

Introdução à Astronomia¹

Nelson Vani Leister

Departamento de Astronomia

Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas - IAG

Universidade de São Paulo - USP



¹Apostila de Astronomia (versão#1 2019) - Parte #02

Sumário

1	Introdução	7
2	Ondas Luminosas.	9
2.1	Os outros comprimentos de onda	15
2.1.1	As ondas rádio	16
2.1.2	O infravermelho	17
2.1.3	O ultravioleta	18
2.1.4	Os raios X	18
2.1.5	Os raios γ	20
2.2	Exercícios	20
3	O <i>Sputnik I</i> e o Início da Era Espacial	23
3.1	O Ano Geofísico Internacional	25
4	A natureza corpuscular da luz: os fótons	27
4.1	A lei de Planck	27
4.2	Lei de Wien	30
4.3	Leis da radiação: (resumo)	31
4.4	Exercícios	34
5	As estrelas	37
5.1	O brilho das estrelas	41
5.1.1	A escala de magnitude estelar	42
5.2	As cores das estrelas (Índice de Cor)	44
5.3	A Luminosidade Estelar e a Magnitude Bolométrica	49
5.4	Luminosidade e Temperatura das estrelas	50
5.5	O diagrama Cor X Magnitude - HR <i>Hertzsprung-Russell</i>	51
5.6	A classificação espectral	54
5.7	Massa - Luminosidade	57
5.8	O tempo de vida de uma estrela	61
5.9	A composição química das estrelas	63
5.10	Exercícios	64
6	O Sol	67
6.1	Considerações gerais	67
6.2	Estrutura interna	68

6.3	A produção de energia no Sol	71
6.4	A duração de vida do Sol	72
6.5	Regiões de transferência radiativa e de convecção	73
6.6	A fotosfera	74
6.7	As manchas solares e seu ciclo de atividades.	75
6.8	O ciclo solar	77
6.9	A cromosfera	79
6.10	A coroa solar	80
6.11	O vento solar	81
6.12	Oscilações estelares	84
6.13	As oscilações do Sol	86
6.14	História do início da heliosismologia	88
6.14.1	História do início da heliosismologia	88
7	Átomos e Moléculas - A estrutura Atômica.	93
7.1	O Modelo de Bohr.	94
7.2	A Quantização da radiação.	96
7.2.1	Excitação e de-excitação atômica. A ionização	98
7.2.2	Absorção atômica e os Espectros de Emissão	100
7.3	A análise espectral.	101
7.3.1	Linhas espectrais	101
7.3.2	Intensidade das linhas espectrais	103
7.3.3	Outras medidas possíveis	104
7.3.4	A janela atmosférica	105
8	Instrumentos Astronômicos.	107
8.1	Telescópios Refratores e Refletores.	108
8.2	A óptica geométrica	108
8.3	Tipos de configurações dos telescópio	112
8.4	A resolução de um instrumento	113
8.5	A difração da luz	115
8.6	A radioastronomia	120
8.7	Os detectores	121
8.8	Instrumentos que medem a direção da radiação	123
8.9	Os maiores Refratores do mundo	124
8.10	Os maiores Telescópios do mundo	127
9	Evolução Estelar	129
9.1	A seqüência principal	130
9.2	A vida de uma estrela na seqüência principal.	130
9.3	A evolução de uma estrela do tipo Solar.	132
9.4	Gigantes vermelhas.	133
9.5	Fusão de hélio	135
9.6	Núcleo de Carbono	136
9.7	Nebulosa planetária	138
9.8	Anãs brancas	140

9.9 Novas 141

Capítulo 1

Introdução

Uma das primeiras perguntas feitas pelos alunos durante as primeiras aulas do curso fundamental de astronomia é: o que é uma estrela?

De maneira simplificada, podemos dizer que uma estrela é uma bola de gás em equilíbrio que emite luz graças às reações nucleares que têm lugar no seu interior. A estrela mais próxima da Terra e melhor conhecida é o Sol. Existem estrelas de massas, de idades e de luminosidades diferentes, como veremos no decorrer deste fascículo. A totalidade das massas das estrelas corresponde à massa visível do Universo, agrupada em galáxias. A nossa galáxia, a Via Látea, conta com cerca de cem bilhões de estrelas. O Universo, por sua vez, é composto de cerca de centenas de bilhões de galáxias.

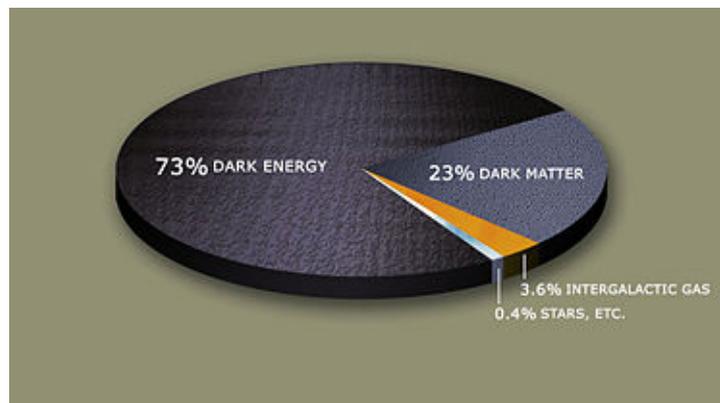


Figura 1.1: Imagem representando a distribuição de massa no Universo.

As estrelas da nossa galáxia se movem sob influência da atração gravitacional produzida por todas as demais estrelas. Assumimos que as órbitas das estrelas no plano galáctico sejam circulares, em torno do centro da galáxia. Em particular, sabemos que o Sol está a aproximadamente 8,5 kpc e que circula com uma velocidade de 220 km/s. De acordo com a posição do Sol na galáxia, podemos admitir que nossa estrela se desloca segundo uma órbita circular Kepleriana ao redor de um corpo maciço central de massa M_G . Uma vez que a aceleração centrípeta que mantém esta órbita circular é produzida pela atração gravitacional entre o centro da galáxia

(M_G) e o Sol (M_\odot), podemos escrever:

$$\frac{v_\odot^2}{R_\odot} = \frac{GM_G}{R_\odot^2}$$

onde v_\odot é a velocidade do Sol (220km/s), R_\odot é a distância ao centro da galáxia ($8,5\text{kpc}$) e G é a constante universal da gravitação. Esta equação permite que estimemos a massa de nossa galáxia, à qual pertence nosso sistema solar.

$$M_G = \frac{v_\odot^2 R_\odot}{G} = \frac{(2,20 \times 10^5 \text{m/s})^2 (2,6 \times 10^{20} \text{m})}{6,7 \times 10^{-11} \text{m}^3/\text{kg}\cdot\text{s}^2}$$

$$M_G = 1,9 \times 10^{41} \text{kg} \sim 10^{11} M_\odot$$

Logo, se considerarmos que uma estrela tem, em média, uma massa solar, nossa galáxia terá cerca de cem bilhões de estrelas (das galáxias conhecidas, as mais maciças têm massa de aproximadamente $10^{13} M_\odot$).

Das estrelas da Via Láctea, apenas algo em torno de sete mil são visíveis a olho nu, espalhadas sobre toda a esfera celeste. A fim de precisar o movimento dos principais objetos celestes, astrônomos do século XIX desenharam arbitrariamente figuras que unissem as estrelas mais brilhantes em grupos denominados constelações. Os nomes das constelações boreais (as situadas no hemisfério norte) foram escolhidos na Antiguidade: são personagens (como Andrômeda e Cassiopéia), animais (como Cisne e Grande Ursa) ou objetos (como Lira e Balança), nomes que têm origem na mitologia, principalmente greco-romana. Como os astrônomos da Antiguidade não observaram a porção mais austral do céu, visível para os habitantes do hemisfério sul do planeta, as constelações desta região celeste não foram classificadas da mesma forma. Este trabalho foi realizado pelo astrônomo alemão Bayer, que, no século XVII, escolheu para as constelações nomes de animais (Fênix, por exemplo). Contudo, os limites das constelações eram mal definidos, de maneira que umas se sobrepunham às outras. A situação foi regulamentada pela União Astronômica Internacional em 1922, quando o céu foi esquadrihado e organizado em 88 constelações. Coube ao astrônomo belga Eugène Delporte fixar limites precisos para os grupos de estrelas, segundo os meridianos ou fusos horários estabelecidos.

Foi ainda na Antiguidade que os astrônomos deram nome às estrelas de acordo com a posição de cada uma nas constelações a que pertenciam. Na Idade Média, astrônomos árabes fixaram os nomes das estrelas mais brilhantes sob o mesmo princípio, nomes que permanecem até hoje (Rigel, na constelação de Orion, era para o astrônomo grego Ptolomeu a “estrela mais brilhante do pé esquerdo, que estava em contato com a água” ou simplesmente “o pé”, para os astrônomos árabes).

Quando no começo do século XVII Bayer classificou as estrelas nas constelações, o fez por ordem decrescente de luminosidade, batizando-as com uma letra do alfabeto grego e com o genitivo do nome em latim da referida constelação. Assim, Arcturus, a estrela mais brilhante de Boieiro (Bootes, em latim), recebeu o nome de α Bootis (ou α Boo). Da mesma forma, Castor e Pollux, as duas mais brilhantes estrelas de Gêmeos (Gemini) foram batizadas como α e β Geminorum (α e β Gem). Utilizando-se do mesmo princípio, o astrônomo inglês Flamsteed prosseguiu as nomenclaturas das estrelas das constelações por números. A maneira de nomear uma estrela foi a de acrescentar um número à letra grega e ao nome latino da constelação.

Capítulo 2

Ondas Luminosas.

A mecânica celeste proporcionou uma descrição bastante avançada das posições e movimentos dos corpos celestes, sem que fosse necessário o conhecimento da natureza destes objetos. Dada a impossibilidade de se conseguir informações *in loco* dos astros, os astrônomos obtêm o conhecimento detalhado acerca dos planetas, estrelas e galáxias muito distantes por intermédio da aplicação de princípios físicos tais como os conhecemos aqui na Terra. O trabalho é realizado a partir da análise e da interpretação da radiação eletromagnética emitida pelos objetos celestes. Radiação é qualquer modo pelo qual a energia é transmitida de um ponto para outro do espaço, sem qualquer necessidade de conexão física entre estes dois pontos. O termo “eletromagnético” significa que a energia é transportada na forma de rápidas variações dos campos elétricos e magnéticos. A radiação eletromagnética é classificada de acordo com a frequência da onda e distribuída em ordem de frequência crescente em ondas rádio, microondas, radiações infravermelha, visível, ultravioleta, raios X e raios gama. As ondas rádio têm os comprimentos mais longos e os raios gama, os mais curtos.

A estrutura básica da matéria envolve partículas carregadas eletricamente e ligadas de muitas maneiras diferentes. Quando a radiação eletromagnética incide na matéria, faz com que as partículas carregadas oscilem e ganhem energia. O destino final desta energia depende das características da radiação que incide sobre a matéria. A energia pode ser imediatamente reirradiada e se manifestar como radiação espalhada, refletida ou mesmo transmitida. Pode, igualmente, ser dissipada em movimentos microscópicos dentro da própria matéria, o que faz com que o material chegue ao equilíbrio térmico. A radiação eletromagnética absorvida pelo material serve para aquecê-lo, salvo algumas exceções (tais como a fluorescência, reações fotoquímicas e o efeito fotovoltaico), e isto acontece para todos os tipos de radiação. As ondas rádio intensas podem queimar tecidos vivo e cozinhar alimentos (fornos de microondas). Por outro lado, *lasers* infravermelhos, visíveis ou ultravioletas suficientemente intensos, podem facilmente incendiar papéis. A radiação eletromagnética ionizante pode criar elétrons de alta velocidade responsáveis por quebrar ligações químicas, entretanto, depois que os elétrons colidem várias vezes com outros átomos no material, muito desta energia se transforma em energia térmica rapidamente.

O processo inverso, de absorção, é denominado radiação térmica. Muito da energia térmica da matéria consiste do movimento aleatório das partículas que, carregadas, são irradiadas para, em seguida, terem a radiação resultante absorvida por alguma outra parte da matéria, que por sua vez, será aquecida pela energia produzida.

Quanto ao conceito de “onda”, defini-lo de maneira abrangente não é tarefa simples. A onda pode ser definida como uma vibração, explicada como um movimento de vai-e-vem em torno de

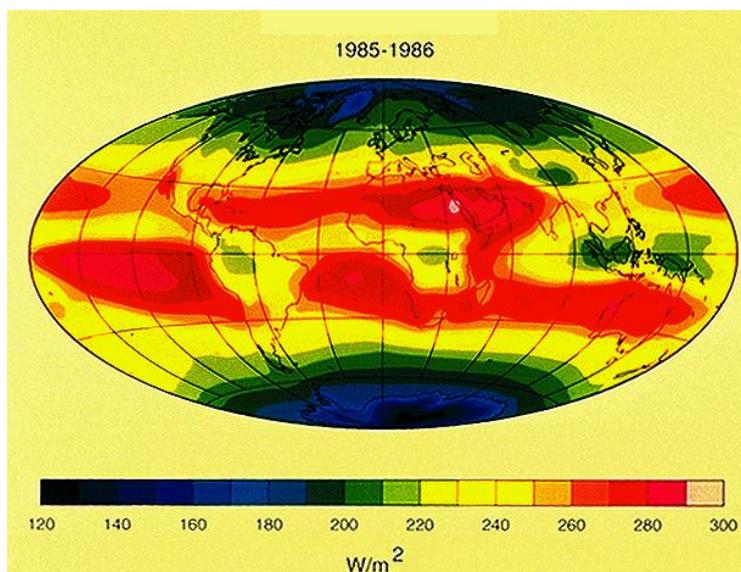


Figura 2.1: Distribuição média da quantidade de calor na forma de radiação eletromagnética irradiada pela Terra no período de 1985 a 1986.

um ponto de referência. Entretanto, torna-se complexo fixar as características de tal fenômeno. O termo onda é entendido como o transporte das perturbações causadas no espaço não associadas ao movimento do meio. Em uma onda, a energia de vibração se afasta da fonte sob a forma de uma perturbação que afeta o meio circunvizinho. Entretanto, esta noção é problemática se nos referirmos a ondas estacionárias (por exemplo, uma onda em uma corda), onde a energia se move, igualmente, em ambos os sentidos. Além disso, para as ondas eletromagnéticas (luz), que se propagam no vácuo, o conceito de meio não pode ser aplicado.

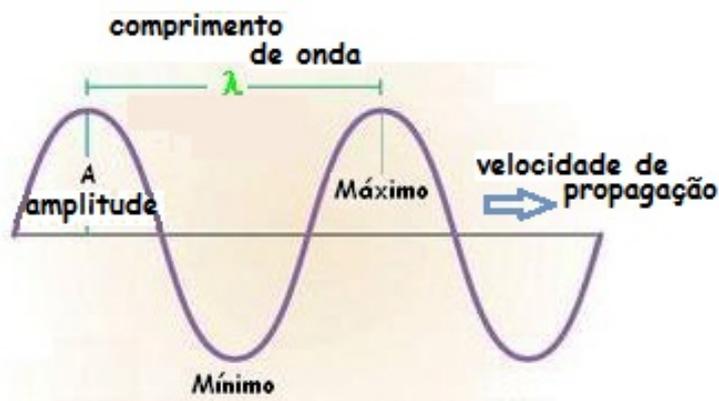


Figura 2.2: Elementos que caracterizam uma onda.

Ondas periódicas são caracterizadas por cristas (elevações) e por depressões (pontos mais baixos) e, geralmente, podem ser classificadas como longitudinais ou transversais. As ondas transversais são aquelas cujas vibrações são perpendiculares ao sentido da propagação (ondas em uma corda e ondas eletromagnéticas). Já as ondas longitudinais são aquelas cujas vibrações

são paralelas ao sentido da propagação (a maioria das ondas sonoras).

Matematicamente, uma onda pode ser descrita pela equação:

$$y(x, f) = A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + vt + \phi\right)$$

A é a amplitude; medida da perturbação máxima no meio de propagação (a distância máxima do ponto mais elevado da crista em relação ao nível zero da curva). Na Fig. 2.2, a amplitude está representada pela letra (A), identificada pela distância entre os pontos máximo e do nível zero da curva. As unidades de amplitude dependem do tipo de onda considerada. As ondas em uma corda têm a amplitude expressa como distância (metros, por exemplo), enquanto as ondas sonoras têm a amplitude expressa como pressão (Pascal) e, por fim, as ondas eletromagnéticas têm a amplitude expressa como intensidade de campo elétrico (volts/metro). A amplitude e a frequência podem ser constantes, neste caso a onda é dita contínua, ou pode variar em função do tempo e/ou da posição.

O comprimento de onda (identificado pela letra grega λ) é a distância entre duas cristas sucessivas (ou duas depressões sucessivas). Este valor é medido geralmente em metros - ou em nanômetros, quando nos referirmos aos comprimentos de onda da luz visível.

Tabela 2.1 Unidades de comprimento de onda

Unidade	Símbolo	Comprimento (metros)
centímetro	cm	10^{-2}
microns	μm	10^{-6}
nanometro	nm	10^{-9}
Angstrom	Å	10^{-10}

Tudo o que sabemos sobre o mundo para além da atmosfera da Terra foi obtido das análises da radiação eletromagnética recebida dos mais longínquos cantos do Universo. Foi, no entanto, somente no século XIX que um novo método de investigação surgiu, com base na análise espectral da radiação visível. O novo método permitiu fazer avançar o conhecimento sobre a natureza física dos astros e deu início a uma nova forma de estudo acerca dos objetos celestes: a astrofísica. Antes de estudarmos as implicações desta nova disciplina, começemos por nos familiarizar com o fenômeno sobre o qual ela repousa: a luz, um tipo particular de radiação eletromagnética que é sensível ao olho humano. Como vimos, existem outros tipos de radiação, os quais são invisíveis, e, portanto, não detectáveis pelos olhos humanos, como as ondas rádio, as infra-vermelhas, o ultravioleta e os raios X e γ .

A luz é um tipo particular de onda entre as classificadas como ondas eletromagnéticas, isto é, geradas pela oscilação de cargas elétricas. Ao contrário das ondas ditas mecânicas, as ondas eletromagnéticas se propagam no vácuo e, portanto, não necessitam de um meio material para fazê-lo.

Um problema que sempre interessou aos físicos foi a origem das diferentes cores. Isaac Newton foi o primeiro a interpretar de maneira correta o fenômeno, ao mostrar que a luz visível é constituída pela superposição de todas as cores. Para decompor a luz branca nas diversas cores, é suficiente fazê-la passar por um prisma.



Figura 2.3: Passagem da luz branca por um prisma.

No prisma, cada cor é desviada de maneira peculiar e se distingue entre as outras. Assim, a decomposição da luz branca dá lugar a uma sucessão de cores, denominada espectro. As cores vão do vermelho (caracterizado pelos comprimentos de onda longos), até o violeta. A representação esquemática do espectro pode ser vista na Fig. 2.3.

A questão mais fundamental sobre a natureza da luz, no entanto, foi revelada na segunda metade do século XIX, quando o físico escocês James Clerk Maxwell estabeleceu um dos princípios soberanos da física clássica, utilizado até hoje: a teoria unificada dos fenômenos elétricos e magnéticos.

Um dos resultados mais importantes da teoria de Maxwell foi ter colocado em evidência a relação entre os campos elétrico e magnético. Os físicos já sabiam que um campo magnético variável podia gerar um campo elétrico, como num dínamo de bicicleta, por exemplo. Entretanto, Maxwell mostrou que, reciprocamente, um campo elétrico variável também podia originar um campo magnético.

