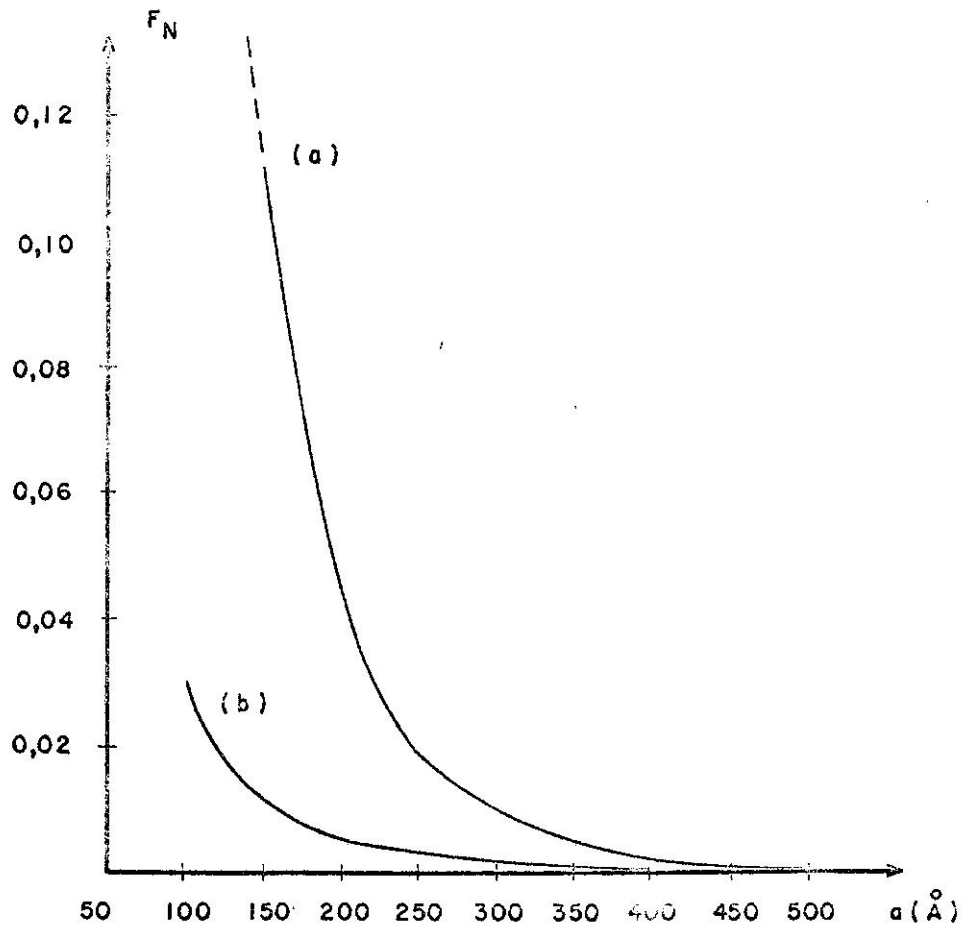


FIGURA 2

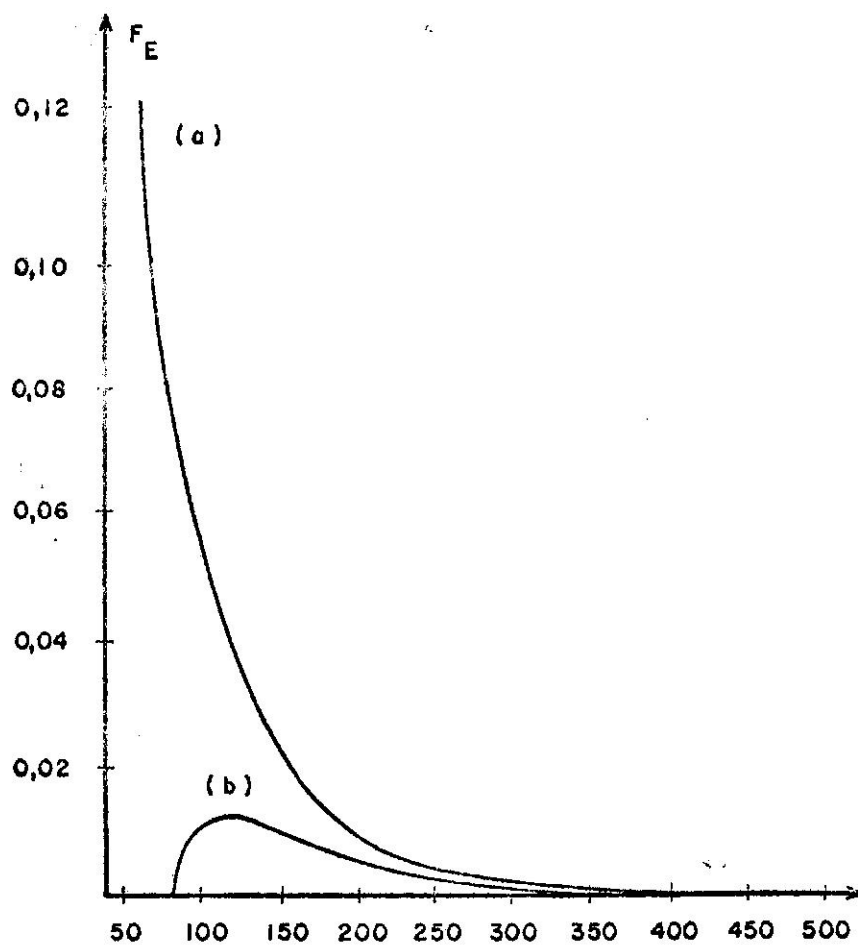


Coagulação de Grãos Descarregados em Nuvens Interestelares

a) - Fração coagulada para $m = 1.7 - 0.01i$

b) - Fração coagulada para $m = 1.7 - 0.1i$

FIGURA 3

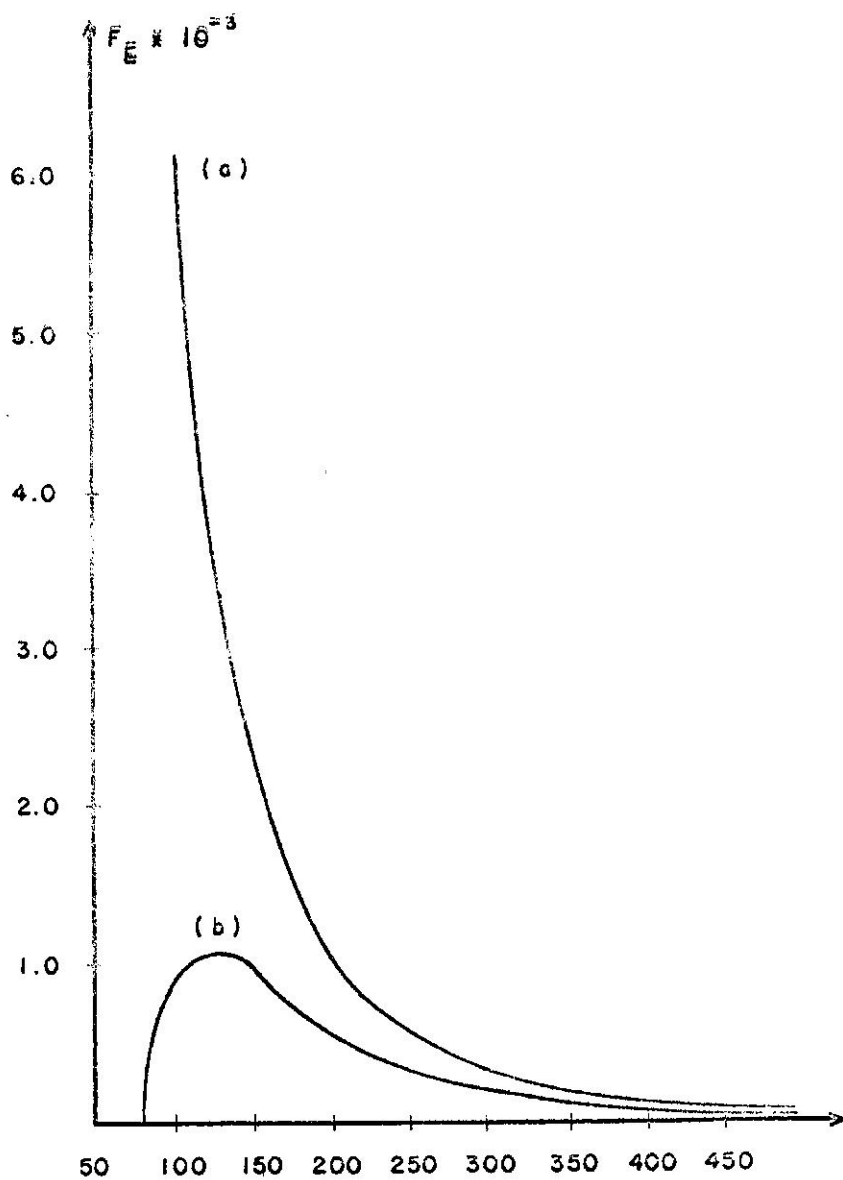


Coagulação de Grãos Em Envelopes de Gigantes Vermelhas
para $m = 1.7 - 0.01i$

a) $Z_1 + Z_2 = 0$

b) $Z_1 + Z_2 = 2$

FIGURA 4

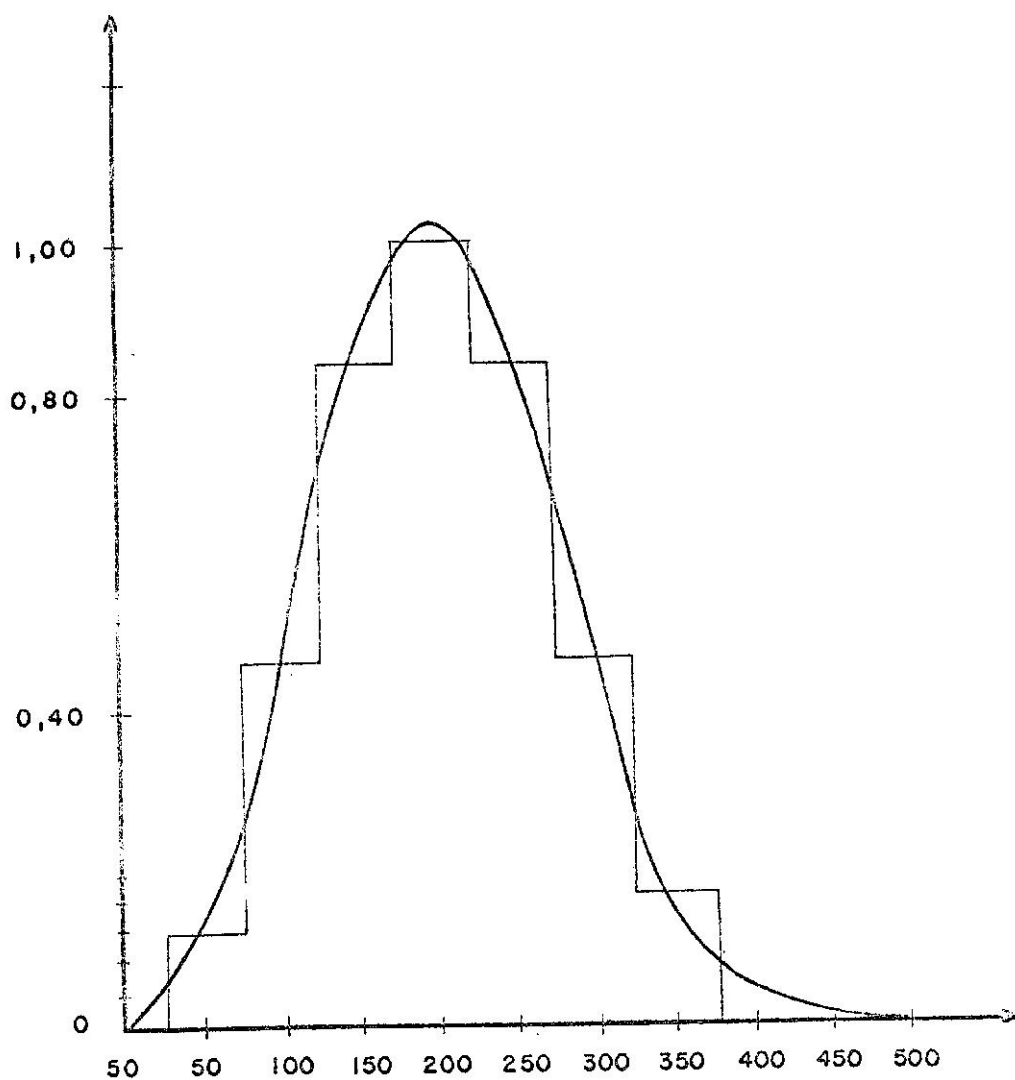


