

INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DO
PIAUÍ – IFPI / CAMPUS PARNAÍBA
COORDENAÇÃO DO CURSO DE LICENCIATURA EM FÍSICA
CURSO DE LICENCIATURA EM FÍSICA

JOÃO VITOR DA COSTA MARQUES

**EVOLUÇÃO ESTELAR: DO COLAPSO DE UMA NUVEM DE
GÁS AO NASCIMENTO DE UMA PROTOESTRELA**

Parnaíba

2018

JOÃO VITOR DA COSTA MARQUES

EVOLUÇÃO ESTELAR: DO COLAPSO DE UMA NUVEM DE GÁS AO NASCIMENTO DE UMA PROTOESTRELA

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
como exigência parcial para obtenção do di-
ploma do Curso de Licenciatura em Física
do Instituto Federal de Educação, Ciência e
Tecnologia do Piauí/*Campus* Parnaíba.

Orientador: MSc. Marcos A. M. Souza

Parnaíba

2018

FICHA CATALOGRÁFICA

Sistema de Bibliotecas

Gerada automaticamente com dados fornecidos pelo(a) autor(a)

M357 Marques, João Vitor da Costa
e Evolução estelar : do colapso de uma nuvem de gás ao nascimento de uma
protoestrela / João Vitor da Costa Marques - 2018.
43 p. : il. color.

Trabalho de conclusão de curso (Graduação) - Instituto Federal de Educação,
Ciência e Tecnologia do Piauí, Campus Parnaíba, Licenciatura em Física, 2018.

Orientador : Prof Me. Marcos Antonio Matos Souza.

1. Protoestrela. 2. Nuvem molecular . 3. Colapso. I.Título.

CDD 530

JOÃO VITOR DA COSTA MARQUES

EVOLUÇÃO ESTELAR: DO COLAPSO DE UMA NUVEM DE GÁS AO NASCIMENTO DE UMA PROTOESTRELA

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
como exigência parcial para obtenção do di-
ploma do Curso de Licenciatura em Física
do Instituto Federal de Educação, Ciência e
Tecnologia do Piauí/*Campus* Parnaíba.

Aprovada em ____/____/____.

MSc. Marcos A. M. Souza
Orientador

MSc. Jeová Calisto dos Santos
Convidado 1

Esp. Cristiano Pessoa Lages
Convidado 2

Parnaíba
2018

A Deus, pela força e coragem durante toda esta longa caminhada.

Agradecimentos

Aos meus pais Sr. José de Anchieta e Antônia Marques, que são a minha maior fonte de inspiração, e não pouparam esforços para me proporcionar uma educação de qualidade.

Ao meu irmão Júnior Marques, por todo apoio durante a trajetória do curso.

Ao meu orientador Marcos Souza, pelo suporte, pelas suas correções e incentivos.

A minha namorada Shara Rocha, pelo fundamental apoio durante a reta final da produção deste trabalho.

Aos meus amigos: Ângelo Neto, Esthefânia Ferreira, Edmilson Júnior, Everton Lins, Nilson Marcos, Elienário Duarte, Thaynara Brenna, Gabriela de Assis, Gabriel Gaspar, Tayla Johana, David Carvalho, Lucas Nascimento, Liziane Amorin, Luzia Oliveira, Jefferson Wherculis, Salvino Rocha e Rafael Magalhães, companheiros de estudo e irmãos na amizade que fizeram parte da minha formação e que vão continuar presentes em minha vida.

Ao IFPI, seu corpo docente, direção e administração, em especial aos professores: Bruno Sombra, Janete C. Ribeiro, Vilma Dias e Jeová Calisto, que apoiaram cada etapa da minha formação acadêmica.

*“A Astronomia, pela dignidade de seu objeto e pela perfeição de suas teorias,
é o mais belo monumento ao espírito humano;
o título mais nobre de sua inteligência.
(Pierre Laplace)*

Resumo

Os conhecimentos das leis e postulados da física é uma ferramenta fundamental para os estudos em Astrofísica, pois proporciona executar experiências análogas, teorizar e descrever alguns fenômenos observacionais com uma boa precisão ao que de fato acontece no universo; ambas estão em torno da ciência conhecida como Astronomia que no primórdio dos tempos desencadeou os principais questionamentos, observações e teorias para que chegássemos nos avanços atuais, dando origem também ao que conhecemos como Física em si. Este trabalho foi desenvolvido de forma bibliográfica e tem como intuito reunir os conceitos introdutórios acerca da hidrodinâmica de fluídos e a termodinâmica, afim de estabelecer subsídios necessários para a compreensão dos fenômenos presente na formação de uma protoestrela, descrevendo alguma das principais equações relacionadas a esse processo; também foi abordado de forma superficial a equação de estado que delinea a formação de uma estrela. Por fim apresentamos algumas características de nuvens interestelares que estão diretamente ligadas a locais de nascimento e evolução de estrelas, descrevemos de maneira qualitativa e quantitativa um dos principais aspectos responsáveis pelo início do processo de nascimento de uma estrela, partindo do colapso gravitacional e fragmentação da uma nuvem molecular até o seu estado protoestrelar, dando destaque a massa de Jeans que delimita a instabilidade da nuvem.

Palavras-chaves: Colapso. Protoestrela. Nuvem molecular.

Abstract

The knowledge of the laws and postulates of Physics is a fundamental tool for studies in Astrophysics, as it provides to perform analogous experiments, to theorize and to describe some observational phenomena with a good precision to what actually happens in the Universe; both are around the science known as Astronomy that in the primordium of the times unleashed the main questions, observations and theories so that we arrived at the present advances, giving rise also to what we know like Physics in itself. This work was developed in a bibliographical form and aims to bring together the introductory concepts about fluid hydrodynamics and thermodynamics, in order to establish the necessary subsidies for the understanding of the phenomena present in the formation of a protoestrela, describing some of the main equations related to this process ; the equation of state that delineates the formation of a star has also been approached superficially. Finally we present some characteristics of interstellar clouds that are directly linked to birth places and star evolution, we describe in a qualitative and quantitative way one of the main aspects responsible for the beginning of the process of birth of a star, starting from the gravitational collapse and fragmentation of a molecular cloud to its proto-sterolar state, highlighting the mass of Jeans that delimits the instability of the cloud.

Key-words: Collapse, Protostar. Molecular cloud.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Elemento de Fluido	15
Figura 2 – Exemplificação do tubo por onde o fluido escoia	21
Figura 3 – Messier 42	27
Figura 4 – Conjunto das Plêiades	28
Figura 5 – Barnard 33	29
Figura 6 – Nebulosa de Hélix	30
Figura 7 – Formação de uma proto-estrela	32

Lista de símbolos

Γ Letra grega Gama

λ Lambda

∇ Nabla

ρ Letra grega Rô

π Letra grega Pi

Sumário

1	Introdução	12
2	Hidrodinâmica e Termodinâmica	14
2.1	Hidrodinâmica	14
2.1.1	Propriedades de um fluido	14
2.1.2	Pressão em um Fluido	14
2.1.3	Equação da Continuidade	15
2.1.4	Equação de Euler	17
2.1.5	Equação de Bernoulli	20
2.2	Termodinâmica	23
2.2.1	Equação de Estado	23
2.2.2	A primeira lei da termodinâmica	25
3	Formação Estelar	26
3.1	Nebulosas	26
3.1.1	Nebulosas de Emissão	26
3.1.2	Nebulosas de Reflexão	27
3.1.3	Nebulosas Escuras	28
3.1.4	Nebulosas Planetárias	29
3.2	Evolução Estelar	30
3.2.1	Aspectos Teóricos	30
3.2.2	Aspectos Quantitativos	32
3.3	Outro modelo para a dedução da massa de Jeans	35
4	Conclusão	38
	Referências	40
	Apêndices	42
	APÊNDICE A Integral referente a massa de Jeans.	43

1 Introdução

As estrelas se destacam como elementos astronômicos mais reconhecidos, os quais representam os pilares fundamentais para a história da evolução de uma galáxia. O processo de composição, a idade, a formação da distribuição das estrelas em uma galáxia ou aglomerado traceja a história do nosso universo. Compreendendo esse vasto poder de informação carregado por uma estrela, o estudo do processo de nascimento e evolução estelar é fundamental para a astrofísica e astronomia. De tal maneira, o objetivo do estudo apresentado neste trabalho é a compreensão da composição e formação de uma estrela a partir do colapso gravitacional de uma nuvem molecular até formação de uma protoestrela.