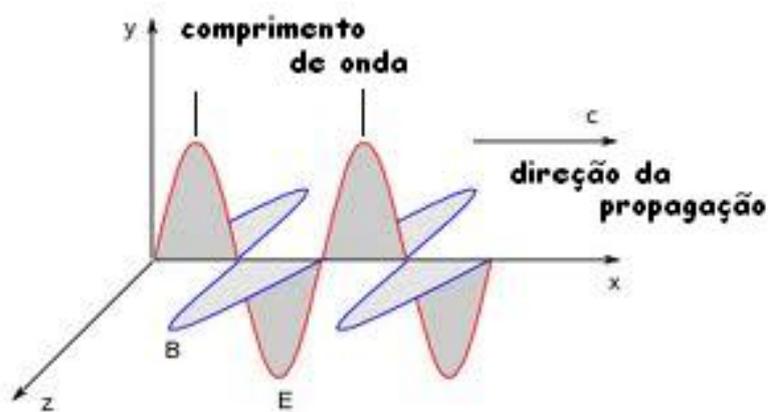


Figura 2.4: Campo elétrico (E) e campo magnético (B).

Os dois campos podem mutuamente manter-se. A oscilação inicial vai rapidamente se propagar em todas as direções ao redor do ponto de partida, semelhante a uma onda que se propaga na superfície da água. Maxwell calculou em 1860 que uma onda eletromagnética devia se propagar com a velocidade de 300.000 km/s. Como Hipólito Fizeau e Jean Foucault haviam medido anos antes a velocidade da luz e obtido um valor bastante próximo deste, Maxwell concluiu que a luz deveria ser explicada como uma onda eletromagnética, isto é, uma oscilação simultânea dos

campos elétrico e magnético, que se propagava com essa velocidade (daqui para frente grafada com a letra c).

As equações de Maxwell são um grupo de equações que descrevem o comportamento dos campos elétricos e magnéticos, bem como as interações com a matéria. Como vimos um campo eletromagnético é composto de dois vetores: os campos elétrico (\vec{E}) e magnético (\vec{B}). Esses vetores, unidos pelas equações de Maxwell, e que caracterizam esses dois campos possuem um valor definido para cada ponto no espaço e tempo. As equações de Maxwell num meio simples, cujas propriedades eletromagnéticas podem ser sintetizadas nas constantes ϵ e μ , são:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad 2.1$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \quad 2.2$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad 2.3$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad 2.4$$

onde ρ e \vec{j} são, respectivamente, as densidades de carga que não são de polarização, e correntes que transportam cargas macroscopicamente.

Maxwell, foi o primeiro a examinar as quatro equações ao mesmo tempo e perceber que era necessário uma correção na lei de Ampère: alterações no campo elétrico atuam como correntes elétricas, produzindo campos magnéticos. Além disso, Maxwell mostrou que as quatro equações predizem ondas de campos magnéticos e elétricos oscilantes que viajam através do espaço vazio na velocidade que poderia ser prevista de simples experiências elétricas. Utilizando-se dos dados disponíveis na época, Maxwell obteve a velocidade de 310.740 km/s .

Das equações de Maxwell se obtêm equações de onda:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}$$

ou, usando $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$,

$$\nabla^2 \vec{D} - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}$$

que mostra que se tem uma onda com velocidade de propagação dada por:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

De forma análoga podemos obter que:

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0$$

Por outro lado, a cor que percebemos ao olharmos um dado objeto depende do comprimento de onda da luz que nos chega deste objeto. Assim, um feixe luminoso de comprimento de onda próximo de $0,8\mu m$ pareceria com a cor vermelha. Se o comprimento de onda for próximo de $0,5\mu m$, a cor será amarela, e próximo de $0,4\mu m$, violeta.

Desde o século XIX, os físicos sabiam da existência de toda uma gama de radiações invisíveis aos nossos olhos. Assim, no início do século passado, quando William Herschel estudava o

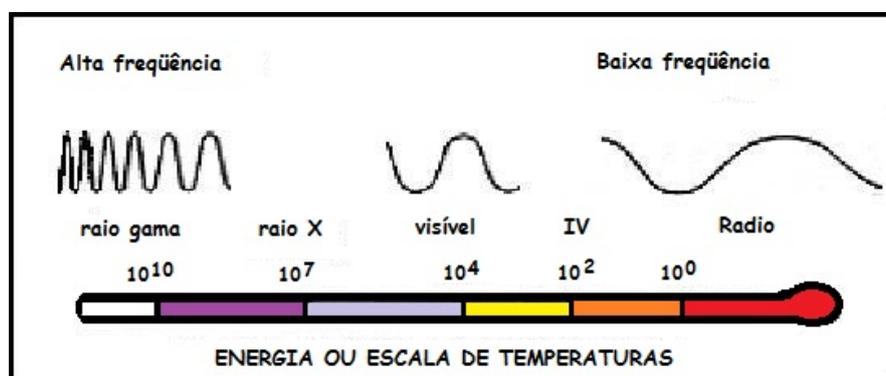


Figura 2.5: Regiões do espectro eletromagnético.

espectro da luz solar com a ajuda de um prisma e de um termômetro, verificou um aumento de temperatura ao medi-la na região do espectro para além da banda vermelha do espectro visível. Herschel acabava de descobrir uma forma de radiação invisível aos nossos olhos. Esta radiação, denominada infravermelha, é bem conhecida em nossos dias. Ela é utilizada nos telecomandos e nos sistemas de detecção de calor e cobre um domínio do espectro superior à janela da luz visível.



Figura 2.6: À esquerda, o *Herschel Space Observatory*, telescópio espacial que estudará o Universo no infra-vermelho longínquo e na parte sub-milimétrica do espectro. Ao centro e à direita, a constelação de Orion, vista no infra-vermelho (The European Space Agency's Herschel Space Observatory)

Para comprimentos de onda ainda maiores, encontramos o domínio das ondas rádio, descobertas por Heinrich Hertz em 1888. Estas ondas são conhecidas por permitirem a difusão dos programas de rádio e de televisão, as comunicações com os satélites e também a utilização dos fornos de microondas.

Existem outras radiações para comprimentos de onda inferiores às da luz visível. As ondas de comprimento entre $0,01$ e $0,4\mu\text{m}$ são denominadas radiação ultravioleta, conhecida por seus efeitos cancerígenos para a pele. Além dessas, encontramos os perigosos raios X, utilizados para observar o interior do corpo humano, e os letais raios γ , produzidos, por exemplo, quando das reações nucleares.

A Tab. 2.2, a seguir, fornece os comprimentos de onda, as frequências e as energias aproximadas para determinadas regiões do espectro eletromagnético.

Tabela 2.2 Espectro da radiação eletromagnética.

Região	Comprimento de onda (Å)	Comprimento de onda (cm)	Frequência (Hz)	Energia (eV)
Rádio	$> 10^9$	> 10	$< 3 \times 10^9$	$< 10^{-5}$
Microondas	$10^9 - 10^6$	$10 - 0,01$	$3 \times 10^9 - 3 \times 10^{12}$	$10^{-5} - 0,01$
Infravermelho	$10^6 - 7000$	$0,01 - 7 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{12} - 4,3 \times 10^{14}$	$0,01 - 2$
Visível	$7000 - 4000$	$7 \times 10^{-5} - 4 \times 10^{-5}$	$4,3 \times 10^{14} - 7,5 \times 10^{14}$	$2 - 3$
Ultravioleta	$4000 - 10$	$4 \times 10^{-5} - 10^{-7}$	$7,5 \times 10^{14} - 3 \times 10^{17}$	$3 - 10^3$
Raios X	$10 - 0,1$	$10^{-7} - 10^{-9}$	$3 \times 10^{17} - 3 \times 10^{19}$	$10^3 - 10^5$
Raios γ	$< 0,1$	$< 10^{-9}$	$> 3 \times 10^{19}$	$> 10^5$

A notação eV (“eletron-volts”) é usualmente utilizada como unidade de medida de energia na física atômica ($1eV = 1,602 \times 10^{-19} J$).

2.1 Os outros comprimentos de onda

A radioastronomia se desenvolveu logo após a 2ª Guerra Mundial porque as observações podiam ser realizadas, a partir do solo, da mesma forma que aquelas da faixa do visível. Isto não é o caso para as outras regiões do espectro eletromagnético, como o infravermelho, o ultravioleta, os raios X e γ . Das componentes da atmosfera, em especial o vapor de água, o gás carbônico e o ozônio, absorvem as ondas eletromagnéticas nestes diferentes domínios impedindo que atinjam a superfície terrestre. O único meio para estudar o céu nestes comprimentos de onda é por intermédio de instrumentos lançados a grandes altitudes e a bordo de balões, aviões ou, ainda melhor, de satélites em órbitas ao redor da Terra.

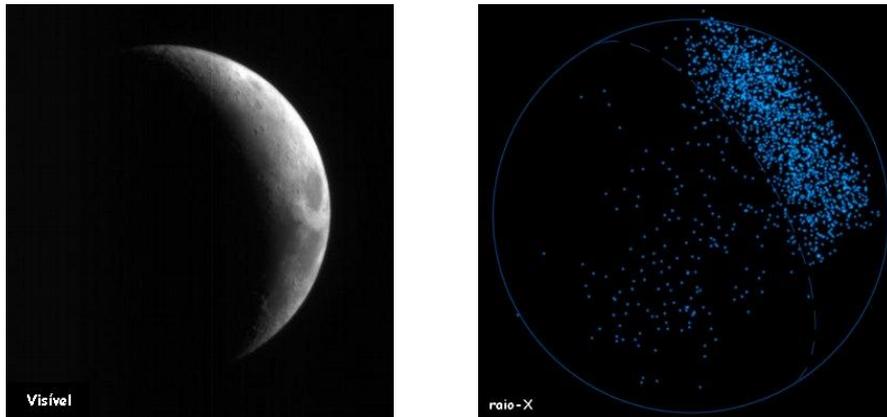


Figura 2.7: Imagens da Lua observadas nos comprimentos de onda visível e em raios-X tomadas pelo satélite *Chandra* (Photo by NASA/CXC/SAO/J.Drake et al.)

2.1.1 As ondas rádio

O primeiro domínio de comprimento de onda não visível a ser explorado foi o das ondas rádio. Algumas observações foram realizadas por pioneiros a partir de 1930. Entretanto, foi somente após a segunda guerra mundial que a radioastronomia desenvolveu-se verdadeiramente. Nos anos 60, do século XX, uma descoberta estarrecedora foi feita acidentalmente. Dois dos cientistas dos laboratórios Bells detectaram um sinal com uma antena especial com baixo ruído. O estranho sobre este sinal é que ele era proveniente de todas as direções e não parecia variar muito de intensidade. Se esta estática fosse um sinal originado na Terra, como as transmissões de rádio de uma torre de controle de um aeroporto, viria somente de um ponto, e não independente da direção. Os cientistas concluíram de pronto que tinham descoberto a radiação de fundo. Esta radiação, que se distribui por todo o universo, se acredita ter sido produzida quando de sua origem, o que corrobora com o modelo mais aceito para a origem do universo (O Big Bang).

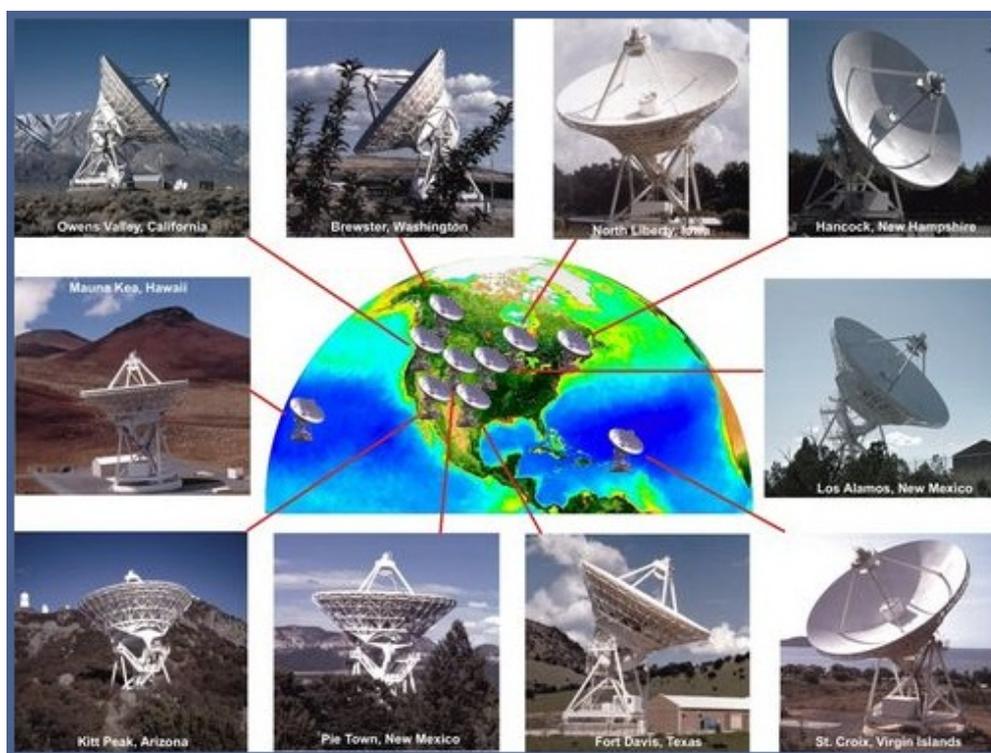


Figura 2.8: Conjunto de antenas espalhadas em diferentes lugares que constitui-se o que chamamos de VLBA.

A partir daí esta técnica passou a representar uma das mais importantes da astronomia moderna. Em especial, tem permitido descobrir alguns dos objetos mais interessantes do Universo, como pulsares, rádio galáxias e quasares. Abriu também os caminhos para o estudo dos diferentes tipos de nuvens de hidrogênio espalhadas pelo meio interestelar, além dos locais (berçários) onde as estrelas nascem. Em relação aos outros comprimentos de onda, as rádio distinguem-se por ser de grande comprimento. Por esta razão, é necessário recorrer a grandes antenas chamadas de radiotelescópios (Fig. 2.8).

2.1.2 O infravermelho

A luz infravermelha se encontra entre o visível e a radiação microonda no espectro eletromagnético. Varia em uma escala de comprimento de onda, como a luz visível, que vai da luz vermelha à violeta. O infravermelho “próximo” tem comprimento de onda logo após ao visível, enquanto que o “distante” tem comprimento de onda com valores próximos da radiação microonda. Para efeito de visualização, o infravermelho “distante” tem comprimento de onda correspondente ao tamanho de uma cabeça do alfinete, enquanto que o “próximo” do tamanho de uma célula vista em microscópios. As ondas infravermelho “distante” são térmicas: em outras palavras, nós experimentamos este tipo da radiação todos os dias na forma de calor. O calor que nós sentimos da luz solar, que emana de uma fogueira ou de um aquecedor doméstico são exemplos da radiação infravermelha. As terminações nervosas em nossa pele que são sensíveis ao calor podem detectar as diferenças de temperaturas entre um objeto e a do meio ambiente.

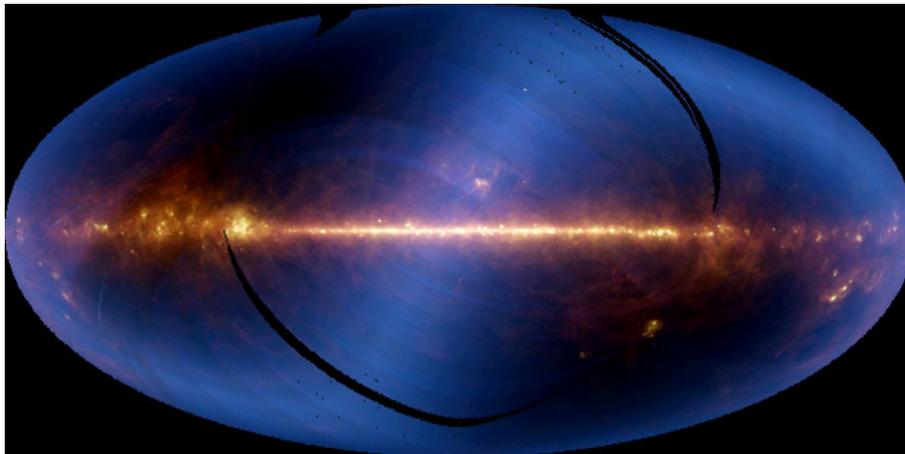


Figura 2.9: Imagem infravermelha da Galáxia.

Como a fonte principal da radiação infravermelha é a radiação térmica, todo objeto a uma dada temperatura emite no infravermelho. Mesmo aqueles mais frios, como um cubo de gelo. Quando um objeto não está quente o suficiente para irradiar no visível emitirá a maior parte de sua energia no infravermelho. Por exemplo, o carvão resultado de um pedaço de lenha quente não pode emitir luz, mas emite sua radiação no infravermelho.

Os instrumentos a bordo de satélites podem realizar medidas e imagens dos corpos celestes em comprimento de onda inacessível do solo, trazendo informação interessantes que complementam aquelas no visível ou rádio de solo. Uma das interessantes imagens tomadas pelo satélite IRAS (Infrared Astronomical Satellite) é a que mostra o centro de nossa galáxia. O característico “S”, de forma esfumada da imagem da Figura 2.9 é definido pelo calor emitido pela poeira existente no plano do sistema solar. O telescópio, de 57 centímetros de diâmetro, revolucionou em 10 meses todos os domínios da astronomia. Realizou em particular um mapa completo do céu, descobriu vários cometas, observou nuvens de poeira interestelares, detectou discos de poeira ao redor de várias estrelas e colocou em evidência um novo tipo de galáxia. Foi precisamente a identificação de uma classe de galáxias “ultraluminosas” no infravermelho que mostrou que muitas destas galáxias apresentam uma formação de estrelas muito intensa (são galáxias de “starburst”) possivelmente surgida da colisão entre galáxias num passado recente.

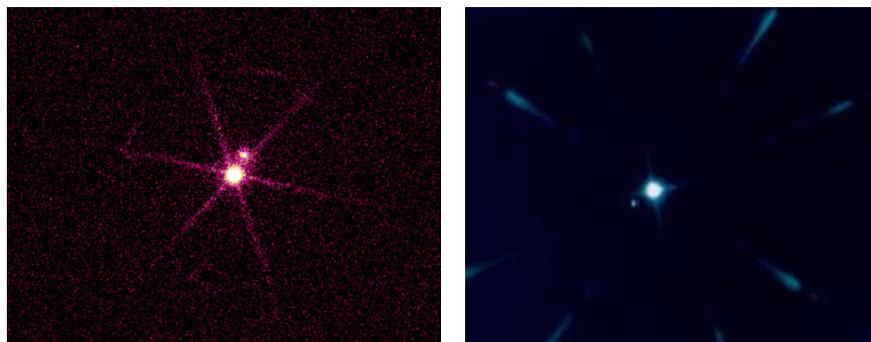


Figura 2.10: (E) Sirius A e B situadas a 8,6 anos luz da Terra, observada em raios X pelo satélite Chandra. Sirius B é o objeto mais luminoso na figura devido a sua superfície, aquecida à uma temperatura de 25.000 graus, fazendo com que emita intensamente em raios X. (D) A estrela mais brilhante nesta figura é Sirius A, estrela mais brilhante do céu em luz visível, que é menos brilhante quando vista em raio X (*Chandra X-ray Observatory - NASA*).