Coagulação de Grãos em Envelopes de Gigantes Vermelhas
para $m = 1.7 - 0.11$

a) $Z_1 + Z_2 = 0$

b) $Z_1 + Z_2 = 2$

FIGURA 5



Distribuição de Dimensões Para Grãos Em Nuvens

Caso em que $m = 1.7 - 0.01i$

A P E N D I C E I

C COAGULACAO EM ESTRELAS GIGANTES VERMELHAS

C TEORIA MOLECULAR DE COAGULACAO

001 DIMENSION A(10), Q(10), R(10), V(5), CONMI(10), CONMA(10), FRADMI(10,3),

1 FRADMA(10,3), FRACMI(10,3,3), FRACMA(10,3,3), PSI(10,3), POT(10), Z(3)

002 DATA RO, TAU, PI, GASTEP, BOLCON, DENGRA, VB, ECAR/2.4E+14, 0.2, 3.14159, 1

1.00E+3, 1.38E-16, 2.0, 1.0E+6, 4.8E-10/

003 READ(1,10) (Q(I), I=1,10)

10 FORMAT(10F6.3)

005 READ(1,20) (R(I), I=1,10)

20 FORMAT(10F6.3)

007 WRITE(3,30)

30 FORMAT(1H1,14X, 'COAGULACAO DE GRAOS EM ATMOSFERAS DE VARIAVEIS TIP

10 MIRA CEL', ///, 15X, 'COAGULACAO DE GRAOS DESCARREGADOS', ///, 46X,

2 'M=1.7-0.011', 19X, 'M=1.7-0.11', ///, 15X, 'VELOCIDADE', 6X, 'RAIO GRAC'