Estudos indicam que a formação estelar ocorre em nuvens moleculares massivas e densas, isto é, estrelas nascem de fragmentos interestelares provavelmente quando as nuvens moleculares se tornam gravitacionalmente instáveis, devido às perturbações no meio que podem ser ocasionadas pela passagem de uma onda de choque causada pela explosão de uma supernova, ou pela passagem de uma onda de densidade, como as que teoricamente são responsáveis pelos braços espirais das Galáxias. É observado que as estrelas têm origem na fragmentação da nuvem colapsada, com os fragmentos tornando-se instáveis após início do colapso da nuvem, e colapsando mais rápido do que a nuvem como um todo. O colapso se dá quando a força gravitacional é maior que a pressão interna da nuvem, dando início a uma contração em direção ao centro. Assim a densidade central aumenta com uma grande velocidade. A região central acaba se tornando opaca, e logo o aumento da densidade provoca um aumento adiabático na temperatura. Como consequência a pressão aumenta e o colapso chega ao fim formando um núcleo central em equilíbrio hidrostático, o qual recebe o nome de protoestrela(OLIVEIRA;SARAIVA, 2013).

Com base nos vários processos físicos que são apresentados na evolução estelar, o trabalho foi desenvolvido da seguinte forma:

No segundo capítulo "hidrodinâmica e termodinâmica", foi introduzido um breve relato sobre a relação da hidrodinâmica aplicada ao fenômeno evolutivo de uma estrela, onde falamos do comportamento de um fluido em uma condição de equilíbrio estático, observando conceitos fundamentais sobre as forças atuantes. Com relação a termodinâmica, foi definido de forma superficial os conceitos e as equações que descrevem o comportamento de um gás no estado ideal, e a primeira lei da termodinâmica.

No terceiro capítulo "evolução estelar", apresentamos algumas características e classificações de nuvens interestelares que estão ligadas a berçário de estrelas, e descre-

vemos o nascimento de uma estrela, partindo da fragmentação da nuvem molecular até a formação da protoestrela, em que demonstramos de maneira qualitativa e quantitativa um dos aspectos responsáveis pelo colapso de uma nuvem molecular, dando destaque a massa de Jeans que delimita a instabilidade da nuvem. Na etapa final, apresentamos as considerações finais.

2 Hidrodinâmica e Termodinâmica

2.1 Hidrodinâmica

A inserção da hidrodinâmica dentro da astrofísica ocorre nos mais variados aspectos, dentre eles está o estudo aplicado aos ventos estelares, fenômeno gerado nas várias classes de estrelas. Os ventos estelares correspondem a sistemas hidrodinâmicos de escoamento de gases circunstelares. Esse tipo de fenômeno é um dos principais processos observados em grande parte das estrelas para a ejeção de massa em diversos estágios de evolução. Compreendendo que esse procedimento envolve princípios hidrodinâmicos, descreveremos neste trabalho algumas das principais equações referentes a dinâmica clássica de fluidos presente nos processos de evolução estelar.

2.1.1 Propriedades de um fluido

Um fluido tem diferentes aspectos em seus estados líquido e gasoso. Quando líquido tem volume definido, mas não forma, com um grande espaçamento intermolecular. Os gases não possuem forma nem volume definido, com espaçamento intermolecular maior ainda, podendo expandir ou comprimir dependendo do ambiente em que estiverem expostos. O fluido pode ser definido então, como sistema físico constituído por moléculas que deforma-se, isto é, escoam, continuamente sob ação de uma força de cisalhamento (NUSSENZVEIG, 1981).

2.1.2 Pressão em um Fluido

A força de pressão gerada pela alta temperatura e pressão do gás existentes no núcleo estelar, como resultado das reações termonucleares, é um fator essencial para obter-se um equilíbrio hidrostático na estrela, pois atuando juntamente com a força gravitacional são as únicas forças que intervêm no corpo celeste.

A pressão pode ser definida como a medida da relação entre a força aplicada a uma superfície e o tamanho da superfície considerada

$$P = \frac{\Delta F}{\Delta A},$$

mais especificamente a pressão é definida para o limite dessa razão, isto é,

$$P = \frac{dF}{dA}.$$

2.1.3 Equação da Continuidade

No processo de evolução estelar, a estrela passa por um momento de intensa instabilidade, com constantes transformações e variações. Em meio a essas alterações, o que pode influenciar diretamente seu tempo de existência é a variação da sua massa, que se dá por múltiplos mecanismos, dependendo da categoria de cada estrela. Dentre esses mecanismos, trabalharemos com o processo de ejeção de massa por meio de ventos estelares, que envolve o método de escoamento hidrodinâmico.

Desta forma, para obter resultados utilizaremos a lei da conservação da massa, aplicada ao movimento de fluidos dentro da evolução estelar (Maciel, 2005).

Para isso, será levado em consideração os seguintes fatores:

- Forças volumétricas;
- Forças superficiais;
- Escoamento estacionário;
- Fluido incompressível.

Vamos considerar inicialmente que o movimento de um fluido é caracterizado pela existência de um campo de velocidades do fluido com o vetor $\mathbf{v}$ (x,y,z,t), e variáveis termodinâmicas como a pressão P e a densidade ρ (x,y,z,t).

Utilizando um volume V do fluido, com uma massa total definida:

$$m = \int \rho dv,$$

onde esta integral se estende ao volume V por um todo. Pode-se então ser tomado um elemento de volume tão pequeno quanto queira, mas que abranja um grande número de partículas para que haja possibilidade de realização da análise.

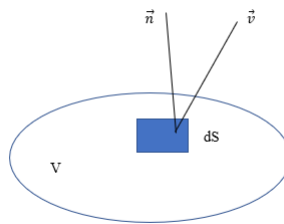


Figura 1: Elemento de Fluido

Sendo dS o elemento de superfície que delimita o volume considerado.

$$m = \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS,$$

(2.1)

com $\vec{n}$ sendo o vetor normal e perpendicular à superfície. Assim a quantidade de matéria que atravessa o elemento de superfície por unidade de tempo é,

$$m = \oint \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS,$$

com a integral também podendo estender-se por toda a superfície.

Podemos escrever que o decréscimo de massa no fluido por unidade de tempo é dado por:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV,$$

onde a presença do sinal negativo indica que há uma diminuição da matéria em V. Logo, para a conservação da massa, temos que:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV = - \oint \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS. \quad (2.2)$$

Aplicando o teorema da divergência, temos:

$$\oint \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS = \int \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) dV \quad (2.3)$$

Tomando as equações (2.2) e (2.3), obtemos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV = - \int \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) dV, \quad (2.4)$$

ou

$$\int \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) \right] dV = 0, \quad (2.5)$$

com a integral tendo que prevalecer em qualquer volume. De maneira que possa ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.6)$$

Esta é a representação da equação da conservação da massa, também conhecida como equação da continuidade. Sabendo, que:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho, \quad (2.7)$$

então, a equação (2.6) pode ser reescrita de maneira que:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho = 0. \quad (2.8)$$

Assim, dada a equação da continuidade, pode ser observada a representação natural da conservação da matéria, ou seja, em determinado fluido a quantidade de matéria que sai de um elemento de volume de fluido deve ser igual ao decréscimo da matéria no mesmo. Desde que não contenha a presença de fontes ou sumidouros (Maciel, 2005).