Em 1995, a Agência Espacial Européia (ESA) lançou o seu próprio satélite infravermelho, ISO (Infrared Space Observatory), que por um período de observação de dois anos e meio foi capaz de detectar a radiação infravermelha em comprimentos de onda compreendidos entre 2, 5 e 240 microns, com uma sensibilidade e uma resolução angular bem superiores a do IRAS. Foram realizadas observação em numerosas regiões de formação estelar próximas, e mesmo de galáxias remotas. Foi assim que se descobriu a existência de vapor de água em Titã (maior satélite de Saturno), e a detecção da presença de água por todo Universo.

2.1.3 O ultravioleta

Os primeiros satélites de observação no ultravioleta foram lançados nos anos 1960 e 1970. O mais importante dentre eles foi o satélite IUE (“International Ultraviolet Explorer”) que, lançado em 1978, funcionou durante 18 anos. Com um telescópio de 45 centímetros o IUE realizou uma missão observacional extraordinária. Seus alvos foram em especial as estrelas quentes e as suas ejeções de gases, bem como o meio interestelar e quasares. Para explorar a região do ultravioleta remoto, perto da fronteira com os raios X, os americanos lançaram o satélite EUVE (“Extreme-Ultraviolet Explorer”) que observou o céu de 1992 até 2001. Este satélite pôde estabelecer um mapa do céu tendo detectado a primeira fonte extra-galáctica neste domínio além de estudar estrelas particulares como as anãs brancas.

2.1.4 Os raios X

No domínio dos raios X, o primeiro satélite foi o Uhuru (Uhuru: “Freedom- é o apelido para o “Small Astronomy Satellite-1”) originalmente nomeado de “X-Ray Explorer”. Este apelido foi escolhido porque o satélite foi lançado de San Marco, na costa do Quênia, no dia de sua independência - a palavra “uhuru” que em Swahili significa liberdade. Lançado em 1970, estabelece um mapa do céu e detecta numerosas fontes brilhantes. Nos fins dos anos 1970, três satélites da série HEAO (“High Energy Astronomical Observatories”) retomaram este trabalho com mais profundidade e detectaram perto de 10.000 fontes de raios X. O estudo destas últimas mostrou tratar-se principalmente de estrelas duplas, de resíduos de supernovas ou de aglomerados de

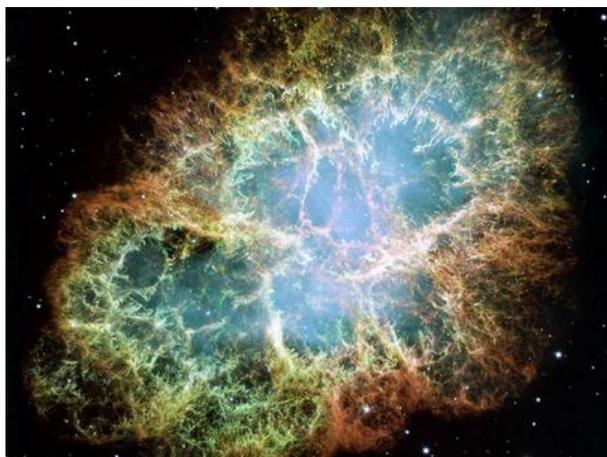


Figura 2.11: Nebulosa do caranguejo (Messier 1) situada à 6000 anos luz. Trata-se dos resíduos da explosão de uma supernova observada em 1054. No centro encontra-se uma estrela de nêutrons que gira com uma frequência de 30 vezes por segundo (Credito: NASA, ESA, J. Hester. A Loll - ASU).

galáxias. Outros satélites continuaram este tipo de observação, em especial o europeu EXOSAT (“European X-Ray Observatory Satellite”) e o alemão ROSAT (“Roentgen Satellite”), lançados respectivamente em 1983 e 1990, e mais recentemente o americano Chandra (“Chandra X-ray Observatory”) e o europeu XMM-Newton (“X-ray Multi-Mirror”) ambos lançados em 1999.

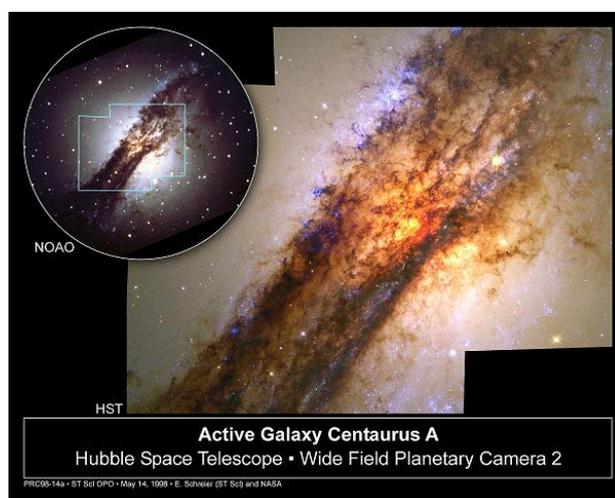


Figura 2.12: Aglomerados de estrelas azuis, gigantescas nuvens de gás incandescente e faixas de poeira escura circundando a região central da galáxia ativa Centaurus A.

A figura 2.12 é um mosaico de imagens obtidas pelo Telescópio Espacial Hubble tomadas no comprimento de onda do azul ao infravermelho e processadas para apresentar uma imagen de cor natural deste turbilhão cósmico. Imagens do Hubble, no infravermelho, têm revelado que escondido no centro desta turbulenta região ativa é o que parece ser discos de matéria espiralada em buraco negro com um bilhão de vezes a massa do Sol. Centaurus A é, aparentemente o

resultado de uma colisão de duas galáxias e os restos dessa colisão estão constantemente sendo consumidos pelo buraco negro. Acredita-se que o buraco negro central gera ondas de rádio, raios-X e raios γ que são irradiadas pela Centaurus A e outras galáxias ativas. A galáxia ativa Centaurus A, que está a uma distância de 10 milhões de anos-luz representa um laboratório interessante para explorar essas potentes fontes de energia.

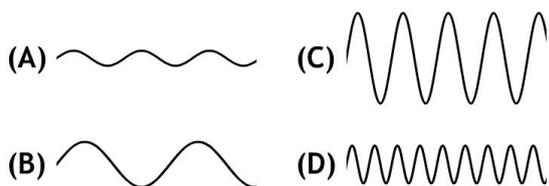
2.1.5 Os raios γ

A astronomia de raios γ , se ocupa dos fenômenos mais violentos do universo que são produzidos ao redor de pulsares, no meio interestelar, nos centros das galáxias ou em quasares. Os primeiros satélites neste domínio foram lançados no final de 1960. Os principais satélites foram o europeu COS-B (“Cosmic Ray Satellite”) lançado em 1975, o franco-russo GRANAT (“Granat X-ray and gamma-ray observatory”) em 1989 e o americano Compton GRO (“Compton Gamma Ray Observatory”) em 1991. A missão mais importante atualmente é a do satélite Integral (“INTERNATIONAL Gamma Ray Astrophysics Laboratory”) da agência espacial européia lançado em 2002.

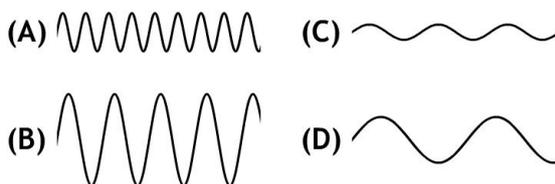
Além dos satélites colocados em órbita para missões em todos os comprimentos de onda, a segunda parte do século XX foi marcada pela exploração do sistema solar com a ajuda de sondas espaciais automáticas, e pelos primeiros passos do homem sobre a Lua.

2.2 Exercícios

1ª **Questão.** Qual das ondas representadas pelas figuras abaixo tem o menor comprimento de onda?



2ª **Questão.** Qual das ondas representadas pelas figuras abaixo tem a maior amplitude?



3ª **Questão.** O comprimento de onda das ondas rádio é do tamanho aproximado de

- um núcleo atômico
- uma pequena bactéria
- uma ponta de dedo
- um prédio de apartamentos

4ª **Questão.** Qual a porção do espectro eletromagnético que penetra na atmosfera terrestre?

- a) todos os comprimentos de onda
- b) somente a do visível
- c) o visível, parte do infravermelho e parte das ondas rádio.

5ª **Questão.** Ondas luminosas diferem fundamentalmente das ondas sonoras ou das do mar porque:

- a) não requer um meio material para se propagar
- b) tem vários comprimentos de onda
- c) não se desloca instantaneamente de um lugar para outro
- d) sua amplitude não se altera

6ª **Questão.** Qual dos seguintes tipos de luz visível tem maior energia?

- a) vermelho
- b) laranja
- c) azul
- d) violeta

7ª **Questão.** Comparada com a luz visível, as microondas têm

- a) velocidade de propagação menor
- b) fótons de energia maior
- c) frequência menor
- d) comprimento de onda igual

8ª **Questão.** Com respeito a radiação eletromagnética podemos afirmar que:

- a) a luz, ondas rádio e raios γ não são formas de radiação
- b) o som é uma forma familiar de onda eletromagnética
- c) uma onda eletromagnética não pode viajar através do vácuo
- d) todas as ondas eletromagnéticas se propagam com a mesma velocidade, a velocidade da luz.

9ª **Questão.** Ainda com respeito a propagação de uma onda eletromagnética, que

- a) a luz visível representa a maior parte do espectro eletromagnético
- b) a luz ultravioleta tem o menor comprimento de onda de todas as ondas eletromagnéticas
- c) o espectro visível é limitado entre 400 nm a 700 nm em comprimento de onda
- d) o comprimento de onda é a distância entre o máximo e o mínimo de uma radiação

10ª **Questão.** As ondas eletromagnéticas são muitas vezes distintas das ondas mecânicas. A diferença se baseia no fato de que ondas eletromagnéticas

- a) podem viajar através de materiais e ondas mecânicas não pode
- b) variam em uma escala de frequências e ondas mecânicas existem em apenas uma determinada frequência
- c) podem viajar através do vácuo enquanto ondas mecânicas não podem
- d) têm uma velocidade infinita e as ondas mecânicas uma velocidade finita

11ª **Questão.** Considere o espectro eletromagnético: que região do espectro tem a maior frequência

- a) o da radiação infravermelha
- b) a das ondas rádio
- c) a da radiação γ

12^a **Questão.** Ainda considerando o espectro eletromagnético, que região tem o maior comprimento de onda?

- a) a da radiação γ
- b) a das ondas rádio
- c) a da região ultravioleta

13^a **Questão.** Que região do espectro eletromagnético vai se propagar com a velocidade mais rápida?

- a) a das radiações microondas
- b) as ondas rádio
- c) todas as radiações se propagam com a mesma velocidade

14^a **Questão.** Qual é a cor do espectro da luz visível que tem a maior frequência?

- a) violeta
- b) azul
- c) amarela

15^a **Questão.** Qual é a cor do espectro da luz visível que tem o maior comprimento de onda?

- a) violeta
- b) vermelha
- c) azul

16^a **Questão.** Qual é o comprimento de onda de uma onda eletromagnético?

- a) não existe comprimento de onda - é apenas uma onda
- b) existe todo um espectro de comprimentos de onda possíveis
- c) quatro centímetros

17^a **Questão.** Qual das propostas abaixo NÃO é uma onda eletromagnética?

- a) a luz visível
- b) as ondas de rádio
- c) as ondas ultra-sônicas.

18^a **Questão.** Comparando-se as ondas rádio e a luz visível podemos afirmar que:

- a) ambas são ondas eletromagnéticas
- b) ambas são interrompidas por um vidro colorido
- c) são coisas completamente diferentes

Capítulo 3

O *Sputnik I* e o Início da Era Espacial

A história mudou no dia 4 de outubro de 1957. Às 19:12 horas a União Soviética lançou com sucesso o seu *Sputnik I*. O primeiro satélite artificial do mundo que tinha o tamanho de uma bola de basquetebol, pesava 83,6 quilos, e levava aproximadamente 98 minutos para orbitar a Terra em uma trajetória elíptica. Aquele lançamento iniciou uma nova política militar com novos desenvolvimentos tecnológicos e científicos. O lançamento do *Sputnik* foi um evento único pois marcou o começo da era espacial dos Russos e Americanos.



Figura 3.1: A órbita do satélite se manteve por 92 dias até 4 de janeiro de 1958, depois de ter completado aproximadamente 1400 órbitas ao redor da Terra e ter percorrido uma distância de 70 milhões de quilômetros.

A história na verdade começou em 1952, quando a União dos Conselhos Científicos Internacionais decidiram consagrar o período de 1 de julho de 1957 até 31 de dezembro de 1958, como o Ano Geofísico Internacional (IGY). Face a necessidade de se estudar o Sol, que nesta época estaria em um período de máxima atividade, em outubro de 1954 o conselho adotou uma resolução que previa o lançamento de satélites artificiais durante o IGY para estudar em detalhes a superfície da Terra.

Em julho de 1955, a Casa Branca confirmou o lançamento de um satélite em órbita terrestre para o período do IGY e solicitou que as diversas agências governamentais de pesquisa fizessem propostas para esse empreendimento. Em setembro de 1955 a proposta do Laboratório Naval de Pesquisas foi escolhida para representar os Estados Unidos durante o evento. No entanto, o lançamento em 1957 da nave russa *Sputnik I* mudou o rumo dos acontecimentos, pois com uma tal realização técnica, esse feito monopolizou a atenção mundial e em especial o público

americano. O tamanho da nave era muitas vezes maior daquela que os americanos pretendiam lançar, que se resumia a um artefato de 1,5 quilos. Além disso, o público americano temia que o sucesso obtido pelo soviéticos no lançamento de seu satélite também se traduzisse na capacidade de lançar projéteis balísticos que poderiam levar armas nucleares da Europa até os Estados Unidos. A façanha dos soviéticos não parou por aí pois em 3 de novembro lançaram o *Sputnik II* levando uma carga ainda maior, que incluía uma cachorra que ficou conhecida como Laika. Imediatamente após o lançamento do *Sputnik I*, em outubro, o Departamento de Defesa norte-

Tabela 3.1. Cronologia dos Sputnik/ Vanguard/Explorer (Eventos 1957-58).

Ano	Dia e Mês	País	Satélite	Nota
1957	04 de Outubro	URSS	Sputnik I (83,6kg)	inerte
	03 de Novembro	URSS	Sputnik II (508,3 kg)	1 ^o ser vivo
	06 de Dezembro	USA	Vanguard TV-3	explode no lançamento
1958	31 de Janeiro	USA	Explorer 1 (14kg)	cinturão de Van Allen
	03 de Fevereiro	URSS	Sputnik III	1 ^a tentativa falha
	05 de Fevereiro	USA	Vanguard	2 ^a tentativa falha
	05 de Março	USA	Explorer	não atinge a órbita
	17 de Março	USA	Vanguard 1 (1,47kg)	estabelece a forma da Terra
	26 de Março	USA	Explorer 3	mede a radiação e recolhe micrometeoróides
	28 de Abril	USA	Vanguard	3 ^a falha de lançamento
	15 de Maio	URSS	Sputnik 3	falha no gravador de dados
	27 de Maio	USA	Vanguard	4 ^a falha no lançamento
	26 de Junho	USA	Vanguard	5 ^a falha
	26 de Julho	USA	Explorer 4	Cinturão de Van Allen
	24 de Agosto	USA	Explorer 5	não atinge a órbita
	26 de Setembro	USA	Vanguard	6 ^a falha

americano respondeu ao clamor político do povo americano aprovando uma verba no orçamento para um novo projeto, pois a primeira tentativa americana de lançar um satélite, o *Vanguard*, em dezembro de 1957 malogrou; pois o mesmo explodiu na plataforma de lançamento no dia 6¹. Como a ajuda de *Wernher von Braun*, os americanos começaram a trabalhar em um novo projeto.

O primeiro bem sucedido lançamento americano foi em 31 de janeiro de 1958 do satélite *Explorer*. Este satélite levou uma carga constituída de instrumentos científicos que permitiu a descoberta do cinturão de radiação magnética, ao redor da Terra, denominada de cinturão de Van Allen em homenagem ao seu principal investigador *James Van Allen*. O programa Explorer continuou com uma série de veículos espaciais leves mas cientificamente úteis.

Uma das consequências do lançamento do Sputnik foi a criação da Administração Aeronáutica Nacional e do Espaço (NASA), no dia 1 de outubro de 1958.

¹Em janeiro de 1957 o Brasil assina um acordo com os EUA permitindo a instalação de uma base norte-americana de rastreamento de foguetes em Fernando de Noronha



Figura 3.2: James Van Allen (criador do satélite), William Pickering (diretor do Jet Propulsion Laboratory) e Wernher von Braun comemoram o sucesso do lançamento do satélite Explorer 1 (*Jet Propulsion Laboratory - JPL History*).

3.1 O Ano Geofísico Internacional

Seguindo a sugestão de *Lloyd Viel Berkner* físico e engenheiro americano que se notabilizou como sendo a primeira pessoa a medir a altura e a densidade da ionosfera, o Ano Geofísico Internacional (IGY) deveria ter um programa que incluía investigações da aurora e arco-iris, raios cósmicos, geomagnetismo, glaciologia, estudos da gravidade e da ionosfera, assim como as determinações das longitudes e latitudes. Contemplaria também estudos meteorológicos e oceanográficos, de sismologia e atividade solar, além da atmosfera superior. Com relação a pesquisa da atmosfera superior, o EUA desenvolveu um programa de monitoramento por satélite.

O Ano Geofísico foi um esforço científico internacional. Além dos satélites Russo e Americano, outras realizações significantes incluíram a descoberta do cinturão de Van Allen e a descoberta de cumes submarinos que confirmaram a existência das placas tectônicas. Desejava-se também especular sobre a influência dos períodos de atividade solar no clima da Terra. A supremacia espacial ensejou em um curto período de tempo o lançamento de vários satélites que permitiram desenvolver nosso conhecimento nessa área.

Em 1957 no Observatório de São Paulo, o Prof. Dr. Abrahão de Moraes liderando uma equipe de pesquisadores da Universidade São Paulo, registrou os sinais das passagens do Sputnik II pela cidade de São Paulo. Tais dados permitiram que o Prof. Abrahão calculasse os efeitos dos principais termos do potencial da Terra. Esses resultados sobre a Teoria do Movimento dos Satélites Artificiais da Terra foram publicados em 1958 nos Anais da Academia Brasileira de Ciências.

Capítulo 4

A natureza corpuscular da luz: os fótons

No início do século XVIII, Newton propôs uma teoria corpuscular para a luz, mas foi só a partir do fim do século XIX que ela começou a ser considerada como tal.

Luz não é nem uma partícula nem uma onda, mas pode se manifestar como um ou outro modo! Este comportamento aparentemente paradoxal explica fenômenos tais como o efeito fotoelétrico¹, o espalhamento Compton, e a radiação do corpo negro². Além disso, a interação da luz com os átomos e moléculas só é compreensível se a energia eletromagnética se propagar na forma de pacotes discretos que chamamos de fótons ou quantum.

A energia de um quantum de luz (E) é proporcional à sua frequência:

$$E = h\nu \tag{4.1}$$

Nós podemos grosseiramente imaginar uma onda de luz de comprimento λ e frequência ν como composta de muitos quanta, cada um com a energia dada pela equação (4.1).