3, 6X, 'DENSIDADE', 8X, 'FRACAO', 7X, 'DENSIDADE', 8X, 'FRACAO', ///

DO 40 I=1,10

009 A(I)=(5.E-7)*(I)

010 CONMI(I)=TAU/(PI*(A(I)**2)*Q(I)*20)

011 CONMA(I)=TAU/(PI*(A(I)**2)*R(I)*RO)

012 POT(I)=SQRT(48.*BOLCON*GASTEP*A(I)/DENGRA)

013 40 CONTINUE

014 DO 50 I=1,10

015 DO 60 K=1,3

016 V(K)={K}*VO

017 FRADMI(I,K)=POT(I)*CONMI(I)*RO/V(K)

018 FRADMA(I,K)=POT(I)*CONMA(I)*RO/V(K)

019 60 CONTINUE

020 50 CONTINUE

021 DO 55 I=1,10

022 DO 65 L=1,3

023 Z(L)={L}*2)

024 PSI(I,L)=1.-(Z(L)*(ECAR**2)/(2.*BOLCON*GASTEP*A(I)))

025 65 CONTINUE

026 55 CONTINUE

027 DO 70 I=1,10

028 DO 71 K=1,3

029 DO 72 L=1,3

030 FRACMI(I,K,L)=FRADMI(I,K)*PSI(I,L)

031 FRACMA(I,K,L)=FRADMA(I,K)*PSI(I,L)

032 72 CONTINUE

033 71 CONTINUE

034 70 CONTINUE

035

```

C   COAGULACAO EM NUUVENS INTERESTELARES
C   TEORIA MOLECULAR.
      DIMENSION A(10),Q(10),R(10),CONMA(10),CONMI(10),FRADMA(10),FRADMI(
      10),FRACMA(10,3),FRACMI(10,3),Z(2)
      2POT(10),PSICA(10,3)
      DATA TAU,PI,GASTEP,BOLCON,DENGRA,FCAR,YLEGT,DELTAT/0.25,3.14159,1,
      10E+2,1.38E-16,2.0,4.8E-10,2.1586E+19,3.154E+14/
      READ(1,10) (Q(I),I=1,10)
      10 FORMAT(10F6.3)
      READ(1,20) (R(I),I=1,10)
      20 FORMAT(10F6.3)
      WRITE(3,30)
      30 FORMAT(1H1,10X,'COAGULACAO DE GRAOS EM NUUVENS INTERESTELARES',///
      1,16X,'COAGULACAO DE GRAOS DESCAPREGADOS',///,31X,'M=1.7-0.011',20X
      2,'M=1.7-0.11',///,16X,'RAIO GRAO',6X,'DENSIDADE',8X,'FRACAO',7X,'D
      3ENSIDADE',8X,'FRACAO',//)
      DO 40 I=1,10
        A(I)=(5.E-7)*Q(I)
        CONMI(I)=TAU/(1.086*PI*(A(I)**2)*Q(I)*YLEGT)
        CONMA(I)=TAU/(1.086*PI*(A(I)**2)*R(I)*YLEGT)
        POT(I)=SQRT(48.*BOLCON*GASTEP*A(I)/DENGRA)