Com essa análise, é possível compreender também que a densidade em um certo elemento de volume varia com seu escoamento tanto para fora quanto para dentro do elemento.

Dois casos importantes devem ser observados na equação (2.7). São eles:

I) Os fluidos incompressíveis, em que sua densidade pode ser considerada constante. A equação (2.7) fica:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0. \quad (2.9)$$

II) O segundo caso são os fluidos estacionários, os quais suas propriedades não variam com o tempo, assim $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, e a equação (2.6) fica:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.10)$$

2.1.4 Equação de Euler

Em fluidos não estáticos¹, a viscosidade entre a movimentação das camadas de moléculas do fluido, causam o aparecimento das forças horizontais, o que não ocorre com fluidos em equilíbrio, pois não apresentam tensões tangenciais, ou seja, não há forças horizontais atuando sobre ele. Desta forma, um fluido ideal, isto é, sua viscosidade pode ser desconsiderada o que não gera a presença de forças. Deste modo, a única tensão (força) a ser considerada no fluido é a tensão normal, ou pressão P (LANDAU; LIFSHITZ, 1963).

Tomaremos novamente um volume V, e adotaremos um regime de escoamento laminar.

Temos que a força total atuando sobre o volume é:

¹ O fluido é considerado estático se todas as partículas não tiverem movimento ou tiverem a mesma velocidade relativa constante em relação a um referencial de inércia (PACÍFICO, 2017).

$$\vec{F} = - \oint P \vec{n} dS, \quad (2.11)$$

com o sinal negativo indicando que a força está atuando sobre o volume.

Aplicando o teorema do gradiente:

$$- \oint P \vec{n} dS = - \int_V \vec{\nabla} P dV. \quad (2.12)$$

Observando e comparando as equações (2.11) e (2.12), temos que:

$$F = - \vec{\nabla} P dV. \quad (2.13)$$

A força por unidade de volume pode ser expressada por:

$$f = \frac{dF}{dV}, \quad (2.14)$$

com f podendo ser reescrito como:

$$f = \vec{\nabla} P. \quad (2.15)$$

Para uma partícula no fluido, percebemos que a mudança $d\vec{v}$ na velocidade durante o tempo dt é composta por duas partes: a variação durante o tempo dt na velocidade em um ponto fixo no espaço, e a diferença entre as velocidades (no mesmo instante) em dois pontos separados, onde dr é a distância percorrida pela partícula fluida durante o tempo dt . A primeira parte é $d\vec{v}_1 = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} dt$, onde a derivada $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ é tomada para constantes x, y, z , isto é, num ponto dado no espaço. A segunda parte é

$$d\vec{v}_2 = dx \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + dy \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + dz \frac{\partial \vec{v}}{\partial z},$$

que mede a variação da velocidade no mesmo instante entre dois pontos diferentes no espaço separados por

$$d\vec{r} = dx \vec{i} + dy \vec{j} + dz \vec{k}.$$

que é a distância percorrida pela partícula no tempo dt . Sabendo que

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k},$$

temos,

$$d\vec{v} = (d\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}. \quad (2.16)$$

Sendo o somatório de $\vec{v}_1$ e $\vec{v}_2$ igual a:

$$d\vec{v} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} dt + (d\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \quad (2.17)$$

Podendo ser encontrada a derivada convectiva,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{d\vec{r}} \cdot \vec{\nabla}), \quad (2.18)$$

Pode-se escrever a expressão acima na forma lagrangiana adotando o movimento de um fluido, relacionando com as derivadas eulerianas associadas a uma posição e instantes fixos. Encontraremos então a equação de **Euler**:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P. \quad (2.19)$$

Podendo ser encontrada a derivada convectiva:

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P \quad (2.20)$$

Um ponto importante a ser observado para a equação de Euler, é quando um fluido está sob ação de um campo gravitacional que é caracterizado pela aceleração gravitacional $\vec{g}$. Nesta situação, cada unidade de volume do fluido ficará sujeito a uma força $\rho\vec{g}$, de tal forma que a equação (2.19) fique:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P + \vec{g}. \quad (2.21)$$

Considerando o caso de uma estrela estática, onde as forças de pressão oriundas do núcleo estelar equilibram a força gravitacional que atua no centro da estrela, proporcionando assim um equilíbrio hidrostático, e admitindo que a força gravitacional pode ser derivada de um potencial gravitacional $\vec{g} = -\vec{\nabla}\Phi$, pode-se relacionar Φ com a densidade do gás na estrela pela equação de Poisson. (MACIEL, 2005). De forma que:

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{g} dV = -4\pi G \int \rho dV \quad (2.22)$$

ou

$$\int_V [\vec{\nabla} \cdot \vec{g} + 4\pi G\rho] dV = 0, \quad (2.23)$$

com a igualdade tendo que prevalecer por todo o volume ficando:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{g} + 4\pi G\rho = 0. \quad (2.24)$$

Com $\vec{g} = -\vec{\nabla}\Phi$

$$-\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla}\Phi) = -4\pi G\rho. \quad (2.25)$$

Descrevendo o movimento dinâmico do fluido através da equação de Poisson,

$$\vec{\nabla}^2 \Phi = 4\pi G\rho. \quad (2.26)$$

Usando $\vec{v} = o$ em (2.21), obtemos:

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P = \vec{g}, \quad (2.27)$$

e para $\vec{g} = -\vec{\nabla} \Phi$:

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P = \vec{\nabla} \Phi. \quad (2.28)$$

Aplicando o divergente da função, encontramos:

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \right) = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \Phi) = -\vec{\nabla}^2 \Phi, \quad (2.29)$$

a qual substituindo pela equação de Poisson, temos:

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \right) = -4\pi G\rho. \quad (2.30)$$

É importante destacar que o equilíbrio representado na equação (2.30) refere somente a um equilíbrio mecânico, pois a equação de Poisson não remete a um equilíbrio térmico completo.

2.1.5 Equação de Bernoulli

Pode-se encontrar a relação entre a variação de pressão, a variação de velocidade e uma variação de altura para um fluido incompressível que escoar num estado estacionário.

Considere um tubo com uma largura variável por onde entra um fluido a esquerda em uma área transversal A_1 e sai a direita em outra área transversal A_2 , como exemplificado na figura a seguir. Do lado esquerdo, o tubo está a uma altura h_1 e a parte superior a direita a uma altura h_2 no mesmo referencial.

Em um dado instante, tomando o fluido incompressível nas posições S_1 . Em um intervalo de tempo Δt ele passa a ocupar a posição S_2 . O volume ocupado na primeira posição e na segunda são:

$$\Delta V_1 = (V_1 \cdot \Delta t) \cdot A_1$$

$$\Delta V_2 = (V_2 \cdot \Delta t) \cdot A_2.$$

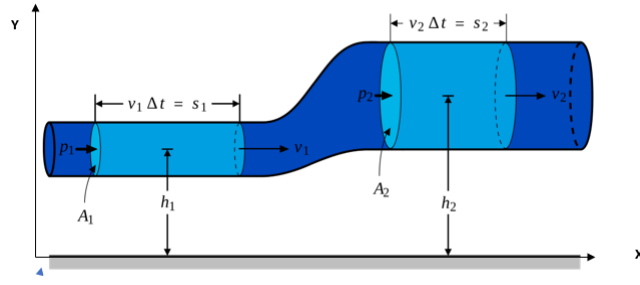


Figura 2: Exemplificação do tubo por onde o fluido escoar

Fonte: Adaptado de <www.calctown.com>. Acesso: Fev, 2015.