4.1 A lei de Planck

A lei de Planck fornece a intensidade da radiação de um corpo negro como uma função da frequência (ou comprimento de onda) a uma dada temperatura T . Todo corpo negro aquecido a uma determinada temperatura emite radiação térmica com o mesmo espectro, como requerido pelas leis da física clássica que regem o equilíbrio térmico. Entretanto, a distribuição da intensidade de radiação do corpo negro como função do comprimento de onda não pode ser prevista usando-se a física clássica. Este fato foi a primeira motivação para o desenvolvimento da mecânica quântica.

Seja $v_\nu(\Omega)$ a densidade de energia por unidade de ângulo sólido de forma que

$$dE = v_\nu(\Omega)dVd\nu \tag{4.1.1}$$

¹O efeito fotoelétrico é a emissão de elétrons pela matéria quando da absorção da radiação eletromagnética, como a radiação ultravioleta ou os raios-X.

²Em física, um corpo negro é um objeto que absorve toda radiação eletromagnética que incide sobre si. Nenhuma radiação é refletida, contudo ele irradia todos os comprimentos de onda.

então o corpo negro irradia a uma frequência ν e com densidade de energia espectral

$$v_\nu(\Omega) = \frac{2h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad 4.1.2$$

onde h é a constante de Planck³, c é a velocidade da luz, e k é a constante de Boltzmann⁴.

O fluxo de energia por uma determinada superfície é dado por:

$$dE = v_\nu(\Omega) dA c dt d\Omega d\nu \quad 4.1.3$$

$$= I_\nu dA dt d\Omega d\nu \quad 4.1.4$$

onde I_ν é chamada de intensidade específica, que é definida por:

$$I_\nu = \frac{dI}{d\nu}$$

que no sistema *MKS* é dada em $J s^{-1} m^{-2} ster^{-1} Hz^{-1}$ (energia por unidade de tempo, por área, por ângulo sólido e por intervalo de frequência).

Em estado estacionário

$$J_\nu - K_\nu I_\nu = 0$$

onde J_ν é a densidade de emissividade e K_ν o coeficiente de extinção.

Resolvendo-se, temos:

$$I_\nu = \frac{J_\nu}{K_\nu} = B_\nu$$

Então

$$v_\nu(\Omega) = \frac{I_\nu}{c}$$

assim a intensidade de radiação de Planck $B_\nu(T) = I_\nu$ é dada por

$$B_\nu(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad 4.1.5$$

que é conhecida como a lei de Planck.

Para expressar a lei de Planck em comprimento de onda, basta utilizar a relação $\nu = c/\lambda$ para obter

$$B_\lambda d\lambda = B_\nu d\nu = B_\nu \left| d\left(\frac{c}{\lambda}\right) \right| = \frac{c}{\lambda^2} B_\nu d\lambda$$

assim

$$B_\lambda(T) = I_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad 4.1.6$$

A lei que dá o fluxo total de energia Φ emitido por um corpo negro a temperatura T pode ser calculada como:

$$\begin{aligned} \Phi &= \pi \int_0^\infty B_\lambda d\lambda \\ &= \pi \int_0^\infty \frac{2c^2 h}{\lambda^5 [e^{hc/\lambda kT} - 1]} d\lambda \end{aligned}$$

³ $h = 6,6262 \times 10^{-27} \text{ erg.s} = 6,6262 \times 10^{-34} \text{ J.s}$

⁴ $k = 1.38062 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

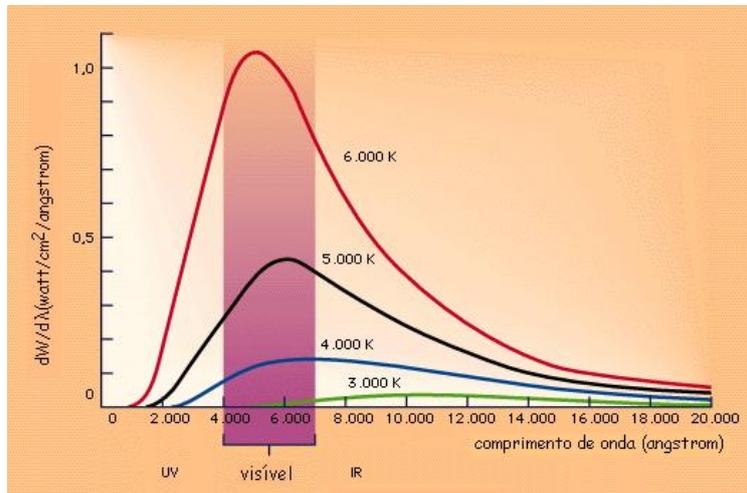


Figura 4.1: Curva da distribuição da intensidade de energia de um corpo negro.

$$= 2\pi c^2 h \int_0^\infty \frac{1}{\lambda^5 [e^{hc/\lambda kT} - 1]} d\lambda$$

onde B_λ é a lei de Planck, c é a velocidade da luz, h a constante de Planck, k é a constante de Boltzmann e o fator π converte a intensidade de radiação por ângulo sólido em intensidade total pela equação $\Phi = \pi B$, que dá o fluxo Φ em uma superfície de brilho uniforme B . Calculando-se a integral, seja:

$$v = \frac{hc}{\lambda kT}$$

$$\lambda = \frac{hc}{v kT}$$

$$d\lambda = -\frac{hc}{v^2 kT} dv$$

então:

$$\begin{aligned} \Phi &= 2\pi c^2 h \int_\infty^0 \frac{-\frac{hc}{v^2 kT}}{\left(\frac{hc}{v kT}\right)^5 (e^v - 1)} dv \\ &= 2\pi c^2 h \left(\frac{kT}{hc}\right)^4 \int_\infty^0 \frac{v^3}{e^v - 1} dv \end{aligned}$$

a qual, da definição da função ζ de Riemann

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{2\pi c^2 h k^4 T^4}{h^4 c^4} \zeta(4) \Gamma(4) = \frac{2\pi k^4 T^4}{h^3 c^2} \frac{\pi^4}{90} 3! \\ &= \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} T^4 \\ \Phi &= \sigma T^4 \quad (Jm^{-2}s^{-1}) \text{ no sistema MKS} \end{aligned}$$

onde σ é a constante de Stefan- Boltzmann⁵.

⁵ $\sigma = 5.669 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$

4.2 Lei de Wien

Nosso estudo começa pelo parâmetro mais importante, a temperatura. Imaginem por exemplo o caso de um metal que se aquece. No início, quando o metal está a algumas centenas de graus celsius, nada é perceptível a olho nu. No entanto, é possível sentir seu calor colocando as mãos nas suas proximidades. Esta sensação traduz o fato do metal irradiar uma “luz” infravermelha que aquece a mão, mas que não é visível. Quando a temperatura aumenta, o metal põe-se pouco a pouco a brilhar ficando incandescente. A sua cor se altera gradualmente, passando do vermelho à cor alaranjada e depois amarelada. A luz que provém do corpo depende, portanto da sua temperatura. A algumas centenas de graus Kelvin, o metal emite no infravermelho, a $3000K$, ele irradia principalmente no vermelho e a $6000K$ no amarelo.

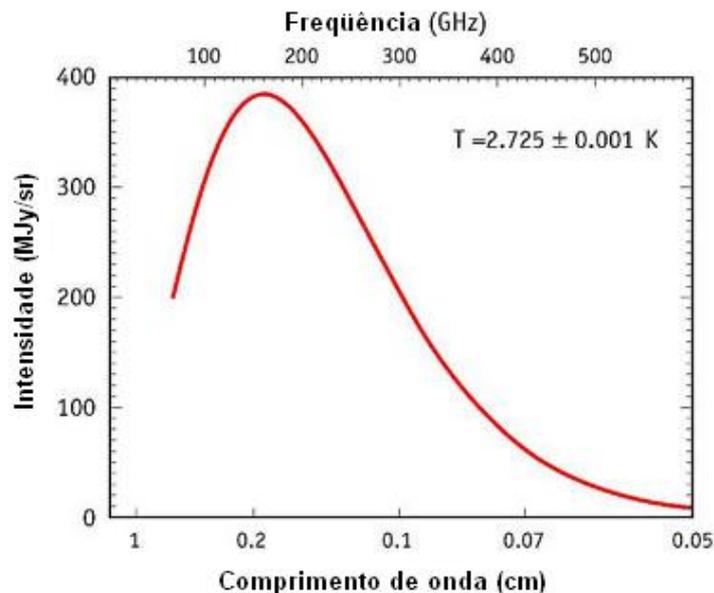


Figura 4.2: Um exemplo de espectro de corpo negro com uma temperatura de $2,725K$.

O estudo do espectro de um corpo nos permite, como para o metal, determinar a sua temperatura. Assim, como a superfície do Sol parece amarela, podemos dizer que a sua temperatura superficial é de aproximadamente $6000K$. A relação entre temperatura e o comprimento de onda correspondente a emissão máxima foi estabelecida em 1893 por *Wilhelm Wien*.

A lei de Wien fornece a frequência (ou comprimento de onda) para a qual a curva de corpo negro tem o máximo de intensidade específica. Tomando-se a derivada com respeito a frequência ν o valor máximo da intensidade específica é dada por:

$$\frac{d}{d\nu} \left\{ \frac{2\pi\nu^3 h}{c^2(e^{h\nu/kT} - 1)} \right\} = 0 \implies$$

$$\lambda_{max}T = 2,898 \times 10^{-3} (\text{mK}) \quad (\text{Lei de Wien}) \quad 4.2.1$$

Ela não se aplica a todos os corpos, mas unicamente a uma classe de objetos teóricos e perfeitos chamados de corpo negro. Felizmente para nós, as estrelas se encontram entre os tipos



Figura 4.3: A nebulosa da cabeça de cavalo está situada a 1400 anos luz. Trata-se de uma região HII de gás ionizado chamada CI 434. A zona sombreada é uma nuvem de poeira chamada Barnard 33.

de objetos que têm um comportamento muito semelhante a do corpo negro. O estudo do seu espectro nos permite, seguindo esse conceito, determinar a sua temperatura.

De um modo geral, os objetos sólidos, líquidos e os gases densos emitem uma radiação contínua que obedece relativamente bem a lei de Wien. Assim, por exemplo, uma nuvem interestelar fria de gases e poeira irradia no infravermelho, o Sol emite, sobretudo na parte amarela do espectro visível e o gás de um aglomerado de galáxias, aquecido à vários milhões de graus, produz principalmente raios X. Para todos os casos, é a observação do espectro destes objetos que tem permitido determinar a sua temperatura.

4.3 Leis da radiação: (resumo)

As características das interações da radiação eletromagnética com a matéria são resumidas nas denominadas leis da radiação. Estas se aplicam quando o corpo que irradia é denominado na física como um corpo negro. Geralmente um corpo é assim considerado quando sua interação com o meio ambiente pode ser considerado em estado de equilíbrio. Embora as estrelas não satisfaçam essa condição, uma boa aproximação é considerá-la como tal.

A primeira lei é a de Planck que dá a intensidade da radiação emitida por unidade de área e por ângulo sólido como uma função do comprimento de onda para uma dada temperatura. Ela é expressa, como vimos no parágrafo 4.1 pelas equações 4.1.5 ou 4.1.6:

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad \text{ou} \quad B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad 4.3.1$$

em função da frequência (ν) ou do comprimento de onda (λ), respectivamente.

O comportamento destas equações está ilustrado na Fig. 4.4. A Lei de Planck fornece o espectro da distribuição da intensidade de energia em função do comprimento de onda cujo valor

Tabela 4.3.1 Temperatura de Corpo Negro ($1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19}\text{J}$).

Região	Comprimento de Onda (cm)	Energia (eV)	Temperatura Corpo Negro (K)
Radio	> 10	$< 10^{-5}$	$< 0,03$
Microonda	$10 - 0,01$	$10^{-5} - 0,01$	$0,03 - 30$
Infravermelho	$0,01 - 7 \times 10^{-5}$	$0,01 - 2$	$30 - 4100$
Visível	$7 \times 10^{-5} - 4 \times 10^{-5}$	$2 - 3$	$4100 - 7300$
Ultra-Violeta	$4 \times 10^{-5} - 10^{-7}$	$3 - 10^3$	$7300 - 3 \times 10^6$
Raios-X	$10^{-7} - 10^{-9}$	$10^3 - 10^5$	$3 \times 10^6 - 3 \times 10^8$
Raios- γ	$< 10^{-9}$	$> 10^5$	$> 10^8$

máximo desloca-se dos menores para os maiores valores de λ decrescentes em temperaturas. A área limitada pela curva e o eixo das abcissas aumenta rapidamente com a temperatura.

Duas outras leis são derivadas da Lei de Planck, e que descrevem a dependência da energia total com a quarta potência da temperatura, e o valor da frequência que corresponde ao máximo da temperatura:

$$\Phi = \sigma T^4 \text{ (Stefan - Boltzmann), } e \quad 4.3.2$$

$$\lambda_{max} T = 2,898 \times 10^{-3} \text{ (mK) (Lei de Wien)} \quad 4.3.3$$

A Lei de Wien explica o deslocamento do máximo em direção dos menores comprimentos de onda em função do aumento da temperatura do corpo. Nota-se que este crescimento é abrupto, devido ao fato de que ela varia com a quarta potência da temperatura. A Fig. 4.5 ilustra a

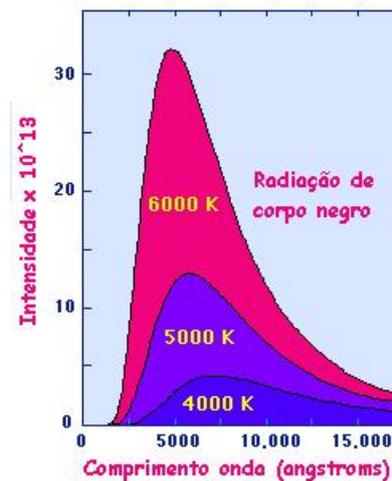


Figura 4.4: Lei de Planck.

lei de Wien para três estrelas de diferentes temperaturas superficiais. O deslocamento forte do pico para comprimentos de onda menores em função das temperaturas crescentes é claro nesta ilustração.

As curvas foram normalizadas para a estrela Spica. Mas na realidade a área da curva para esta estrela é 2094 vezes maior que para aquela de Antares a estrela mais fria.

Pela Lei de Planck, todos os objetos aquecidos emitem um espectro característico de radiação eletromagnética, e este espectro se concentra em comprimentos de onda mais altos para corpos mais frios. A Tab. 4.3.1 resume as temperaturas para diferentes regiões do espectro.

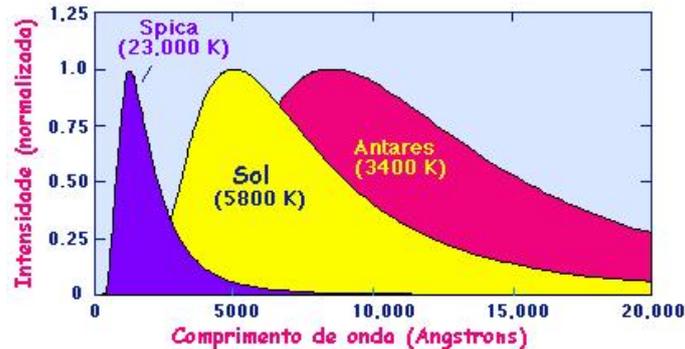


Figura 4.5: Lei de Wien para três estrelas de diferentes temperaturas.

Imaginemos uma fonte pontual de luz que irradia igualmente em todas as direções. O centro dessa esfera irradia para toda a sua superfície interior iluminando-a inteiramente. Quando seu raio aumenta, a área da superfície aumentará, e a luminosidade constante terá uma superfície maior para iluminar, o que implica uma redução do fluxo observado. O fluxo é portanto inversamente proporcional à distância e pode ser escrito por uma relação como função do R^2 .

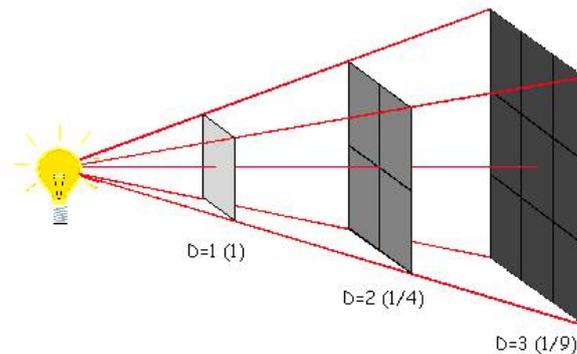


Figura 4.6: Fluxo inversamente proporcional à distância.

Conseqüentemente, se dobrarmos a distância, nós receberemos $(1/2)^2$ ou $1/4$ do fluxo original. De um ponto de vista fundamental, o fluxo é a luminosidade por unidade de área:

$$\Phi = \frac{L}{Area} = \frac{L}{4\pi R^2}$$

onde $(4\pi R^2)$ é a área superficial de uma esfera de raio R . O fluxo é medido em $Watts/m^2$ ou $J/m^2/s$. Como exemplo, a luminosidade do Sol vale $L = 3,90 \times 10^{26} W$, o que significa que em um segundo o Sol irradia $3,90 \times 10^{26}$ joules de energia no espaço.

4.4 Exercícios

1ª **Questão.** Qual é a frequência de um fóton movendo-se com a velocidade da luz e com um comprimento de onda de 100 metros?

- a) 100/s
- b) 3.000/s
- c) 3.000.000/s
- d) 30.000/s
- e) 300.000.000/s

2ª **Questão.** Qual é o comprimento de onda da intensidade máxima da radiação para um corpo sólido com uma temperatura de 1.000 K?

- a) 2,9 nm
- b) 2.900 nm
- c) 1.000 microns
- d) 1.000 nm
- e) 2,9 microns

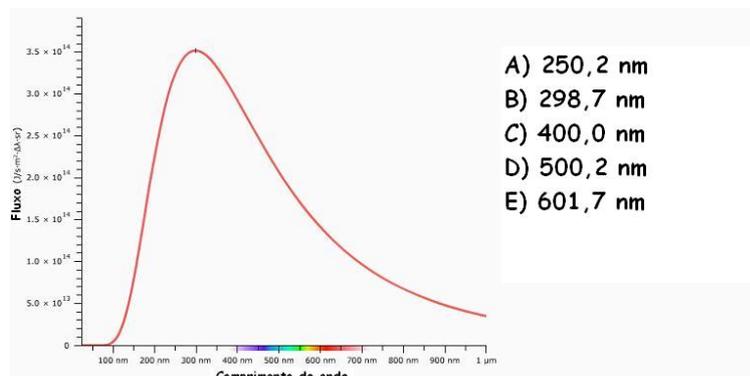
3ª **Questão.** A frequência do pico da intensidade de luz da emissão espectral de uma estrela depende:

- a) do comprimento de onda
- b) da temperatura
- c) do magnetismo
- d) de sua velocidade de recessão ao observador
- e) do campo elétrico

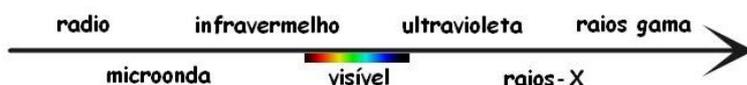
4ª **Questão.** A radiação eletromagnética de 100 GHz (banda FM) tem comprimento de onda de:

- a) 3 mm
- b) 3 cm
- c) 3 m
- d) 30 m
- e) 300 m

5ª **Questão.** A curva representada na figura abaixo é a de um corpo negro de temperatura igual a 9.700 K. Qual é o comprimento de onda correspondente ao máximo de intensidade da radiação?