        FRADMI(I)=POT(I)*CONMI(I)*DELTAT
        FRADMA(I)=POT(I)*CONMA(I)*DELTAT
      40 CONTINUE
      DO 50 I=1,10
      DO 60 L=1,3
      Z(L)=(1.**2)

```

```

PSICA(I,L)=1.-(Z(L)*(FCAR**2)/(2.*BOLCON*GSTEP*A(I)))
FRACMI(I,L)=FRADMI(I)*PSICA(I,L)
FRACMA(I,L)=FRADMA(I)*PSICA(I,L)
60 CONTINUE
50 CONTINUE
DO 70 I=1,10
70 WRITE(3,80) A(I),CONMI(I),FRADMI(I),CONMA(I),FRADMA(I)
80 FORMAT(10X,5E15.3)
WRITE(3,100)
100 FORMAT(1H1,12X,'COAGULACAO DE GRAOS CARPFGAUS',//,34X,'M=1.7-0.0
111',20X,'M=1.7-0.11',//,12X,'RAIO GRAD',6X,'Z',6X,'DENSIDADE',7X,'
2FRACAG',9X,'DENSIDADE',7X,'FRACAO',//)
DO 110 I=1,10
DO 110 L=1,3
110 WRITE(3,120) A(I),L,CONMI(I),FRACMI(I,L),CONMA(I),FRACMA(I,L)
120 FORMAT(6X,E15.3,6X,11,6X,E10.3,3E15.3)
CALL EXIT
END

```

```

35 DO 80 K=1,3
37 DO 80 I=1,10
38 80 WRITE(3,81) V(K),A(I),CONMI(I),FRACMI(I,K),CONMA(I),FRACMA(I,K)
39 81 FORMAT(10X,6E15.3)
40 WRITE(3,90)
41 90 FORMAT(1H1,10X,'COAGULACAO DE GRAOS CARREGADOS',///,50X,'M=1.7-0.1'
111,'19X,'M=1.7-0.11',///,11X,'VELOCIDADE',6X,'Z',7X,'RAIO GRAO',6X
2,'DENSIDADE',8X,'FRACAO',7X,'DENSIDADE',8X,'FRACAO',//)
42 DO 95 K=1,3
43 DO 95 L=1,3
44 DO 95 I=1,10
45 95 WRITE(3,96) V(K),L,A(I),CONMI(I),FRACMI(I,K,L),CONMA(I),FRACMA(I,K
1,L)
46 96 FORMAT(6X,E15.3,6X,11,6X,E10.3,4E15.3)
47 CALL EXIT
48 END

```

APENDICE II

APÊNDICE II

Valores de Q_{ext} para silicatos com $\lambda = 5500\text{\AA}$

a (Å)	$x = \frac{2\pi a}{\lambda}$	$n = 1.7 - 0.01i$	$n = 1.7 - 0.1i$
50	0.057	0.001	0.009
100	0.114	0.002	0.019
150	0.171	0.003	0.030
200	0.228	0.005	0.042
250	0.286	0.008	0.054
300	0.343	0.012	0.069
350	0.400	0.018	0.087
400	0.457	0.027	0.107
450	0.514	0.039	0.133
500	0.571	0.057	0.165