Em um intervalo de tempo Δt pequeno, de tal forma que através da superfície A_1 passe uma massa Δm_1 e através da superfície A_2 passa uma massa Δm_2 . O elemento de massa pode ser descrito por:

$$\Delta m_1 = \rho_1 \Delta V_1 = \rho_1 [(V_1 \cdot \Delta t) \cdot A_1]$$

$$\Delta m_2 = \rho_2 \Delta V_2 = \rho_2 [(V_2 \cdot \Delta t) \cdot A_2].$$

Como a massa que entra deve ser igual ao que sai, e por ser um fluido incompressível sua densidade será constante em ambos os lados.

O trabalho (W) realizado pelas forças externas que atuam no elemento de massa Δm , é igual a variação da energia cinética do elemento de massa quando em movimento de um lado a outro. As forças externas em destaque atuando sobre Δm , são as forças da gravidade e a força gerada pela variação de pressão externa aplicada nas superfícies A_1 e A_2 :

$$W = W_g + W_p = \nabla K.$$

- W_g = Trabalho realizado pela força gravitacional;
- W_p = Trabalho realizado pela diferença de pressão

Desta forma,

$$W_g = \int_1^2 \vec{F}_g \cdot d\vec{l} \quad (2.31)$$

$$W_p = \int_1^2 \vec{F}_p \cdot d\vec{l}. \quad (2.32)$$

Lembrando que:

$$\vec{F}_g \cdot d\vec{l} = (-\hat{j} \Delta m g) \cdot (\hat{j}) = -\Delta m g dy \quad (2.33)$$

e fazendo a substituição de (2.33) em (2.31), obtemos:

$$\int_1^2 (\Delta m g dy) = \Delta m g (Y_2 - Y_1). \quad (2.34)$$

O sistema teve um armazenamento de energia potencial gravitacional devido ao transporte do elemento de massa Δm para a parte superior em um intervalo de tempo Δt , que nos dá:

$$W_g = \Delta m g (y_2 - y_1). \quad (2.35)$$

Entretanto para a força de pressão, temos:

$$\vec{F}_p \cdot d\vec{l} = (P_1 A_1) dz - (P_2 A_2) dz. \quad (2.36)$$

Usando a equação (2.36) em (2.32), é encontrado:

$$W_p = (P_1 A_1) \int_1^2 dz - (P_2 A_2) \int_1^2 dz = P_1 A_1 (V_1 \Delta t) - P_2 A_2 (V_2 \Delta t). \quad (2.37)$$

Lembrando que:

$$A(V \Delta t) = \Delta V = \frac{\Delta m}{\rho} \quad (2.38)$$

tal que:

$$W_p = \frac{\Delta m}{\rho} (P_1 - P_2). \quad (2.39)$$

A variação da energia cinética é dada por:

$$\Delta K = \frac{1}{2} \Delta m V_2^2 - \frac{1}{2} \Delta m V_1^2.$$

Logo,

$$\frac{\Delta m}{\rho} (P_1 - P_2) - \Delta m g (y_2 - y_1) = \frac{1}{2} \Delta m V_2^2 - \frac{1}{2} \Delta m V_1^2 \quad (2.40)$$

ou

$$P_1 + \rho g y_1 + \frac{1}{2} \rho V_1^2 = P_2 + \rho g y_2 + \frac{1}{2} \rho V_2^2. \quad (2.41)$$

De maneira natural é possível observar que:

$$P + \rho gy + \frac{1}{2}\rho V^2 = \text{Constante}. \quad (2.42)$$

A equação (2.42) é conhecida como equação de Bernoulli, onde a constante é determinada pelas condições existentes em um ponto das linhas de corrente (MUNSON, 2002).

2.2 Termodinâmica

2.2.1 Equação de Estado

De uma forma geral, os gases que apresentam densidade consideravelmente baixa apresentam um comportamento semelhante que independe do tipo de molécula que os constituem. Esse estado é denominado ideal e é caracterizado por apresentar critérios de baixa coesão molecular, ausência de interação elétrica, gravitacional e Lorentzianas entre suas moléculas, bem como com meio externo. As únicas forças consideradas nesse sistema são as forças de contato, que ocorrem durante a colisão das partículas. Os gases que apresentam essas características são chamados de gases ideais.

É verificado que se a temperatura for mantida constante, consistirá em uma pressão no gás ideal que será inversamente proporcional ao volume do gás, isto é,

$$P = \frac{A}{V}, \quad (2.43)$$

onde a constante A é proporcional à temperatura, o que estabelece a lei de Gay-Lussac, de tal forma que a equação pode ser escrita:

$$P = \frac{BT}{V}. \quad (2.44)$$

A energia interna U de um gás que segue a lei de (2.44) é independente do volume, dependendo apenas da temperatura. Em muitos casos a energia é linear com a temperatura, de modo que:

$$U = CT. \quad (2.45)$$

Em que se coloca U=0 para T=0. Se outro comportamento da energia interna de um gás ideal não for declarado explicitamente, isso significa que estaremos admitindo o comportamento dado por (2.45).

Agora, considere dois recipientes de volumes distintos que encerram quantidades diferentes de gases idênticos sob a mesma temperatura e pressão. Tendo em vista que as

condições são as mesmas, então a razão entre os números de moléculas nos recipientes deve ser igual a razão entre os volumes. Em outros termos, o número de moléculas deve ser proporcional ao volume. Tendo em vista que, a partir da equação (2.44), B é proporcional ao volume, para T e P fixos, então pode ser concluído que B é proporcional ao número de moléculas denominado mol . Podemos escrever $B = \nu R$ em que ν é o número de moles e R é a constante de proporcionalidade que é dada por $8,31 \frac{N.m}{mol.K}$. Portanto, para o gás em consideração, vale:

$$P = \frac{\nu RT}{V}. \quad (2.46)$$

Com V sendo o volume ocupado pelo gás, e ν podendo ser escrita como:

$$\nu = \frac{N}{N_a}, \quad (2.47)$$

onde N é o número de partícula do gás, e N_a o número de Avogadro, assim obtém-se:

$$PV = N \frac{RT}{N_a}, \quad (2.48)$$

com

$$R = N_a k, \quad (2.49)$$

em que " k " é a constante de Boltzmann e equivale $1,38 \times 10^{-16} JK^{-1}$. A equação (2.48) pode ser reescrita de forma:

$$PV = NkT. \quad (2.50)$$

Pela densidade de carga $n = \frac{N}{V}$, obtém-se:

$$P = nkT. \quad (2.51)$$

Considerando que o gás é homogêneo e m sendo a massa das partículas tem-se que $\rho = mn$, assim a equação ficará:

$$P = \frac{k\rho T}{m}. \quad (2.52)$$

Um gás ionizado por completo comporta-se como um gás perfeito, mesmo a densidades relativamente altas. Para um gás não ionizado obter o comportamento de um

gás perfeito, é necessário uma densidade menor que determinados valores críticos (MACIEL, 1999).

2.2.2 A primeira lei da termodinâmica

A primeira lei da termodinâmica está associada a conservação de energia, sendo consideradas as dimensões macroscópicas e microscópicas. A energia cinética e potencial do sistema associa-se ao movimento aleatório translacional, rotacional e vibracional das partículas. Para sistemas termicamente isolados e que não trocam trabalho com o meio, a energia interna U é idêntica a energia total E do sistema. Existindo troca de calor ou trabalho com o meio, a energia interna se prolonga enunciando a primeira lei da termodinâmica na forma:

$$dU = Q + W. \quad (2.53)$$

A qual também podemos escrever na forma diferencial, tal que:

$$dU = cdT - PdV. \quad (2.54)$$

A equação demonstra que a soma do calor com o trabalho trocados entre o sistema e seu exterior, durante um processo que ocorra entre estados de equilíbrio termodinâmico terminais, é igual a diferença entre as energias internas respectivamente associadas aos dois estados dos sistemas, não oferecendo restrições quanto aos estados intermediários que constituem o processo, podendo ser então aplicada tanto a processos reversíveis como irreversíveis (MOREIRA; BASSI, 2001).