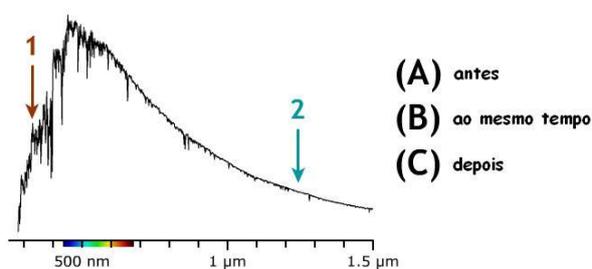


6ª **Questão.** A figura abaixo representa uma ordem de valores crescentes para a direita. Qual dos parâmetros das alternativas propostas abaixo poderia melhor representar essa situação? Lembrar que λ é o comprimento de onda, f a frequência e E a energia.

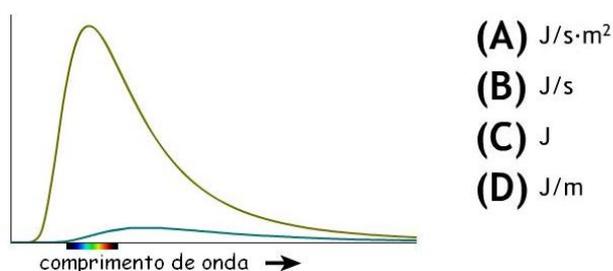


- a) λ d) λ e E
 b) f e) f e E
 c) E

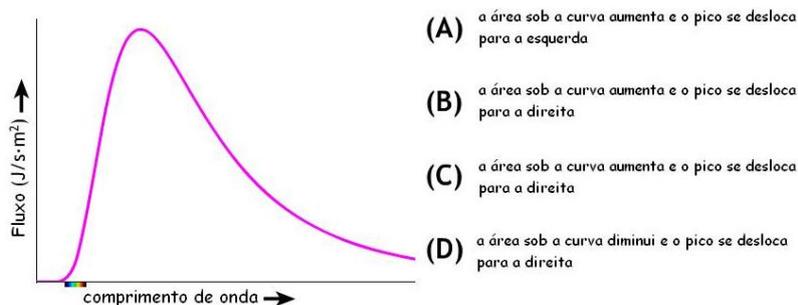
7ª **Questão.** O espectro solar emite em cada instante conforme figura abaixo. Em relação aos fótons indicados pela seta grafada com 1, eles chegarão à Terra mais rápidos do que os indicados pela seta 2.



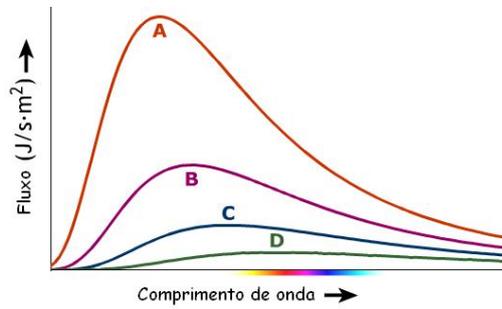
8ª **Questão.** O gráfico abaixo mostra as curvas de energia radiante teórica de duas estrelas: uma a temperatura de 6.000 K e a outra com 3.500 K. A estrela mais fria é significativamente maior do que a estrela quente. As unidades no eixo y é:



9ª **Questão.** A curva de corpo negro para um objeto com $T = 2.000$ K é mostrada abaixo. Se a temperatura é elevada até 2.500 K,



10^a **Questão.** O gráfico abaixo mostra as curvas de corpo negro para as estrelas com diferentes temperaturas. Qual das estrelas tem a menor temperatura superficial?



11^a **Questão.** A energia que carrega um fóton de frequência 5×10^{14} Hz é de, aproximadamente ($h = 6,63 \times 10^{-34}$ J.s)

- a) $2,30 \times 10^{-18}$ J
- b) $3,31 \times 10^{-19}$ J
- c) $6,62 \times 10^{-18}$ J
- d) $5,32 \times 10^{-15}$ J

Capítulo 5

As estrelas

Em capítulos anteriores nós vimos que as coordenadas das estrelas podem variar como consequência do movimento do sistema de referência adotado, geralmente ligado à Terra (rotação ou forças diferenciais), ou ainda causado por efeitos físico ou geométrico como nos casos da aberração ou da paralaxe. Entretanto suas coordenadas podem variar devido ao movimento intrínseco das próprias estrelas que se movem pelo espaço.

Conforme a Fig. 5.1 podemos constatar que somente o movimento perpendicular a linha de visada (movimento próprio) é que provoca uma variação nas coordenadas da estrela, pois ao longo da linha de visada muda sua distância. Velocidades ao longo da linha de visada são denominadas de velocidade radial por se dar na direção do raio da esfera das fixas.

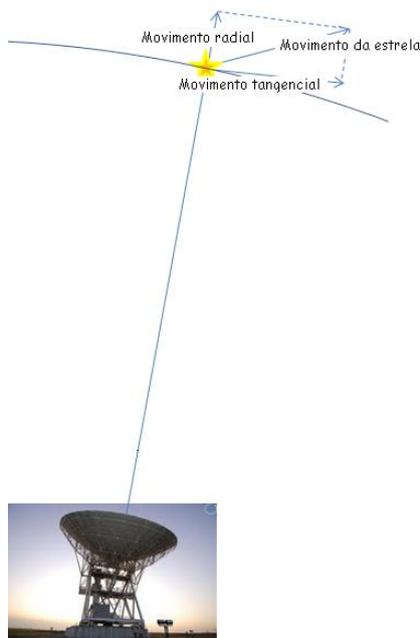


Figura 5.1: Movimento na direção perpendicular a linha de visada causa variação na posição da estrela.

Os movimentos próprios das estrelas nas coordenadas ascensão reta (α) e declinação (δ) são medidas angulares, e face seu pequeno valor, dados em segundos de graus por ano ($''/ano$)

enquanto que as velocidades radiais em km/s e obtidas pelo efeito Doppler. Não se cogita medir os movimentos próprios das estrelas em unidades de km/s face as grandes distâncias em que as estrelas se encontram.

Para medir a distância entre dois objetos celestes não se pode pensar em utilizar os métodos mais habituais como o de verificar quantas vezes um padrão cabe entre os dois pontos considerados. Nós podemos nos recorrer para estimar as distâncias ao método da triangulação, aliás utilizado grosseiramente pelos nossos olhos. Por triangulação nos entendemos a observação de um dado objeto a partir de dois pontos distintos separados por uma distância mensurável.

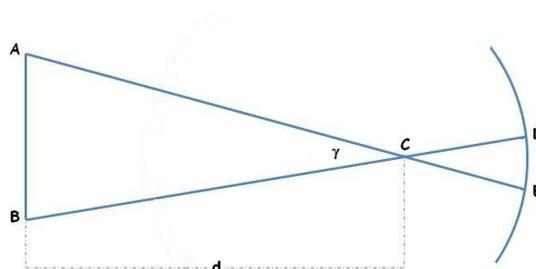


Figura 5.2: O distante ponto C visto segundo um ângulo γ a partir de dois pontos distintos.

A partir de dois A e B , o objeto C aparecerá projetado contra o fundo em diferentes posições E e D . Para um objeto perto o ângulo γ a partir de C será grande, enquanto que para um objeto distante ele será pequeno. A relação entre o ângulo γ medido a partir dos dois pontos e a distância de C é determinada através da expressão:

$$\sin\left(\frac{\gamma}{2}\right) = \frac{a}{2d} \quad 5.1$$

onde a é a distância entre os dois pontos de observação e d a distância de C a partir do centro do segmento da reta AB . Lembramos ainda que se as distâncias forem grandes podemos considerar o $\sin \gamma = \gamma$ se γ for medido em radianos; o que permite escrever:

$$\gamma = \frac{a}{d} \quad 5.2$$

Percebe-se que para medir grandes distâncias, como no caso de objetos estelares, nós necessitamos de uma linha de base a conveniente, que permita medir o ângulo γ com boa precisão. Caso usarmos o semi-eixo maior da órbita da Terra, e conhecendo-se esse valor que é por definição $1U.A$ (uma unidade astronômica), podemos adaptar a expressão 5.2 de maneira que $\gamma = \pi$ e $a = 1U.A$, teremos:

$$\pi = \frac{1A.U}{d}$$

Sendo π medido em segundos de grau, teremos d em parsecs (um parsec é a distância de uma estrela vista segundo um ângulo de $1''$). A estrela Sirius, uma das de mais brilhantes do céu, tem paralaxe de $0,38''$, e portanto está a uma distante de $\sim 2,6pc$. Entretanto, a estrela mais próxima do sistema solar e a Próxima Centauri. Esta estrela pertence a um sistema triplo (três estrelas em órbita ligadas pela gravidade) conhecido como o complexo Alfa do Centauri. Próxima Centauri tem uma paralaxe estelar de $0,76''$ que corresponde a aproximadamente $1/0,76 = 1.3pc$, cerca de $270.000A.U.$ ou $4,3$ anos luz.

Além do complexo Alfa do Centauri, a Estrela de Barnard é a seguinte mais próxima. Sua paralaxe de $0,55''$ significa que ela está a uma distância de $1,8pc$, ou $6,0$ anos luz (Fig. 5.3).

Por intermédio de técnicas modernas, a partir do satélite Hipparcos, nosso conhecimento a respeito das distâncias estelares chega aos aproximados $100pc$, distância modesta se levarmos em conta que a maioria das estrelas de nossa galáxia encontram-se mais distantes.

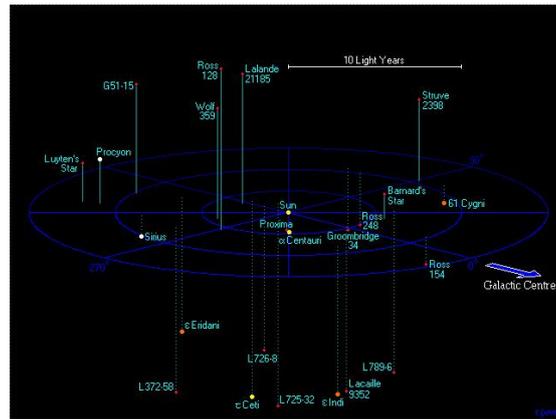


Figura 5.3: Estrelas próximas do sistema solar (10AL).

As estrelas são pontos de luz no céu impossível de se resolver¹, mesmo quando vistas através dos maiores telescópios de solo. Ainda que algumas sejam grandes, brilhantes, e estejam perto o suficiente para que possamos medi-las diretamente. Técnicas interferométricas, que consiste em se realizar séries de imagens rápidas a fim de que a turbulência atmosférica promova uma combinação dessas imagens, reproduz um mapa em alta resolução da superfície estelar. Em alguns casos, o resultado é detalhado o suficiente para permite que algumas características de sua superfície sejam distinguíveis (Fig. 5.4). As técnicas da óptica adaptativa continuam

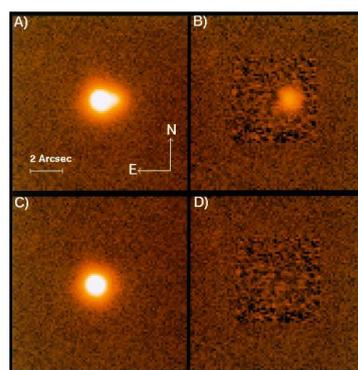


Figura 5.4: Miragem cósmica(fenômeno causado pelas lentes gravitacionais, que permite que vejamos mais de uma imagem do mesmo objeto celeste) encontrada com o New Technology Telescope (NTT) de 3,5 metros do ESO. Trata-se de duas imagens do mesmo quasar, visto muito próximos um do outro, na constelaçãoda Hydra (The Water-Snake- ESO).

¹Propriedade que possui alguns instrumentos que consegue distinguir dois pontos em uma objeto celeste qualquer.

a melhorar, tornando esse processo possível de ser executado em tempo real, permitindo que imagens estelares sejam reproduzidas com uma elevada definição. Medindo-se o tamanho angular de uma estrela e conhecendo-se sua distância ao Sol, astrônomos podem determinar o raio de algumas delas com o emprego dessa técnica.

A figura 5.4 mostra o quasar conhecido como J03.13. Trata-se do sétimo candidato a lente gravitacional extragaláctica que foi descoberto no European Southern Observatory (ESO - La Silla). Sua magnitude visual é de 17,2 e seu desvio para o vermelho (redshift) vale 2,545 que equivale a dizer que se encontra a uma distância de cerca de 10 bilhões de anos-luz. No canto superior esquerdo (A) a figura mostra a imagem direta observada de J03.13, como visto em uma imagem CCD de 3 minutos de exposição tomada em luz vermelha (filtro-R) com a câmera direta SUSI acoplada ao telescópio ESO-NTT em fevereiro de 1994. Ela apresenta a imagem com uma forma alongada, causada pela superposição de duas imagens muito próximas. Em (B), a componente mais forte das imagens foi subtraída com um algoritmo avançado de processamento de imagem, com base na escala do perfil estelar. Em (C), a componente mais fraca foi removida, e em (D) a subtração de ambas não deixa resíduo, indicando que não há mais nenhuma componente detectável da imagem do quasar. A relação de intensidades entre as duas imagens é de 1:7.

Como a maioria das estrelas estão demasiadamente distantes, ou são muito pequenas, a determinação dos tamanhos estelares só é possível ser inferidos por meios indiretos, usando a lei de Stéfan.

De acordo com a lei de Stéfan, a estrela emite sua energia (luminosidade) que é proporcional a quarta potência de sua temperatura superficial. Entretanto, a luminosidade depende também da área da superfície estelar, pois corpos grandes irradiam mais energia do que os pequenos que têm a mesma temperatura. Uma vez que a área é proporcional ao quadrado de seu raio, podemos combinar estes dois fatos e escrever que:

$$L \propto R_{\star}^2 T_{\star}^4 \quad 5.3$$

Esta relação raio-luminosidade-temperatura demonstra que o conhecimento da luminosidade e da temperatura da estrela condiciona o valor de seu raio. Ou seja nos dá uma maneira indireta de determinar sua dimensão.

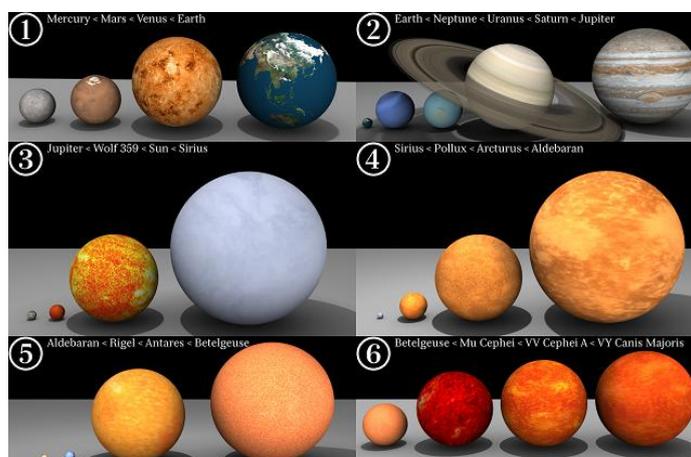


Figura 5.5: Tamanhos comparativos de alguns astros conhecidos.

Consideremos, a título de exemplo, uma estrela de temperatura superficial igual a $3000K$ e luminosidade de $1,6 \times 10^{29}W$. Sua temperatura e luminosidade valem respectivamente a metade e 400 vezes aquela correspondente ao do Sol. A relação raio-luminosidade-temperatura, escrita de forma conveniente, é dada pela expressão:

$$R \propto \frac{\sqrt{\text{Luminosidade}}}{\text{Temperatura}^2} \quad 5.4$$

o que implica dizer que o raio estelar vale $\sqrt{400}/0,5^2 \approx 80$ vezes o do Sol. Este resultado indica tratar-se de uma estrela gigante, ou mais precisamente uma estrela que tem raio entre 10 e 100 vezes maior do que o do Sol. Podemos ainda para efeito de classificação dizer que super-gigantes são aquelas que têm raios variando até 1000 raios solares, e se tiverem temperaturas de $3000K$ são então consideradas vermelhas (gigantes vermelhas).

Por outro lado se olharmos para o sistema formado pelas estrelas Sirius B e sua companheira Sirius A, esta considerada a estrela mais brilhante do céu, a Sirius B possui uma temperatura superficial de $24.000K$, quatro vezes a temperatura do Sol, enquanto que sua luminosidade vale $10^{25}W$, cerca de 0,04 da do Sol. Usando-se a relação 5.4 obtemos $\sqrt{0,04}/4^2$ vezes o raio solar, ou aproximadamente igual ao raio da Terra. Sirius B é muito mais quente que o Sol, mas com luminosidade menor, sendo conhecida como uma anã branca. No jargão astronômico anã refere-se a uma estrela de raio comparável ao do Sol (incluindo o próprio). Os raios da grande maioria das estrelas, cujas medidas foram obtidas utilizando a relação raio-luminosidade-temperatura variam entre 0,01 e 100 vezes o raio do Sol, conforme ilustra a Fig. 5.5.

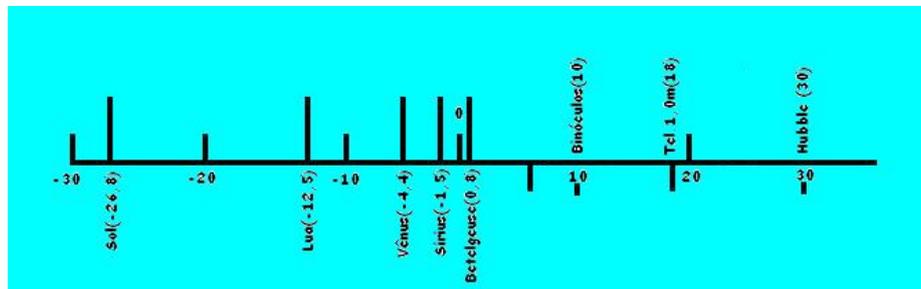


Figura 5.6: Brilhos aparentes de alguns objetos astronômicos e o limite alcançado por alguns instrumentos.

A Fig. 5.6 mostra os valores aparentes (medido em magnitudes - adiante em 5.1) de alguns objetos astronômicos, desde o Sol com $m_V = -26,8$, ao mais fraco objeto detectável pelos telescópios Hubble ou Keck, que têm magnitude aparente de +30.

5.1 O brilho das estrelas

O brilho de uma estrela é uma quantidade que pode ser medida facilmente, pelo menos de um modo qualitativo, comparando o brilho de diferentes estrelas no céu, o que permite diferenciar duas estrelas A e B. Na antiguidade astrônomos estabeleceram uma escala de brilho considerando a estrela mais brilhante como tendo magnitude 1, outra mais fraca de magnitude 2 e assim sucessivamente. Estas magnitudes eram obtidas por intermédio de observações visuais (olho nu) e determinadas pela sensibilidade do olho humano. Como sabemos a sensibilidade do olho

tem uma resposta logarítmica o que nos capacita distinguir uma grande variação da intensidade luminosa.

5.1.1 A escala de magnitude estelar

- **Magnitude aparente**

Duas estrelas idênticas podem ter o mesmo brilho aparente se eles estiverem à mesma distância da Terra. Porém, duas estrelas quaisquer também podem ter o mesmo brilho aparente se a mais luminosa estiver mais distante. Quando se reuniu recursos suficientes para se medir a intensidade luminosa das estrelas, havia interesse em se preservar a escala de magnitudes estabelecidas visualmente por *Hiparcos*, que classificou as estrelas em seis distintos grupos. Representando-se por meio de uma expressão logarítmica as intensidade luminosas, o valor das

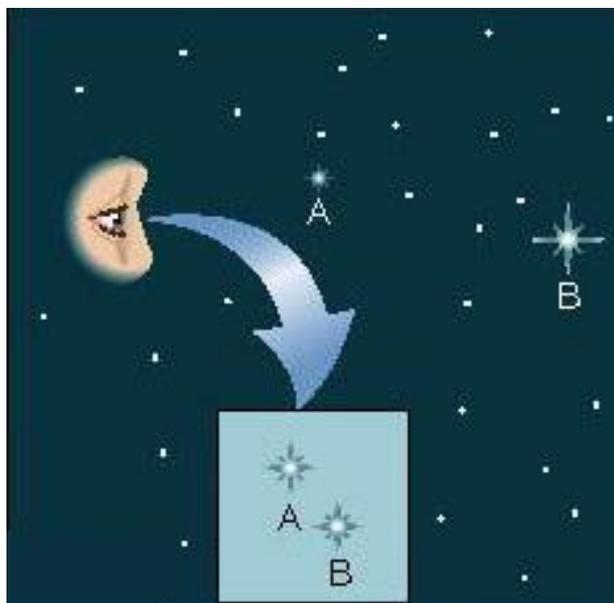


Figura 5.7: Estrelas com diferentes brilhos intrínsecos podem parecer igualmente iluminadas.

magnitudes das estrelas pode ser expressa pela expressão:

$$\Delta m = -2,5 \Delta \log F_v$$

em função do fluxo de energia proveniente das estrelas.

Para duas estrelas *A* e *B*:

$$m_v(A) - m_v(B) = -2,5[\log F_v(A) - \log F_v(B)] \quad (\text{lei de Pogson}) \quad 5.1.1$$

Para se determinar a magnitude da estrela *B*, temos que conhecer aquela de *A*, pois:

$$m_v(B) = m_v(A) + 2,5[\log F_v(A) - \log F_v(B)]$$

A escala de magnitudes atual é definida por um conjunto de estrelas que foram medidas com precisão por *Johnson e Morgan* (1953)². Para todos os propósitos práticos, podemos dizer

²Sistema fotométrico *UBV*, também chamado de sistema de Johnson (ou sistema Johnson-Morgan), é um sistema de bandas largas fotométrica para classificar estrelas de acordo com as suas cores.

que a escala de magnitude é definida tomando-se como 0 o valor da magnitude da estrela α Lyrae (Vega). Assim se a estrela A tem $m_v(A) = 0$, então:

$$m_v(B) = 2,5[\log F_v(\text{Vega}) - \log F_v(B)] \quad 5.1.2$$

o que na prática corresponde a comparar o brilho de todas as estrelas com a estrela Vega. Se a estrela for menos brilhantes que Vega, então $m_v(B) > 0$, e se for mais brilhante $m_v(B) < 0$. Observe que esta magnitude é grafada com a letra minúscula m porque refere-se a “magnitude aparente”. Esta luminosidade aparente será distinta daquela intrínseca, que quando utilizada dará origem a “magnitude absoluta” que será grafada com a letra M maiúscula.

• Magnitude absoluta e Módulo de distância

As magnitudes aparentes das estrelas realmente não contam nada a respeito de seu brilho peculiar que para os astrofísicos é muito mais importante do que o aparente. Uma estrela pode ser intrinsecamente muito luminosa e se mostrar bastante fraca por estar muito longe. Se nós conhecermos sua real distância podemos ter uma idéia de seu brilho. Podemos então imaginar que se as estrelas estivessem a uma mesma distância poderemos comparar seus brilhos intrínsecos. As magnitudes que as estrelas teriam se todas estivessem a uma distância de $10pc$ é chamada de magnitudes absolutas e serão, daqui para frente, grafadas com M maiúsculo. Tal procedimento possibilita obtermos as magnitudes absolutas M_V , M_B e M_U para as diferentes faixas de comprimento de onda do sistema *Johnson*. Vega, tomada como padrão, está a uma distância de $8,4pc$, isto é, mais próxima que $10pc$, e portanto nessa posição seria mais fraca. Sua magnitude absoluta será então maior que sua magnitude aparente: ou seja $M_V(\text{Vega}) = 0,4$, valor obtido do cálculo de sua magnitude a $10pc$ quando comparada a sua magnitude visual aparente $m_v = 0$ pois:

$$m_v^{8,4} - M_v^{10} = -2,5 \log \frac{F(8,4)}{F(10)} \longrightarrow M_v^{10} = m_v^{8,4} + 2,5 \log \left(\frac{10}{8,4} \right)^2$$

$$M_v^{10} = 0 + 5 \log \frac{10}{8,4} \implies M_v^{10} = 0,4$$

De um modo geral, para determinarmos a magnitude absoluta nós temos que conhecer a distância d da estrela. A lei do inverso do quadrado relativo ao fluxo, relaciona aquele ($F_d(d)$) da estrela a uma distância d com o que teria se estivesse a $D = 10pc$ ($F_{10}(10pc)$).

$$\frac{F_{10}}{F_d} = \left(\frac{d}{D} \right)^2 = \left(\frac{d}{10} \right)^2$$

Da lei de Pogson (Eq. 5.1.1), temos:

$$M - m = -2,5 \log \frac{F_{10}}{F_d} \implies m - M = 2,5 \log \left(\frac{d}{10} \right)^2$$

$$m - M = 5[\log d - \log 10] \implies m - M = 5 \log d - 5$$

$$M = m + 5 - 5 \log d \text{ ou}$$

$$M = m + 5 + 5 \log \pi \quad 5.1.3$$

onde d é dado em *parsecs* e π que é a paralaxe em segundos de grau. A quantidade $m - M$ é chamada de *módulo de distância*. Note que magnitude absoluta é uma maneira peculiar de falarmos em luminosidade.

5.2 As cores das estrelas (Índice de Cor)

Detectores da radiação eletromagnética (tais como placas fotográficas, fotômetros fotoelétricos, e o olho humano) só são sensíveis dentro de uma faixa (banda) de comprimentos de onda do espectro eletromagnético (Fig. 5.8). Assim quando se faz uma observação fotométrica de uma dada estrela esta se refere ao fluxo correspondente a aquela parte da radiação definida pela banda correspondente do filtro, visto que esse fluxo varia conforme a banda espectral observada, e como consequência a magnitude da estrela depende dessa banda espectral observada. Originalmente,

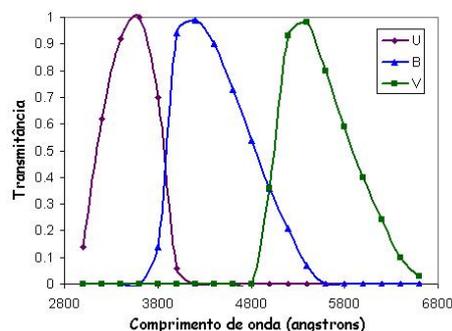


Figura 5.8: Perfil dos filtros *UBV* para uma fonte de mesmo fluxo para todos os comprimentos de onda.

placas fotográficas eram sensíveis somente a luz azul, e portanto o termo magnitude fotográfica (m_{pg}) se refere a magnitudes centrada ao redor de $\lambda = 420nm$ (região azul do espectro). De forma semelhante, como o olho humano é sensível a região compreendida entre a luz verde e o amarelo do espectro, a magnitude visual (m_v) refere-se ao comprimento de onda ao redor de $\lambda = 540nm$.

Atualmente com o uso de naves espaciais é possível se medir magnitudes no infravermelho, assim como no ultravioleta, utilizando-se detetores de alta sensibilidade munidos de combinações de filtros. Diferentes sistemas de magnitudes são possíveis. O sistema mais comum é *UBV*,

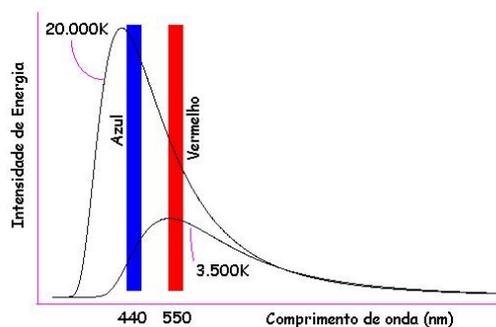


Figura 5.9: Curvas dos corpos negros de 20000K e 3500K e respectivos fluxos para a banda azul (*B*) e visual (*V*).

combinação entre o ultravioleta (*U*), o azul (*B*) e o visual (*V*), cujas bandas são centradas nos comprimentos de onda de $365nm$, $440nm$ e $550nm$. Neste sistema as magnitudes aparentes são

designadas pelas letras U, B e V .

A figura 5.9 mostra que o fluxo através do filtro azul é maior que aquele através do filtro vermelho da estrela quente ($\sim 20.000K$) contrariamente ao de uma estrela fria ($\sim 3.500K$). Assim, a estrela quente tem índice de cor centrado no azul enquanto que uma estrela fria está centrada no vermelho.

A figura 5.10 mostra a distribuição de energia da estrela Vega. Vemos que ela emite muito mais energia nos comprimentos de onda menores do que nos mais longos. Se observarmos uma

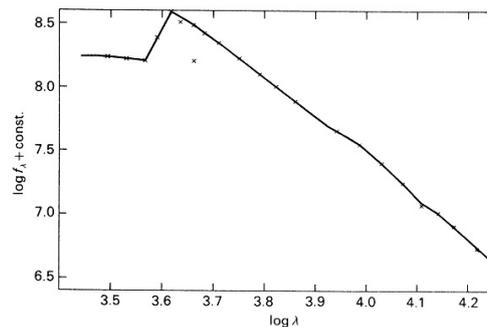


Figura 5.10: Distribuição de energia de Vega. $\log f_\lambda$ varia com o comprimento de onda (Stellar astrophysics Erika B. Vitense vol 2.).

estrela menos brilhante que Vega na região azul do espectro, mas tão brilhante quanto Vega no visível, é porque ela é mais fraca. Isso pode muito bem acontecer se compararmos uma estrela como o Sol com Vega. A figura 5.11 compara a distribuição de energia de uma estrela do tipo solar com aquela de Vega. Para efeito de comparação, assumimos que a estrela do tipo solar está a uma distância tal que os fluxos observados na região do visível sejam os mesmos. Na região do azul e no ultravioleta uma estrela do tipo solar é, então, mais fracas do que Vega. Para a estrela do tipo solar a magnitude no azul é portanto, maior do que no visível. Para

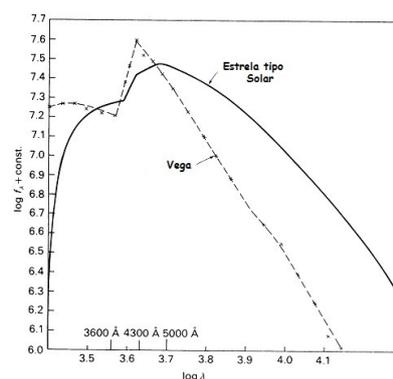


Figura 5.11: Distribuição de energia de Vega e de uma estrela do tipo Solar (Stellar astrophysics Erika B. Vitense vol 2. modificado).

uma determinada estrela as magnitudes em diferentes faixas de comprimento de onda podem ser completamente diferentes. A diferença destas magnitudes nos diz algo sobre a distribuição de energia das estrelas. Aquela tipo solar tem relativamente mais energia na região do visível

do espectro do que Vega, que significa ser mais vermelha do que Vega. Se tomarmos a diferença entre as magnitudes medidas no azul, m_B , e no visível m_V , encontramos para a estrela do tipo solar: $m_B - m_V > 0$

Para o Sol $m_B - m_V = 0,63$. As diferenças das magnitudes estelares entre as bandas correspondente ao ultravioleta e azul são abreviadas por:

$$U - B = m_U - m_B$$

e

$$B - V = m_B - m_V,$$

assim, $B - V > 0$ significa que a estrela é mais vermelha enquanto que $B - V < 0$ é mais azul quando comparada a Vega.

Uma medida quantitativa da cor de uma estrela é dada por seu índice de cor (IC) que é definido como a diferença entre suas magnitudes em dois comprimentos de ondas efetivos diferentes. Por exemplo:

$$IC = m_{pg} - m_v = M_{pg} - M_v$$

onde os valores referentes a última igualdade segue ao da equação 5.1.3. O cálculo das magnitudes

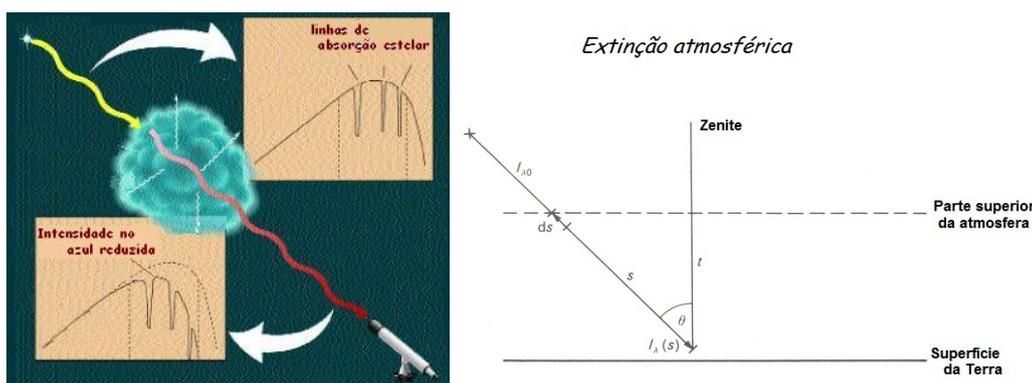


Figura 5.12: A extinção é um termo usado em astronomia para descrever a absorção e espalhamento da radiação eletromagnética pela matéria (gás e poeira) situada entre um objeto astronômico e o observador. A interestelar também denominada de extinção Galáctica foi reconhecida em 1930 por Robert Julius Trumpler e afeta as cores das estrelas.

absolutas M_U , M_B e M_V pode ser feito por intermédio do conhecimento de suas paralaxes π que possibilita determinarmos suas distâncias.

Da equação 5.1.3

$$M_V = m_V + 5 - 5 \log d[pc]$$

$$M_B = m_B + 5 - 5 \log d[pc]$$

então

$$M_B - M_V = B - V = m_B - m_V$$

o que significa ser possível determinar o índice de cor a partir do conhecimento das magnitudes aparentes. Assinalemos que embora as observações estelares sejam realizadas por instrumentos ideais, nós temos que levar em conta o caminho percorrido pela radiação e ter em consideração

que a matéria interestelar intercepta a luz das estrelas, especialmente daquelas que estão muito longe.

Da mesma maneira que na atmosfera da Terra, a luz de uma estrela é influenciada pela absorção interestelar chamada de extinção interestelar. Nós não temos acesso a toda a luz que é emitida pela estrela porque o meio interestelar, constituído por gás e poeira absorve parte da luz. Basicamente existem duas componentes da extinção interestelar: a absorção por grão e pelo gás.

Tabela 5.2.1 Relação entre os índices de cor e a magnitude absoluta M

$B - V$	M_V	$U - B$
	S.P	
-0,30	-4,0	-1,08
-0,10	-0,4	-0,32
+0,00	+0,6	+0,00
+0,10	+1,4	+0,10
+0,30	+2,7	+0,07
+0,50	+4,0	+0,03
+0,70	+5,2	+0,26
+0,90	+6,3	+0,63
+1,10	+7,1	+0,96
+1,30	+8,0	+1,22

Em particular o efeito causado pelo gás é seletivo e importante para as emissões de alta frequência. A Fig. 5.12 mostra a absorção da luz azul devido a absorção interestelar.

Na tabela 5.2.1 nós listamos a relação entre os índices de cor $U - B$ e $B - V$ para “estrelas normais” aquelas pertencentes a seqüência principal (veremos mais adiante). Estes valores não

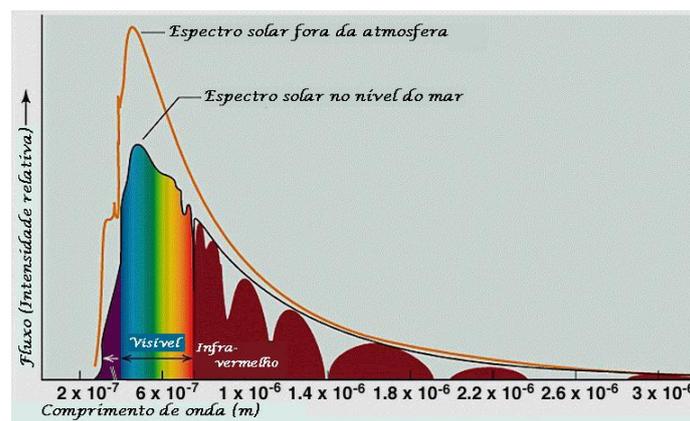


Figura 5.13: Espectro do Sol fora da atmosfera e no nível do mar.

são entretanto exatamente os índices de cor que nós medimos diretamente. Antes que possamos obtê-los, temos que corrigir essas intensidades da absorção da atmosfera da Terra (extinção atmosférica).

Quando medimos a energia irradiada por uma estrela que chega até nossos instrumentos de solo estamos avaliando a quantidade de radiação depois dela ter passado pela atmosfera da Terra, o que significa que certa fração da luz foi absorvida. Esta fração não é sempre a mesma porque observamos as estrelas em diferentes posições no céu, e até as mesmas estrelas são observadas em alturas diferentes, dependendo da época do ano e da hora em dada noite. Dependendo da distância zenital z da estrela o comprimento do percurso do feixe de luz proveniente da estrela que atravessa a atmosfera é diferente (ver Figs. 5.12 e 5.13), o que significa que quantidades diferentes de luz são absorvidas durante a passagem pela atmosfera. Se quisermos saber a quantidade de radiação que chega acima da atmosfera da Terra - lembremos que esta é a única quantidade que realmente diz algo sobre as estrelas -, então temos que corrigir da absorção da luz que ocorre na trajetória da radiação pela atmosfera da Terra. Este fenômeno é chamado de extinção atmosférica.

Quando a luz passa através da atmosfera da Terra a intensidade do feixe é ligeiramente modificada ao longo do caminho ds entre o topo da atmosfera e a superfície da Terra. Quanto mais energia possui o feixe, ou seja, quanto mais fótons houver, maior será a chance de que um deles seja absorvido. A variação da energia dI_λ é, portanto, proporcional à I_λ , onde I_λ é a intensidade do feixe no comprimento de onda λ . O número de fótons absorvidos de comprimento de onda λ também depende das propriedades especiais dos gases na atmosfera, que é descrito pelo coeficiente de k_λ chamado de coeficiente de absorção. A mudança na intensidade ao longo do caminho de comprimento ds pode ser escrita como:

$$dI_\lambda = -k_\lambda I_\lambda ds \quad 5.2.1$$

Uma vez que a intensidade de radiação decresce ao longo do caminho, então dI_λ é negativo. Dividindo-se a expressão por I_λ e lembrando que $dI_\lambda/I_\lambda = d \ln I_\lambda$, encontramos:

$$d(\ln I_\lambda) = -k_\lambda ds = -d\tau_\lambda, \quad 5.2.2$$

onde

$$d\tau_\lambda = k_\lambda ds \quad e \quad \tau_\lambda(s_o) = \int_o^{s_o} k_\lambda ds \quad 5.2.3$$

Integrando-se a equação (5.2.1) e utilizando-se as expressões (5.2.2) e (5.2.3), teremos:

$$\Delta(\ln I_\lambda) = \ln I_\lambda(s) - \ln I_\lambda(0) = - \int_o^s k_\lambda ds = - \int_o^{\tau_\lambda(s)} d\tau_\lambda = -\tau_{\lambda_s}(s) \quad 5.2.4$$

sendo $\tau_{\lambda_s}(s)$ a profundidade óptica ao longo do caminho.