3 Formação Estelar

3.1 Nebulosas

Nebulosa é o nome dado para descrever diferentes tipos de nuvens moleculares que geralmente são compostas por hidrogênio, plasma e alguns outros gases ionizados. Originalmente o termo nebulosa era usado para definir qualquer objeto fora do sistema solar que apresentava uma aparência difusa em vez de pontos como estrelas e planetas. Existem uma variedade de mecanismos para a formação das nebulosas, onde são em grande parte formadas devido a um colapso gravitacional do gás no meio interestelar e outras nebulosas são oriundas de explosões de supernovas que são geradas por estrelas que chegaram ao final do seu ciclo vital (OLIVEIRA; SARAIVA, 2010).

Algumas nebulosas também são conhecidas por serem regiões de constante formação estelar, no qual parte dos materiais que as constituem começa um processo de aglutinação, formando estrelas e sistemas planetários através de um evento conhecido como “colapso gravitacional”. A maioria das nebulosas apresentam tamanhos vastos, podendo chegar até cem anos luz de diâmetro; também em muitos casos elas não possuem um tamanho bem definido, e embora possuam um grande porte elas possuem uma densidade consideravelmente pequena podendo se aproximar de cem partículas por centímetros (KRUMHOLZ; MCKEE 2008).

As nebulosas apresentam-se em diferentes formatos, tamanhos e são classificadas de acordo com o tipo de radiação que emitem, onde dentro dessas classificações vamos apresentar algumas dos tipos principais: as nebulosas de emissão, nebulosas de reflexão, nebulosas escuras e nebulosas planetárias.

3.1.1 Nebulosas de Emissão

As nebulosas de emissão apresentam em suas constituições básicas gases ionizados. Elas também são, frequentemente, lugares de formação estelar. Algumas das estrelas jovens geradas são tão maciças quanto energéticas que sua radiação pode excitar o gás da nebulosa para brilhar, assim a nuvem molecular recebe o nome de nebulosa de emissão, que pode emitir luz em diferentes comprimentos de ondas. Os diferentes brilhos que são emitidos dentro da nebulosa, dependem do grau de ionização e dos tipos de gases que as constituem (COLMMAN; MARTINS, 2016).

As nebulosas de emissão são denominadas de regiões H II, o que caracteriza a associação da nebulosa a estrelas muito quentes. O que também relaciona os seus elementos de formação, onde o H II é uma nomeação dada a regiões formadas por hidrogênio ionizado

(MACIEL, 2002).

Uma das maiores nebulosas de emissão localizada nas proximidades do nosso planeta é a nebulosa de órion. A nebulosa de órion, é uma nebulosa com aspectos de emissão e reflexão, também conhecida como a maior região formadora de estrelas maciças mais próxima da terra, o que a proporciona uma magnitude aparente relativamente brilhante de 4¹. Orion, também conhecida como Messier 42, está situada a uma distância aproximada de 1500 anos luz. Localizada em um braço espiral da Via Láctea, ela ganha destaque devido ao seu brilho e uma localização proeminente abaixo do cinturão de órion, o que a faz observável a olho nu no céu noturno (GARNER, 2017).



Figura 3: Messier 42

Fonte: <http://hubblesite.org>. Acesso: jan. 2018

A região central da Messier 42 é ocupada por quatro estrelas jovens maciças que apresentam uma energia considerável, as quais são responsáveis por moldar a nebulosa. As quatro estrelas maciças recebem o nome de trapézio, por estarem dispostas em um padrão trapezoidal, onde a luz com o comprimento ultravioleta emitida pelo conjunto de estrelas é a principal responsável pela perturbação e crescimento de estrelas menores (LONGAIN, 1992).

3.1.2 Nebulosas de Reflexão

Nebulosas de reflexão são nuvens interestelares que não emitem luz visível, mas tem a propriedade de refletir a luz de uma ou mais estrelas vizinhas. Elas não são suficientemente quentes para provocar a ionização dos átomos de hidrogênio e outros componentes que constituem o gás da nebulosa, como é o caso das nebulosas de emissão. Por essa razão, é comum observar que o brilho emitido pela nebulosa possui um espectro semelhante ao

¹ Magnitude é a escala logarítmica do brilho de um objeto, a qual é definida por um determinado comprimento de onda ou banda (HORVATH, 2011).

das estrelas que a iluminam, o que por muitas vezes resulta em uma cor azul devido ao fato de que as partículas da nebulosa refletem a luz azul de maneira mais eficiente. Em muitos casos as nebulosas de reflexão são observáveis junto as nebulosas de emissão, onde recebem o nome de nebulosas difusas (COLMMAN; MARTINS, 2016).

Um dos exemplos conhecidos e de mais fácil observação de uma nebulosa de reflexão é a nebulosa presente nas plêiades ou M45. A nebulosa de reflexão é observada junto às estrelas mais brilhantes do conjunto das plêiades e está aproximadamente 400 anos-luz de distância (NEMIROFF; BONELL, 2000).



Figura 4: Conjunto das Plêiades

Fonte: www.nasa.gov. Acesso: jan. 2018

A nebulosa de reflexão não tem relação com o conjunto das plêiades, ela é apenas uma nuvem molecular que o conjunto está atravessando.

3.1.3 Nebulosas Escuras

As nebulosas escuras são nuvens que impedem a passagem quase completa da luz das suas estrelas vizinhas devido a sua alta densidade. As nebulosas escuras são identificadas devido ao seu contraste em relação ao meio que ocupam, pois obscurecem o brilho das estrelas ou a luminosidade emitida por nebulosas de emissão ou reflexão. As nebulosas escuras também estão associadas a regiões formadoras de estrelas, e sua obscuridade se deve em parte por sua constituição de monóxido de carbono e nitrogênio congelado. As nebulosas escuras possuem forma e tamanho irregulares. Em muitos casos não possuem um tamanho bem definido, no qual graças a suas grandes extensões indefinidas as maiores nebulosas podem ser observadas a olho nu, onde elas aparecem formando caminhos escuros contra o fundo luminoso provocado pelas estrelas da nossa galáxia (COLMMAN; MARTINS, 2016).

Uma das nebulosas escuras mais conhecidas e de fácil identificação é a nebulosa cabeça de cavalo ou Barnard 33. Ela está aproximadamente 1500 anos-luz da terra, localizada dentro da constelação de órion, mais precisamente logo abaixo do cinturão de Orion. Por conta da sua forma de fácil reconhecimento e semelhante a cabeça de um cavalo, a nebulosa é um dos objetos mais fotografados do céu noturno (NEMIROFF; BONELL, 2000).



Figura 5: Barnard 33

Fonte: www.nasa.gov. Acesso: jan. 2018

A nebulosa tem aproximadamente uma extensão de 16 anos-luz, com uma massa 300 vezes maior que o sol, onde seu brilho avermelhado se dá pela ionização do hidrogênio que se encontra atrás da nebulosa (GARNER, 2017).

3.1.4 Nebulosas Planetárias

Nebulosas planetárias são em grande parte um modelo de nebulosas de emissão que são formadas quando estrelas na fase de gigantes vermelhas chegam ao final do seu ciclo vital, devido a matéria ejetada por ventos estelares. As nebulosas planetárias possuem um ciclo vital de curta duração quando comparadas as estrelas que lhes deram origem. Apesar das planetárias apresentarem diferentes formas, o seu nome originalmente foi dado devido as primeiras que foram observadas apresentarem em grande número uma forma arredondada semelhante aos planetas gasosos. Diferentemente das nebulosas classificadas as planetárias não são observáveis a olho nu, as quais também são a representação do final da fase evolutiva de uma estrela de massa média como o nosso sol (ORTIZ, 2009).

Um dos exemplos mais belos de nebulosa planetária é o da nebulosa de Hélix

ou NGC 7293, que está localizada próxima a constelação de aquário à 700 anos-luz do planeta terra. Ela apresenta aproximadamente 3 anos-luz de diâmetro na sua parte mais intensa, mas com um comprimento na sua área menos densa que a aproxima de 6 anos-luz (NEMIROFF; BONELL, 2000).



Figura 6: Nebulosa de Hélix

Fonte: www.nasa.gov/missionpages/planetarynebula Acesso: jan. 2018

O ponto branco localizado no centro da nebulosa Hélix é a estrela quente e central da nebulosa, a qual trata do aquecimento para o gás ejetado.

3.2 Evolução Estelar

3.2.1 Aspectos Teóricos

Na etapa inicial as estrelas formam-se dentro de concentrações relativamente densas de gás e pó interestelar conhecidas como nuvens interestelares. A turbulência profunda nas nuvens que envolve o processo de formação está ligada diretamente com a instabilidade de Jeans, onde por meio de um processo de inconstância gravitacional leva à contração da nuvem até que as regiões centrais atinjam densidades e temperaturas suficientes para a ignição das reações nucleares. À medida que a nuvem colapsa, o material no centro começa a aquecer dando origem a um caroço central conhecido como proto-estrela, é este núcleo quente no coração da nuvem colapsada que se tornará uma estrela (HORVATH, 2011).

A turbulência encontrada nas nuvens moleculares é resultado de fatores internos e externos a elas. Esses fatores são capazes de comprimir a nuvem localmente, aumentando a densidade e provocando a inconstância gravitacional. O principal fator externo são os braços espirais da galáxia, considerado o fator mais importante, pois é ele que dá início diretamente ao processo de turbulência. O principal fator interno são as explosões das estrelas mais jovens, estas estrelas em explosão são as chamadas estrelas supernovas, formadas no interior da própria nuvem (CAPELO, 2003).

Para uma nuvem homogênea, infinita e em repouso, pode-se mostrar que as instabilidades levam a contração gravitacional, se as perturbações aplicadas tiverem um comprimento de onda λ superiores ao comprimento de Jeans,

$$\lambda_J = \left(\frac{\pi}{G\rho} \right)^{\frac{1}{2}} v_s \quad (3.1)$$

onde ρ é a densidade do gás e v_s é a velocidade isotérmica do som no meio. Aplicando essa condição a uma nuvem esférica, pode ser mostrado que a massa envolvida deve ser superior à massa de Jeans:

$$M_J \simeq 1,4 \times 10^{-10} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{\rho^{\frac{1}{2}} \mu^{\frac{3}{2}}}. \quad (3.2)$$

A aplicação das equações (3.1) e (3.2) nas condições interestelares mostram que as nuvens que se condensam têm massa muito superior às massas das estrelas normais. Portanto, foram desenvolvidos modelos de formação estelar que incluem a fragmentação das nuvens originais, para levar a formação de objetos com massas estelares usuais. À medida que os núcleos colapsam, eles se fragmentam em aglomerados, onde os fragmentos dessa nuvem tornam-se instáveis e colapsam mais rapidamente que a nuvem original. A fragmentação termina quando a massa dos fragmentos é da ordem da massa das estrelas (MACIEL, 1999).

Após o colapso a instabilidade gravitacional chega-se a uma estrutura em que uma região central mais densa atinge o equilíbrio hidrostático, enquanto as camadas mais externas continuam a cair. Essa matéria, ao cair no núcleo, é aquecida, e sua energia é parcialmente perdida pelo processo de radiação. A nuvem inicialmente homogênea vai aos poucos aumentando sua densidade central. A estrutura formada, em que o caroço central atinge o equilíbrio hidrostático, é chamada de protoestrela. Uma vez que se separou das outras partes do núcleo da nuvem, ele tem sua própria gravidade e identidade únicas, e à medida que a proto-estrela se forma, o gás solto cai no centro. O gás infalível libera energia cinética sob a forma de calor e a temperatura e a pressão no centro da proto-estrela aumentam. Nesse objeto, a temperatura central ainda não é alta o suficiente para ocorrer a ignição do hidrogênio (MACIEL, 1999).

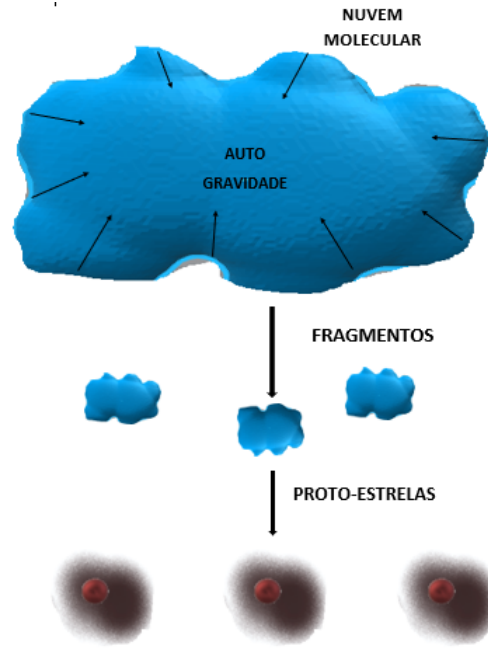


Figura 7: Formação de uma proto-estrela

Em seu período de protoestrela, os objetos emitem sua energia essencialmente na região do infravermelho do espectro, pois sua temperatura superficial é típica da ordem de 10^3K . Nessa faixa de temperatura, a emissão infravermelha por grãos de poeira envolvidos na nuvem proto-estelar contribui para a dissipação da energia cinética. Quando a densidade é suficientemente alta, a nuvem torna-se opaca (CAPELATO, 2003).

3.2.2 Aspectos Quantitativos

Para que o colapso ocorra em uma nuvem de moléculas, o colapso gravitacional deve primeiro superar a pressão interna existente na nuvem. O tempo que a nuvem levaria para colapsar conhecido como *tempo de queda livre*, é calculado considerando a nuvem como uma distribuição homogênea e esférica. A partir do início do colapso, a pressão que a nuvem sofre envia ondas sonoras através da mesma. O tempo que as ondas sonoras levam para percorrer e voltar para manter o equilíbrio da nuvem é chamado *tempo de passagem de som*. Uma vez que o *tempo de passagem de som* for menor que o *tempo de queda livre*, a nuvem permanecerá em equilíbrio, e o colapso gravitacional será reprimido pela pressão interna. Na situação oposta, onde o *tempo de queda livre* for menor que o *tempo de passagem de som*, a nuvem entrará em colapso (LOVELL, 2016).

Quando a nuvem é estável, existe um ato de equilíbrio entre pressão interna e contração gravitacional o que é conhecido como equilíbrio hidrostático, que para uma nuvem esférica é dada por:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\rho(r)M(r)}{r^2}.$$

Quando uma partícula está na borda da nuvem, obtém uma aceleração diferente do resto da nuvem que é igual a $g = -\frac{GM}{R^2}$, onde M é a massa total da nuvem e é igual a:

$$M = \frac{4\pi R^3 \rho_0}{3}. \quad (3.3)$$

Partindo da segunda lei de Newton, podemos escrever que:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \left(-\frac{G}{R^2}\right) \left(\frac{4\pi R_i^3 \rho_0}{3}\right). \quad (3.4)$$

O lado esquerdo da equação pode ser reescrito através da regra da cadeia, de forma que:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = \frac{dR}{dt} \frac{dv}{dR} = v \frac{dv}{dR}.$$