Podemos simplificar a expressão (5.2.4), escrevendo:

$$\ln \frac{I_\lambda(s)}{I_\lambda(o)} = -\tau_{\lambda_s}(s) \implies I_\lambda(s) = I_\lambda(o) e^{-\tau_{\lambda_s}(s)} \quad 5.2.5$$

A profundidade óptica ao longo do caminho da luz τ_{λ_s} depende da distância zenital θ , conforme especificado na figura 5.12 (lado direito). Da relação $\cos \theta = t/s = dt/ds$ ou

$$ds = \frac{dt}{\cos \theta} = \sec \theta dt$$

Segue-se que:

$$\tau_{\lambda_s} = \int_o^s k_\lambda ds = \sec \theta \int_o^t k_\lambda dt = \sec \theta \tau_{\lambda_t}$$

5.3 A Luminosidade Estelar e a Magnitude Bolométrica

A luminosidade é uma propriedade intrínseca da estrela; não depende de sua posição ou do movimento do observador, e é por vezes considerada como seu brilho absoluto. Entretanto, quando nós olhamos uma estrela, nós não vemos sua luminosidade mas seu brilho por unidade de área que impressiona uma dada superfície ou um dado dispositivo utilizado para a observação. Detectores de radiação eletromagnética como placas fotográficas e o olho humano, são sensíveis somente para uma determinada janela espectral.

A distribuição da energia espectral de uma estrela é exemplificada pelo índice de cor. Entretanto sua representação completa é entendida pela taxa total de energia emitida em todos os comprimentos de onda. Fora da influência da atmosfera, o fluxo da radiação proveniente da estrela para todos os comprimentos de onda permite-nos definir o “fluxo bolométrico” como:

$$\Phi_{bol} = \int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda \quad 5.3.1$$

A magnitude aparente bolométrica m_{bol} é dada por:

$$m_{bol} = -2,5 \log \Phi_{bol} + const \quad 5.3.2$$

A magnitude bolométrica absoluta da estrela M_{bol} é o valor de sua magnitude a distância de $10pc$. Na Equação 5.3.1, o fluxo visual F_v , para o exemplo, é:

$$F_v = \int_0^{\infty} I_{\lambda} S_{\lambda} d\lambda \quad 5.3.3$$

onde S_{λ} expressa a sensibilidade do sistema fotométrico visual (na faixa V_{550nm} conforme a Fig. 5.8). Em analogia à equação 5.3.2, nós definimos a magnitude visual como:

$$m_v = -2,5 \log F_v + const \quad 5.3.4$$

O fluxo de energia por segundo Φ , emitida de cada elemento de área de uma estrela, depende de seu tipo e de sua distância ao Sol. Considerando-se que a superfície total da estrela é dada pela expressão $4\pi R_{\star}^2$, onde R_{\star} é o raio da estrela, então a energia total emitida por unidade de tempo e denominada de luminosidade é dada por:

$$L = 4\pi R_{\star}^2 \Phi$$

da equação 4.3.2 podemos escrever:

$$L = 4\pi R_{\star}^2 \sigma T_{\star}^4 \quad 5.3.5$$

Nós podemos calcular a luminosidade L de uma estrela medindo a quantidade de energia por unidade de tempo por área que chega acima da atmosfera da Terra e se soubermos sua distância ao Sol.

Nosso Sol é a única estrela para a qual o valor de I_{λ} foi observado com bastante cuidado. Certamente, o Φ_{bol} está relacionado à constante solar: o fluxo solar recebido fora da atmosfera terrestre.

Por exemplo, a quantidade de energia por unidade de tempo e por área que nos chega do Sol medida fora da atmosfera da Terra e denominada de “constante solar” é em média igual a $C = 1370W/m^2$. Para determinar a luminosidade solar devemos conhecer sua distância à Terra,

que é igual a $1U.A. = 1,49 \times 10^{11}m$. Logo a luminosidade do Sol (daqui para frente simbolizada como L_{\odot}) é igual a:

$$L_{\odot} = 4\pi d^2 C \rightarrow L_{\odot} = 4\pi(1,49 \times 10^{11})^2 \times 1370$$

$$L_{\odot} = 3,86 \times 10^{26} \text{ Watt}$$

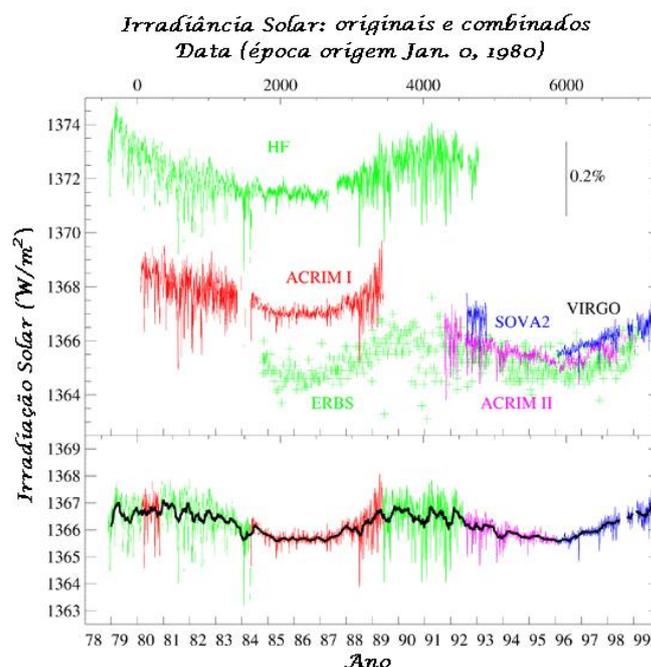


Figura 5.14: Variação da constante solar.

5.4 Luminosidade e Temperatura das estrelas

Uma estrela pouco luminosa mas próxima da Terra pode ter seu brilho mais intenso que outra mais luminosa mas distante. Vamos então precisar melhor os conceitos de luminosidades aparente (Fluxo) e intrínseca (Luminosidade), sendo esta última a que mede efetivamente a energia luminosa por unidade de tempo (potência) de uma estrela. A primeira quantidade depende da distância do astro e não traz nenhuma informação sobre a natureza do objeto fonte. Em compensação, a luminosidade intrínseca depende unicamente do objeto em questão. Os astrofísicos sabem que a partir da Terra podemos obter o fluxo de energia das estrelas. A forma de obter os valores peculiares de suas luminosidades é através dos métodos que nos forneçam as distâncias desses mesmos objetos. Sabemos que o fluxo segue uma lei bem conhecida: ela decresce com o inverso do quadrado da distância percorrida pela luz. De posse desta lei podemos estabelecer uma relação entre a luminosidade e o fluxo fazendo intervir a distância. Portanto é suficiente que tenhamos a distância de uma estrela, medir seu fluxo e aplicar uma relação matemática para obter a sua luminosidade intrínseca.

$$F = \frac{F_v^*}{4\pi D_\star^2} \rightarrow F_v^* = 4\pi D_\star^2 x F$$

De acordo com a lei de *Stefan-Boltzmann*,

$$L_\star = \int^S F_v^* dS \rightarrow L_\star = 4\pi R_\star^2 x \Phi$$

$$L_\star = 4\pi R_\star^2 \sigma T^4$$

Sendo a forma da curva da I_λ em função da temperatura da radiação de um corpo negro, bem compreendida, pode-se estimar a temperatura de uma estrela usando-se a medida do fluxo recebido em duas bandas selecionadas de comprimento de onda (Lei de Wien $\lambda_{max}T = 2,898 \times 10^{-3}$).

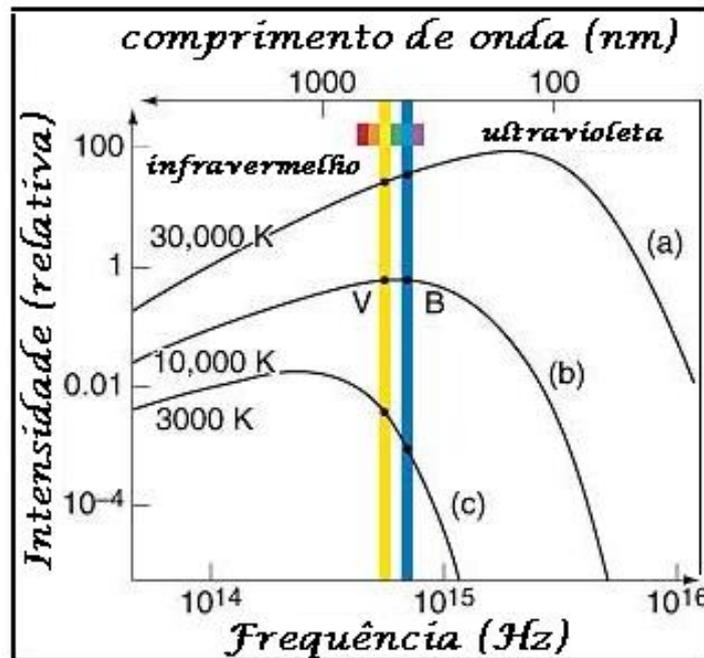


Figura 5.15: As curvas representativas para três diferentes temperaturas, juntamente com as posições dos filtros, *B* (azul) e *V* (visual). A estrela (a) é muito quente - 30.000 K - intensidade em *B* é maior que a intensidade em *V*. A estrela (b) - 10.000 K - tem leituras aproximadamente iguais de *B* e de *V*. A estrela (c) é fria - 3.000K - a intensidade de *V* excede bastante ao valor do filtro *B*.

Isto é o fluxo medido com o uso de filtros no detector de um telescópio que deixa passar a radiação apenas no intervalo de comprimento de onda selecionado. A figura 5.15 mostra o comportamento desses filtros quando da detecção da intensidade luminosa provenientes de objetos de temperaturas diferentes.

5.5 O diagrama Cor X Magnitude - HR *Hertzsprung-Russell*

Para estrelas circunscritas a uma distância de 100pc, nós podemos determinar suas distâncias pela paralaxe trigonométrica. Das magnitudes aparentes e distâncias podemos calcular suas

magnitudes absolutas. Isto significa que para magnitudes absolutas nós comparamos o brilho da estrela a uma distância de $10pc$ com o brilho atual de Vega a sua distância atual, i.e. com seu brilho aparente. Mostra-se bastante instrutivo colocar as magnitudes absolutas das estrelas como função de seu índice de cor $B - V$.

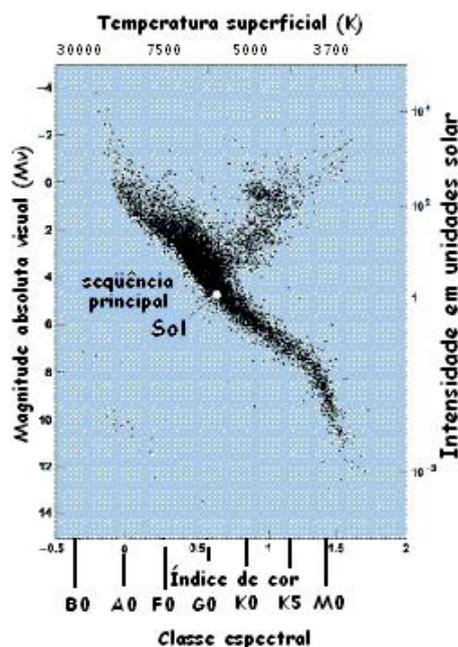


Figura 5.16: Diagrama de *Hertzsprung-Russell* (HR) para aproximadamente 15.000 estrelas dentro de uma esfera do raio 100 parsecs do catálogo de Hipparcos.

Na Fig. 5.16, mostramos esse gráfico para as estrelas mais próximas ($100pc$). Poderíamos esperar que as estrelas com um dado índice de cor poderiam ter diferentes magnitudes, mas isto não acontece. A maioria das estrelas com um determinado índice de cor $B - V$ têm a mesma magnitude absoluta, caindo ao longo de uma linha no diagrama de magnitude e cor. Esta linha é chamada “sequência principal”. O brilho intrínseco e as cores dessas estrelas são obviamente determinados por um único parâmetro, que veremos mais adiante ser a massa da estrela.



Figura 5.17: Imagens dos aglomerados aberto Pleiades (*Rogelio Bernal Andreo - Deep Sky Colors*) e Hyades.

Da mesma maneira que foi possível traçar uma relação entre a cor e a magnitude absoluta para as estrelas mais próximas, que denominamos de seqüência principal nós queremos saber se esta relação também é verdadeira para as estrelas mais distantes. Entretanto como determinar suas magnitudes absolutas, sem conhecermos suas distâncias? Felizmente, nós não precisamos conhecê-las para traçar esses diagramas, basta que saibamos se todas se encontram a uma mesma distância.

Imaginemos então um diagrama de cor e magnitude para essas estrelas que estejam situadas a uma distância de 200 parsecs. Todo o diagrama estaria deslocado para baixo de 1.5 magnitudes, mas a forma da curva seria mantida.

Lembrar que:

$$\Delta m = -2,5 \log \frac{F_{d=100pc}}{F_{d=200pc}} \text{ como } \frac{F_{d=100pc}}{F_{d=200pc}} = \left(\frac{200}{100}\right)^2 = (2)^2$$

$$\Delta m = -2,5 \log 2^2 \rightarrow \Delta m = -5,0 \log 2 = -1,5$$

Se nós tivermos um grupo de estrelas que estivessem à uma mesma distância, não importando qual fosse, nós podemos comparar suas magnitudes intrínsecas.

A distância desconhecida introduz somente um deslocamento ascendente ou descendente de todos os valores das magnitudes no diagrama HR, mas este deslocamento será o mesmo para todas as estrelas situadas em um dado agrupamento. Existem alguns grupos de estrelas que obedecem essa condição que são denominados de aglomerados abertos³.

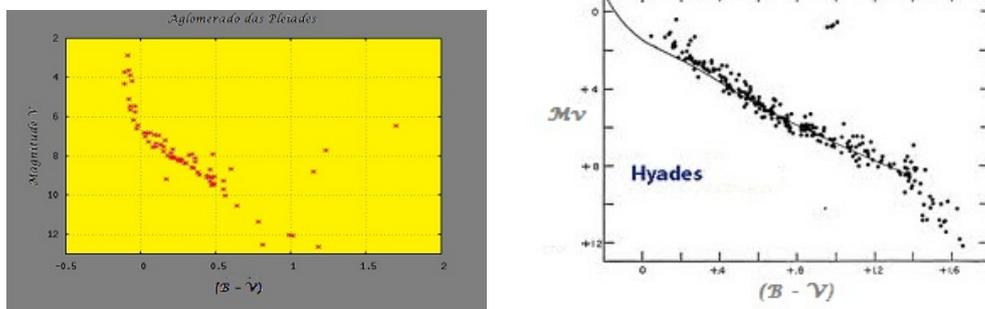


Figura 5.18: Os diagramas cor X magnitude para os aglomerados Pleiades e Hyades.

Na Fig.5.18 estão representados os diagramas *HR* de dois conhecidos aglomerados abertos e que ilucidam a distribuição das estrelas nesses agrupamentos.

Os exemplos mostrados na Fig. 5.17 apresentam somente conjuntos com estrelas mais brilhantes, azuis. Nós podemos facilmente distinguir individualmente as estrelas. Entretanto existem também outros conjuntos que apresentam aspectos bastante diferentes e que são denominados aglomerados globulares⁴.

Na Fig. 5.19, nós reproduzimos a imagem do aglomerado denominados *M92* (catálogo *Messier*). De um modo geral esses aglomerados contêm de 10.000 a 1.000.000 de estrelas. A

³Conjunto de dezenas a centenas de estrelas jovens distribuídas em alguns parsecs e geralmente encontrados no plano da galáxia.

⁴Conjunto que reúne centenas de milhares e em alguns casos milhões de estrelas fortemente ligadas gravitacionalmente e limitadas a uma esfera de aproximadamente 50 parsecs. Esses conjuntos estão distribuídos no halo da Via Láctea e de outras galáxias.

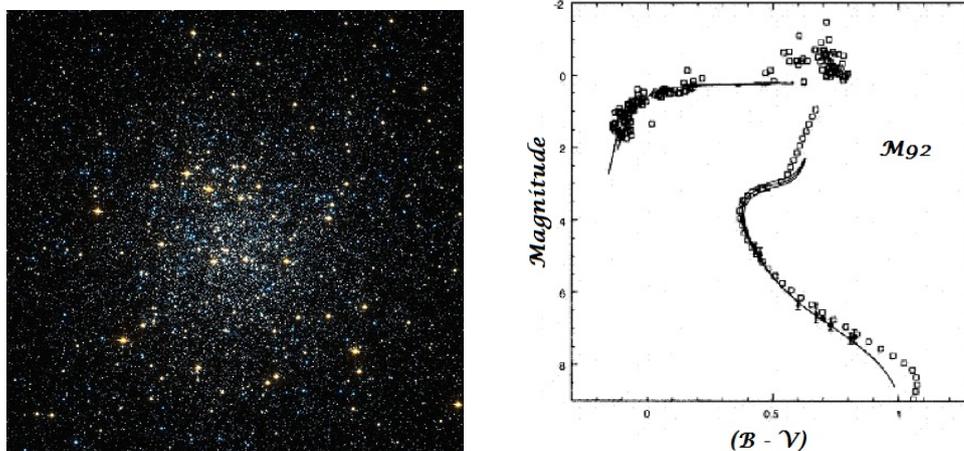


Figura 5.19: Aglomerado Globular M92 (*Hubble Space Telescope (HST) WFPC2*) e seu diagrama cor X magnitude.

característica principal no que refere ao aspecto é que no centro as estrelas não podem ser resolvidas, somente na parte externa é possível distingui-las. Quanto aos índices de cor vê-se que o aglomerado globular têm comportamento bastante diferente dos abertos que podemos comparar da Fig. 5.18.

5.6 A classificação espectral

Na astronomia, a classificação estelar foi baseada inicialmente na temperatura fotosférica e em suas características espectrais associadas, tendo sido refinadas subseqüentemente em termos de outras características. As temperaturas estelares podem ser classificadas usando a lei de Wien, mas esta introduz dificuldades adicionais para estrelas distantes. A espectroscopia oferece uma maneira para classificar as estrelas de acordo as linhas de absorção; linhas de absorção podem ser observadas somente para determinados valores de temperatura porque somente para essas os níveis de energia atômica são povoados (ver capítulo adiante).

Um esquema antigo (do século XIX) classifica as estrelas de A até Q, que originou a classificação espectral atualmente usada.

Durante os anos 1860 e 1870, o padre *Ângelo Secchi*, pioneiro da espectroscopia, criou a classe de Secchi a fim de classificar as estrelas por meio dos espectros observados. Em 1868, tinha introduzido quatro classes de estrelas:

- Classe I: as estrelas brancas e azuis com linhas de hidrogênio (modernamente classificada como classe A).
- Classe II: estrelas amarelas com hidrogênio menos intenso, mas com evidências de linhas metálicas (classes G e K atualmente).
- Classe III: estrelas laranja e vermelhas com bandas espectrais complexas (classe M presentemente).