Assim, a equação (3.4) pode ser reescrita como:

$$v \frac{dv}{dR} = -\frac{G}{R^2} \frac{4\pi R_i^3 \rho_0}{3}. \quad (3.5)$$

Podemos integrar a equação diferencial de tal forma que:

$$\int v dv = -\frac{4G\pi R_i^3 \rho_0}{3} \int \frac{dR}{R^2} \quad (3.6)$$

$$\frac{v^2}{2} = \frac{4G\pi R_i^3 \rho_0}{3R} + K. \quad (3.7)$$

Assumindo que $R = R_0$, isto é, a partícula se localiza no início e em repouso, assim temos também que $v = v_0 = 0$. Podemos então encontrar o valor de K:

$$0 = \frac{4G\pi R_i^3 \rho_0}{3R} + K$$

$$K = -\frac{4G\pi R_i^3 \rho_0}{3R}.$$

Utilizando o valor de K na equação (3.7), temos:

$$\frac{v^2}{2} = \frac{4G\pi R_i^3 \rho_0}{3R} - \frac{4G\pi R_i^3 \rho_0}{3R_0} \quad (3.8)$$

$$\frac{v^2}{2} = \frac{4G\pi R_i^3 \rho_0}{3} \left(\frac{R_i}{R} - 1\right) \quad (3.9)$$

$$v = \sqrt{\frac{8G\pi R_i^2 \rho_0}{3} \left(\frac{R_i}{R} - 1\right)} \quad (3.10)$$

Podemos também encontrar por meio de uma integral o tempo de colapso que interage em todo o raio de forma que:

$$t_c = \int dt = \int t r dt = \int \frac{dR}{v}. \quad (3.11)$$

Usando a equação (3.10) em (3.11), temos que:

$$t_c = \sqrt{\frac{3}{8\pi G \rho R_i^2}} \int_0^{R_i} \frac{1}{\sqrt{\frac{R_i}{R} - 1}} dR \quad (3.12)$$

$$t_c = \sqrt{\frac{3}{8\pi G \rho R_i^2}} \frac{\pi R_i}{2} \quad (3.13)$$

$$t_c = \sqrt{\frac{3}{8\pi G \rho}} \frac{\pi}{2}. \quad (3.14)$$

Desta maneira, encontramos a escala de tempo para o colapso igual a:

$$t_c = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}. \quad (3.15)$$

Para encontrar a velocidade de cruzamento do som, é necessário utilizar a velocidade do som para um gás ideal, que é definida por:

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}},$$

onde gama é o índice adiabático, T é a temperatura do gás, m é a massa de partícula e k_B é a constante de *Boltzmann*.

O tempo de passagem de som então será dado por:

$$t_s = \frac{R}{v_s} = \sqrt{\frac{m}{\gamma k_B T}} \cdot R. \quad (3.16)$$

Para que ocorra o fenômeno do colapso $t_s > t_c$. Os tempos são iguais no ponto de rotatividade, logo:

$$\frac{t_s}{t_c} = 1.$$

O raio nesse ponto de rotatividade é denominado comprimento de Jeans, R_j .

$$\frac{t_s}{t_c} = \sqrt{\frac{m}{\gamma k_B T}} \cdot R \sqrt{\frac{32G\rho}{3\pi}} \quad (3.17)$$

$$R_j = \sqrt{\frac{3\pi\gamma k_B T}{32G\rho m}}. \quad (3.18)$$

Assim encontramos a massa de Jeans, que é a massa de uma esfera relacionada com o comprimento de Jeans:

$$M_j = \frac{4\pi}{3} R_j^3 \rho_0. \quad (3.19)$$

A massa encontrada é referente a massa da nuvem molecular para que se mantenha no limite da estabilidade, a qual se ultrapassada inicia o processo de colapso gravitacional (LOVELL, 2016).

3.3 Outro modelo para a dedução da massa de Jeans

Podemos calcular a massa de Jeans partindo do teorema do virial, o qual afirma que para uma distribuição esférica estável, a energia cinética total dos objetos é igual a $-\frac{1}{2}$, vezes a energia potencial gravitacional total. Uma de suas aplicações está ligada a determinação da massa de um sistema gravitacional fechado (BIERRENBAC, 2000).

O teorema do virial descreve um sistema em equilíbrio, onde a energia total (E) pode ser expressa como $\frac{1}{2}$ da energia potencial (U):

$$E = \frac{1}{2}U. \quad (3.20)$$

Podemos escrever a energia total como uma soma da energia cinética (K) juntamente com a energia potencial (U),

$$K + U = E. \quad (3.21)$$

De tal forma poderemos reescrever o teorema substituindo a equação (3.21) em (3.20), teremos:

$$K + U = \frac{1}{2}U. \quad (3.22)$$

Assim,

$$2K + U = 0. \quad (3.23)$$

A aplicação do teorema do virial para as nuvens de gás se dá na seguinte forma:

Iremos considerar a nuvem como uma distribuição homogênea e esférica, assim para uma nuvem de gás (ideal), a energia cinética média por átomo é dada pela energia térmica a uma temperatura T :

$$K = \left(\frac{3}{2} k_B T \right),$$

onde k_B é a constante de Boltzmann. Logo a energia cinética total será:

$$K = (n) \left(\frac{3}{2} k_B T \right). \quad (3.24)$$

Para a energia potencial gravitacional, iremos considerar uma esfera de raio R , que é composta por conchas de massa com uma espessura dr . Para cada camada temos um volume $v = 4\pi r^2 dr$, uma densidade de $\rho(r)$, e uma massa de $dm = 4\pi r^2 \rho(r) dr$.

Assim, cada camada terá um potencial gravitacional de:

$$dU = -\frac{GM(r)dm}{r},$$

onde consideremos que a densidade seja constante, logo

$$M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho.$$

Então a energia potencial será dada por:

$$dU = -\frac{G\left(\frac{4}{3}\pi r^3 \rho\right)(4\pi r^2 \rho dr)}{r}$$

$$dU = -\frac{16G\pi^2 \rho^{-2}}{3} r^4.$$

Integrando todo o raio é possível encontrar a energia potencial total para a esfera, de maneira que:

$$U = -\frac{16G\pi^2 \rho^{-2}}{3} \int_0^R r^4 dr$$

$$U = -\frac{16G\pi^2 \rho^{-2}}{3} \frac{R^5}{5}.$$

Lembrando da relação onde:

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}.$$

Podemos então obter a energia potencial gravitacional para uma esfera homogênea que é:

$$U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (3.25)$$

Substituindo as equações (3.24) e (3.25) na equação (3.23) o teorema do virial pode ser reescrito de forma que:

$$3Nk_B T = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (3.26)$$

Com base na igualdade temos que o sistema está em equilíbrio, porém para ocorrer o colapso a energia potencial deverá ser maior que a energia cinética, logo:

$$3Nk_B T < \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (3.27)$$

O número de partículas é dado pela razão entre a massa da nuvem pela massa por partículas:

$$N = \frac{M}{m},$$

e como a massa de uma esfera é conhecida, podemos isolar o raio:

$$R = \left(\frac{3M}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Conhecendo a relação do número de partículas e do raio, podemos substituir na equação (3.27), a qual obteremos:

$$M > \left(\frac{5kT}{Gm} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{3}{4\rho\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.28)$$

Essa massa é conhecida como a massa de Jeans. Então podemos assumir que uma nuvem entrará em colapso se sua massa for maior que a massa de Jeans. Isso é chamado de critério de Jeans (OLIVEIRA; SARAIVA, 2010).

4 Conclusão

O estudo do universo exige um aprofundamento da natureza mais íntima da matéria, de suas interações e comportamento regidos pelas leis físicas e matemáticas como expostas no capítulo 2 do presente texto; bem como a evolução estelar é, atualmente, objeto de intensa pesquisa em particular com relação aos seus estágios iniciais. Compreendendo de forma efetiva os aspectos qualitativos e quantitativos os critérios necessários para que ocorra o colapso de uma nuvem molecular, é possível expor de maneira sucinta alguns dos principais valores teóricos e numéricos dos processos físicos que determinam a estrutura do nascimento de uma estrela.

Visto que um dos maiores problemas da astronomia moderna é descrever o modo como se formam as estrelas (pois é um tipo de atividade natural no qual não se é possível controlar, ter uma proximidade favorável a análise visual), podemos apenas prever de forma matemática, estatística baseada na física que temos acesso. Um dos exemplos de meio que possibilitam o desenvolvimento de pesquisas por análise observacional e estudos teóricos, é utilizando os dados disponibilizados pela Agência Espacial Europeia – ESA, que através do telescópio Herschel vem permitindo estudos desde a formação de estrelas até galáxias e suas evoluções (GOMES; FERREIRA, 2017). Os estudos evoluíram muito ao longo dos últimos 15 anos, graças a capacidade de se estudar com métodos alternativos os estados mais primitivos da evolução estelar (LONGAIR, 1992).

Deste modo buscamos neste estudo demonstrar a criação de uma estrela a partir do modelo quantitativo e qualitativo da formação da protoestrela. Sabendo que no meio interestelar as leis da Física são válidas, em uma região qualquer do espaço onde haja uma nuvem molecular ionizada, tal gás obedece as Leis da Termodinâmica e sabendo que o comportamento de um gás ionizado tem o comportamento similar ao de um gás ideal, como descrito na seção(2.2.1) ela é regida pela equação (2.48), podemos prever sobre sua trajetória nos meios consequentes. Visto que o colapso gravitacional desta nuvem é iniciado através de uma perturbação de fatores internos ou externos, os quais são fundamentais porém não suficientes, pois apenas no limite da massa de Jeans (3.2) será possível produzir um objeto colapsado, como destacado na seção (3.2.2) e no artigo de Gomes e Ferreira (2017); a partir da fragmentação da nuvem em pequenas regiões, as quais por serem regiões menores colapsam mais rapidamente gerando uma protoestrela.

Trabalhos como este, são fundamentais para as áreas da Astrofísica, Astronomia e Física principalmente. Importante, também, para a produção de material bibliográfico de divulgação científica interna e externa aos cursos de Licenciatura em Física, pois com a imensa carga de informação, não só que estão sendo reunidas como as referências em si, po-

dem proporcionar o interesse e o incentivo aos alunos do curso de seguir com trabalhos, de conclusão do seu respectivo curso bem como em pesquisas de pós-graduação. Ressaltando que embora não houve nenhuma disciplina específica abordando os conteúdos referente à Astronomia e suas vertentes, foi possível abordar o tema buscando uma metodologia mais simples e direta utilizando os principais conceitos necessários para compreender os fenômenos apenas com base nas disciplinas curriculares do curso; o que para os demais estudantes pode ser posteriormente uma barreira superada, para que mais pesquisas assim sejam desenvolvidas.

Referências

- GARNER, R. *Messier 42*. 2017. Disponível em: <<https://www.nasa.gov/feature-goddard/2017/messier-42-the-orion-nebula>>.
- GOMES, H. A.; FERREIRA, I. S. Análise de protoestrelas com dados observacionais abertos. *Physicae Organum: Revista dos Estudantes de Física da Universidade de Brasília*, v. 3, n. 2, 2017.
- HORVATH, J.; ALLEN, M. P. *Cosmologia Física: do micro ao macro cosmos e vice-versa*. [S.l.]: Editora Livraria da Física, 2007.
- HORVATH, J. E. *Fundamentos da Evolução estelar*. [S.l.]: Editora Livraria da Física, 2011.
- KRUMHOLZ MARK R; MCKEE, C. F. A minimum column density of 1gcm^{-2} for massive star formation. *Nature*, v. 451, 2008. Nature Publishing Group.
- LANDAU, L. D.; LIFSHITS, E. M. *Fluid Mechanics: Transl. from the Russian by JB Sykes and WH Reid*. [S.l.]: Addison-Wesley, 1963.
- LONGAIR, M. S. *As origens de nosso universo*. [S.l.]: Zahar, 1992.
- LOVELL, C. *Christopher Lovell*. 2016. Disponível em: <<http://christopherlovell.co.uk/blog/2016/04/26/jeans-mass.html>>.
- MACIEL, W. J. *Introdução a Estrutura e Evolução Estelar*. [S.l.]: Edusp, 1999.
- MACIEL, W. J. *Astrofísica do Meio Interestelar Vol. 41*. [S.l.]: Edusp, 2002.
- MACIEL, W. J. *Hidrodinâmica e Ventos Estelares: Uma Introdução Vol. 60*. [S.l.]: Edusp, 2005.
- MILONE, A. d. C. et al. Curso de introdução à astronomia e astrofísica. *Divisão de Astrofísica. São José dos Campos: INPE*, 2009.
- MOREIRA, N. H.; BASSI, A. B. M. S. et al. Sobre a primeira lei da termodinâmica. *Química Nova*, SciELO Brasil, 2001.
- MUNSON, B. R.; YOUNG, D. F.; OKIISHI, T. H. *Uma introdução concisa à mecânica dos fluidos*. [S.l.]: Edgard Blücher, 2005.
- NEMIROFF, R. J.; BONNELL, J. T. *Astronomy Picture of the Day*. 2000. Disponível em: <<https://apod.nasa.gov/apod/ap030713.html>>.
- NETO, G. B. L. Notas de aula. Citeseer.
- NUSSENZVEIG, H. M. *Fluidos, Oscilações e Ondas; Calor*. [S.l.]: Blucher, 1981.
- ORTIZ, R. Evolução estelar pós-agb. *Boletim da Sociedade Astronômica Brasileira*, v. 29, n. 1, p. 3–13, 2010.

PACÍFICO, A. L. *Mecânica dos Fluidos Para Eng. Civil*.

https://edisciplinas.usp.br/pluginfile.php/2889761/mod_resource/content/3/2.2 – estatica_dos_fluidos.pdf, 2017.

RETAMERO, B. E. de Cássia Quaglia Colmann; Izabela Borba Martins; Pedro Henrique de P. A. A. C. *Medidas e Comparações: Estrelas e Nebulosa*. 2016. Disponível em: <<http://sin.acpr.org.br/>>.

SARAIVA, M. d. F. O. *Astronomia & Astrofísica*. [S.l.]: Editora Livraria da Física, 2010.

Apêndices

APÊNDICE A – Integral referente a massa de Jeans.

A seguinte resolução é referente a dedução da massa de Jeans presente na equação (3.12), na seção (3.2.1), do capítulo 3. A resolução da integral se da na seguinte forma:

$$\int_0^{R_i} \frac{1}{\sqrt{\frac{R_i}{R} - 1}} dR$$

$$\int_0^{R_i} \frac{dR}{\sqrt{\frac{R_i - R}{R}}}$$

$$\int_0^{R_i} \sqrt{\frac{R}{R_i - R}} dR$$

$$R = R_i \cos^2 \theta \quad \text{assim,} \quad dR = -2R_i \sin \theta \cos \theta d\theta.$$

Para o caso em que $R = R_i$, temos:

$$R_i = R_i \cos^2 \theta \quad , \text{temos que} \quad \theta = 0.$$

Para o caso em que $R = 0$, temos:

$$0 = R_i \cos^2 \theta \quad , \text{temos que} \quad \theta = \frac{\pi}{2}$$

Substituindo os valores encontrados, obtermos:

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^0 \frac{\sqrt{R_i \cos^2 \theta} (-2R_i \sin \theta \cos \theta)}{\sqrt{R_i - R_i \cos^2 \theta}} d\theta$$

$$-2R_i^{\frac{3}{2}} \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \frac{\sin \theta \cos^2 \theta}{\sqrt{R_i \sin^2 \theta}} d\theta$$

$$\frac{-2R_i^{\frac{3}{2}}}{R_i^{\frac{1}{2}}} \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \frac{\sin \theta \cos^2 \theta}{\sin \theta} d\theta$$

$$2R_i \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\theta d\theta = \frac{R_i \pi}{2}$$