- Classe IV: estrelas vermelhas com significativa banda e linhas de carbono (estrelas carbonadas).

Em 1878, adicionou uma quinta classe:

- Classe V: linhas de emissão (como por exemplo, Be, etc..).

No final de 1890, esta classificação foi substituída pela de *Harvard*.

Tabela 5.6.1 Classificação espectral.

Classe	Temperatura(K)	Cor	Exemplos
O	60.000-30.000	Azul	
B	30.000-10.000	Azul-Branca	Rigel
A	10.000- 7.500	Branca	Vega-Sirius
F	7.500- 6.000	Amarela-Branca	Sol- α Centauri
G	6.000- 5.000	Amarela	
K	5.000- 3.500	Laranja	Arcturus-Aldebaran
M	3.500- 2.000	Vermelha	Betelgeuse

O esquema da classificação de *Harvard* que admite como parâmetro a temperatura (baseado na força das linhas de Balmer do hidrogênio) foi desenvolvido no Observatório da Faculdade de Harvard por volta de 1912 por *A. J. Cannon* e *E. C. Pickering*. As categorias foram organizadas a partir das estrelas mais quentes, com massa, raio e luminosidade comparadas a do Sol, e podem ser vistas na Tab. 5.6.2.

Tabela 5.6.2 Classificação espectral de Harvard.

Classe	Temperatura (K)	Massa (Solar)	Raio (Solar)	Luminosidade (Solar)	linhas de Hidrogênio
O	60.000-30.000	$64M_{\odot}$	$16R_{\odot}$	$1,4 \times 10^6 L_{\odot}$	Fraca
B	30.000-10.000	$18M_{\odot}$	$7R_{\odot}$	$2,0 \times 10^4 L_{\odot}$	Média
A	10.000- 7.500	$3,1M_{\odot}$	$2,1R_{\odot}$	$4,0 \times 10^1 L_{\odot}$	Forte
F	7.500- 6.000	$1,7M_{\odot}$	$1,4R_{\odot}$	$0,6 \times 10^1 L_{\odot}$	Média
G	6.000- 5.000	$1,1M_{\odot}$	$1,1R_{\odot}$	$1,2 \times 10^0 L_{\odot}$	Fraca
K	5.000- 3.500	$0,8M_{\odot}$	$0,9R_{\odot}$	$0,4 \times 10^0 L_{\odot}$	Muito Fraca
M	3.500- 2.000	$0,4M_{\odot}$	$0,5R_{\odot}$	$0,4 \times 10^{-1} L_{\odot}$	Muito Fraca

A massa, o raio e a luminosidade, para cada classe espectral, e listadas na tabela 5.6.2, são apropriados somente para as estrelas da seqüência principal e, portanto, não se aplica para a classificação das gigantes vermelhas.

Uma frase menemônica para associar a seqüência da classificação é:

“Oh Be A Fine Girl Kiss Me”

O diagrama de *Hertzsprung-Russell* (*HR*) relaciona a classificação estelar com a magnitude absoluta, luminosidade e temperatura superficial.

A razão para o arranjo singular dessa classificação em letras é histórica. Quando se começou a obter espectros das estrelas, observou-se que as mesmas apresentavam a intensidade das linhas de hidrogênio muito diferente para cada estrela, e que se decidiu adotar uma classificação baseada

na intensidade das linhas da série de Balmer, sendo adotado uma escala que ia de A (a mais forte) a Q (a mais fraca). Outras linhas de espécies neutras e ionizadas foram também consideradas

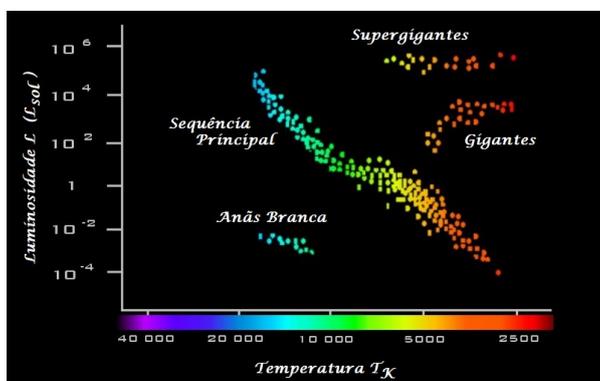


Figura 5.20: Classificação espectral.

como as linhas H e K do cálcio e a linha D do sódio (ver Capítulo 7 deste fascículo). Somente mais tarde se verificou que a intensidade da linha do hidrogênio estava diretamente relacionada com a temperatura superficial da estrela. Em 1920, o físico *M. N. Saha* deduziu a teoria da

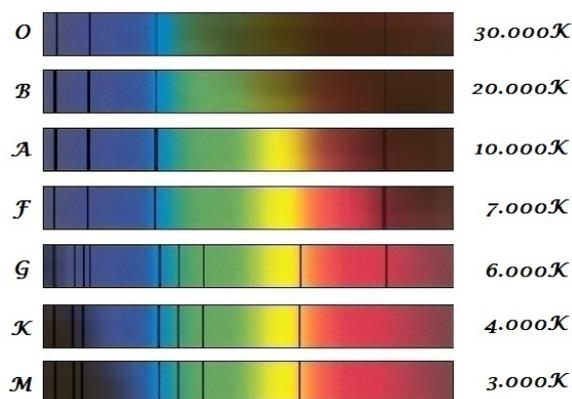


Figura 5.21: Comparação dos espectros observados para estrelas que têm temperaturas superficiais diferentes.

ionização dos átomos aproveitando as idéias da físico-química para a dissociação das moléculas. Aplicada inicialmente para a cromosfera solar foi estendida aos espectros estelares outros, o que confirmou que a seqüência espectral “OBAFGKM” ser em temperatura.

Posteriormente as classes espectrais foram subdivididas em sub-classes de luminosidades definidas por numerais de 0 até 9. Por exemplo, A0 caracteriza as estrelas mais quentes da classe A e A9 as mais frias dessas categoria. A seqüência da classificação é função da temperatura, entretanto os valores precisos dependem das estimativas das intensidades características da absorção no espectro estelar. Em particular o Sol é considerado como uma estrela do tipo G2.

5.7 Massa - Luminosidade

Toda informação que possuímos sobre as massas estelares é baseada nas observações de associações estelares denominadas de sistemas múltiplos⁵. Considere, por exemplo, o sistema binário, situado a $2,6pc$, formado pelas estrelas Sirius A e sua companheira Sirius B. Observações de sua órbita mostra que a soma de suas massas vale três vezes a massa do Sol. Além disso, a estrela Sirius A tem aproximadamente duas vezes a massa de sua companheira.

A obtenção da relação massa-luminosidade das estrelas que estão na seqüência principal passa primeiramente pela determinação das massas desses conjuntos. A grande maioria das estrelas que se encontram em sistemas binários se mantêm ligados pela atração gravitacional. A classificação desses sistemas depende do aspecto que apresentam quando vistos da Terra. De um modo geral podemos classifica-los em:

- a) Sistemas visuais: as estrelas estão bastante separadas sendo possível observá-las individualmente.

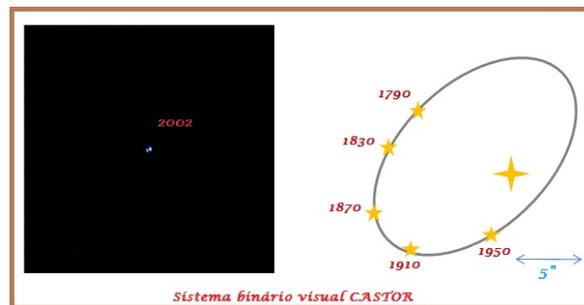


Figura 5.22: Visão do sistema pelo observado.

- b) Binárias espectroscópicas: Trata-se de um sistema impossível de se resolver com técnicas visuais, mas os movimentos relativos das estrelas podem ser monitorados pelo efeito Doppler (detalhes mais adiante) que afetam as posições de suas linhas espectrais.

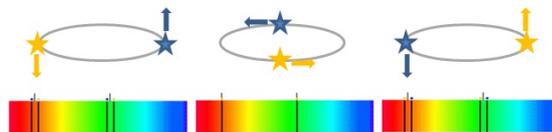


Figura 5.23: Binária espectroscópica.

- c) Binárias eclipsantes: menos comuns, esses sistemas têm seu plano orbital visto a partir da Terra pelo equador, o que permite observar uma variação periódica de luz devido a passagem de uma componente pela frente da outra estrela. O estudo da variação da curva de luz permite obter-se não somente informações do período e do raio das órbitas, mas também a respeito de suas massas. A título de exemplo, um importante sistema eclipsante é o Algol, cuja curva característica de luz apresenta duas depressões de intensidades

⁵Sistemas múltiplos de estrelas consiste de duas ou mais estrelas em órbita em relação ao centro de massa comum, preso pela atração gravitacional mútua.

diferentes, o que caracteriza que sua órbita apresenta pequeno ângulo de inclinação em relação ao equador.

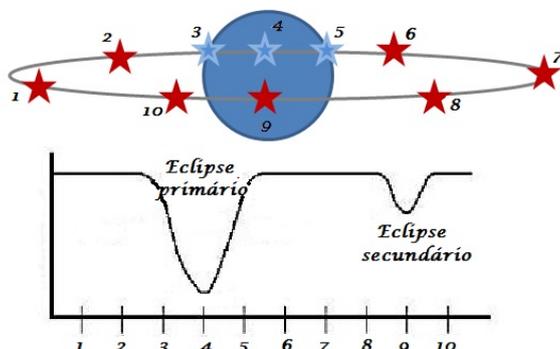


Figura 5.24: Binária eclipsante.

O conhecimento do período e do raio da órbita é tudo que necessitamos para determinar a massa das estrelas componentes do sistema usando a terceira lei de Kepler modificada. Observações adicionais são necessárias para determinar as massas individuais. Por exemplo, em todo o sistema binário, cada estrela orbita o centro de massa do sistema. Medindo-se a distância que cada estrela se encontra desse centro podemos obter a razão das massas estelares. Conhecendo-se a soma das massas e sua razão, podemos calcular as massas individuais de cada estrela. Vamos discutir brevemente a mecânica de um sistema binário. Para o sistema solar

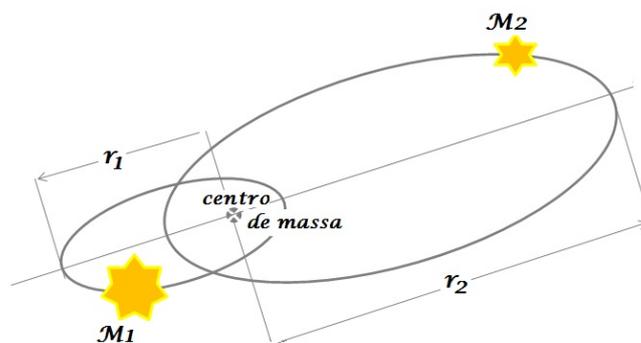


Figura 5.25: Órbita de um sistema binário, com S centro de gravidade.

nós estamos acostumados ao fato de que o Sol tem massa muito maior que a dos planetas. Para os sistemas múltiplos estelares nem sempre as massas têm valores discrepantes, além do que as órbitas são na maior parte das vezes elípticas ao redor de seu centro de gravidade S, e apresentarem-se inclinadas em relação ao observador (Fig. 5.24 e 5.25).

Nesse caso podemos escrever:

$$M_1 r_1 = M_2 r_2, \quad 5.7.1$$

onde M_1 e M_2 são as massas e r_1 e r_2 as distâncias das estrelas a esse centro de gravidade. Podemos escrever que:

$$\frac{GM_1 M_2}{(r_1 + r_2)^2} = M_1 \omega_1^2 r_1 = M_2 \omega_2^2 r_2, \quad 5.7.2$$

onde ω_1 e ω_2 são as velocidades angulares, r_1 e r_2 os raios orbitais das duas estrelas, e G a constante gravitacional. Para as duas estrelas permanecerem em fase, o que significa o centro de gravidade permanecer com velocidade constante temos: $\omega_1 = \omega_2 = \omega$.

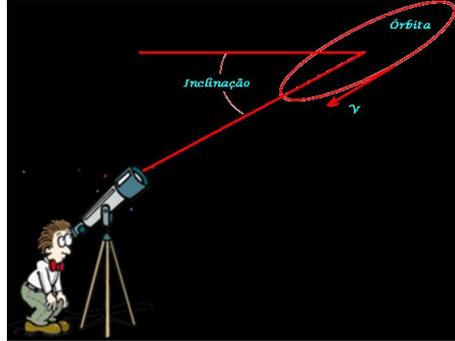


Figura 5.26: Órbita de um sistema binário. Inclinação da órbita.

Partindo-se da expressão 5.7.2, podemos restabelecer a expressão 5.7.1, o que significa que as duas estrelas orbitam o centro de gravidade.

Para órbitas circulares Ω pode ser substituído por:

$$\omega = \frac{2\pi}{P} \quad 5.7.3$$

com P o período orbital. Portanto obtemos:

$$\frac{GM_1M_2}{(r_1 + r_2)^2} = M_1r_1 \frac{4\pi^2}{P^2}, \quad 5.7.4$$

que dividido por $M_1r_14\pi^2$ obtemos:

$$\frac{G}{4\pi^2} \frac{M_2}{r_1} \frac{1}{(r_1 + r_2)^2} = \frac{1}{P^2} \quad 5.7.5$$

Da Eq. 5.7.1 temos $M_1 = (M_2r_2)/r_1$, ou:

$$(M_1 + M_2) = M_2 \left(\frac{r_2}{r_1} + 1 \right) \text{ ou } M_1 + M_2 = \frac{M_2}{r_1} (r_2 + r_1). \quad 5.7.6$$

que resulta:

$$\frac{M_2}{r_1} = \frac{M_1 + M_2}{r_2 + r_1}. \quad 5.7.7$$

Das expressões 5.7.5 e 5.7.7 obtemos a forma geral da terceira lei de Kepler:

$$M_1 + M_2 = \frac{(r_1 + r_2)^3}{P^2} \frac{4\pi^2}{G}. \quad 5.7.8$$

Se as distâncias são dadas em unidades astronômicas (UA), os tempos em anos e as massas em unidades de massa solar (M_\odot), o fator $4\pi^2/G$ se torna igual a 1.

Ainda que a expressão 5.7.8 valha somente para órbitas circulares (caso contrário r_1 , r_2 e ω seriam funções do tempo) podemos mostrar que esta lei também se aplica para órbitas elípticas

se r_1 e r_2 forem substituídos pelos semi-eixos maiores a_1 e a_2 das órbitas das componentes do sistema binário ao redor do centro de gravidade.

Sistemas binários para os quais não haja possibilidade de medirmos os raios orbitais das componentes, a razão entre suas massas pode ser obtida conhecendo-se suas velocidades orbitais.

$$v_1 = \frac{2\pi r_1}{P} \text{ e } v_2 = \frac{2\pi r_2}{P}$$

ou

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{r_1}{r_2} = \frac{M_2}{M_1}$$

Estas velocidades podem ser determinadas pelo efeito Doppler caso possamos utilizar os espectros estelares (ver adiante).



Figura 5.27: Medida da componente da velocidade. Deslocamento Doppler.

O efeito Doppler é muito importante para muitas aplicações astronômicas porque permite medir a componente radial da velocidade, ou seja a velocidade de um objeto ao longo da linha de visada (veja fascículo 1 da apostila). Para as estrelas, nós não podemos medir suas velocidades senão medindo a variação de suas distâncias em função do tempo. Entretanto lembremos que é possível ver variações na frequência da luz que chega da estrela quando a estrela se afasta ou se aproxima de nós. Estas mudanças de frequência ou de comprimento de onda é chamado de efeito Doppler. Espectros estelares apresentam faixas de comprimento de onda bastante estreitas, denominada de absorção, que nos possibilita obter medidas do centro dessas linhas que mudam quando a estrela se aproxima ou se afasta. Se a fonte luminosa se move podemos então detectar pequenas variações medidas pela expressão:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c},$$

onde λ_0 é o comprimento de onda em repouso (i.é, o comprimento de onda que a linha tem, se a fonte de luz e o observador têm a mesma velocidade). v_r é a componente da velocidade na direção do observador, na linha de visada ou mais propriamente a velocidade radial (Fig. 5.25).

Se o movimento da fonte for no sentido de se afastar do observador, o comprimento de onda relativo ao centro da linha fica maior, caso contrário menor. São estas mudanças desses comprimentos de onda é que nos permite medir as velocidades radiais das estrelas.

Uma vez que as massas e as luminosidades sejam obtidas para estrelas em sistemas binários, o gráfico desses parâmetros mostra uma correlação que usualmente é chamada de massa-luminosidade

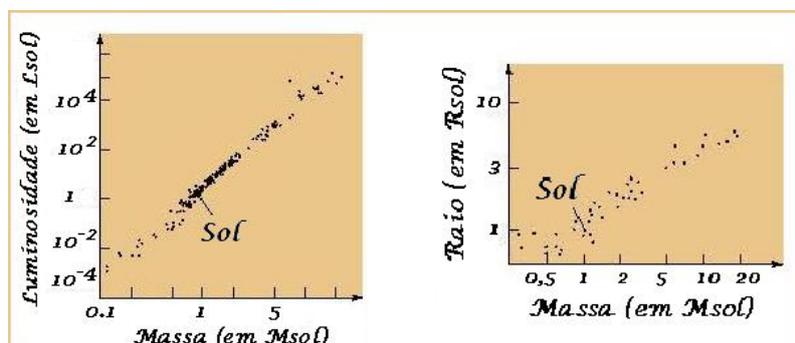


Figura 5.28: Relação Massa-Luminosidade e Massa-Raio.

($M - L$). Em 1924, *Arthur S. Eddington* previu que as massas e as luminosidades das estrelas normais, pertencentes a seqüência principal, devem estar relacionadas pela equação:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\alpha} \quad 5.7.9$$

cujo valor para seus primeiros modelos teóricos indicaram $\alpha \approx 3$. O gráfico $\log - \log$ (Fig. 5.28), da equação 5.7.9 mostra que essa relação é representada por uma reta com tal inclinação α . As estrelas da seqüência principal parecem estar bem representadas, embora o expoente α apresente um valor de ≈ 3 para estrelas luminosas e massivas, $\alpha \approx 4$ para aquelas do tipo solar, e até mesmo encontramos $\alpha \approx 2$ para estrelas vermelhas menos luminosas e de baixa massa. Hoje as teorias astrofísicas da estrutura estelar explicam estes resultados em termos das diferenças estruturais internas das estrelas de diferentes massas e das opacidades⁶ das atmosferas estelares com diferentes temperaturas. Lembramos que a lei $M - L$ não se aplica às estrelas altamente evoluídas, tais como as gigantes vermelhas (com extensas atmosferas) e nem para as anãs brancas (com matéria degenerada). Enquanto as estrelas possuem suas massas distribuídas dentro de uma faixa estreita de valores que vai de $0,05M_{\odot}$ a $50M_{\odot}$, suas luminosidades cobrem uma vasta extensão de valores de $10^{-4} \leq L/L_{\odot} \leq 10^6$

5.8 O tempo de vida de uma estrela

A rápida taxa da fusão nuclear, reação que ocorre no núcleo da estrela, libera uma grande quantidade de energia por unidade de tempo. Quanto tempo esse processo demora? Podemos estimar o tempo de vida de uma estrela dividindo a quantidade de combustível disponível (a massa da estrela M_{\star}) pelo consumo (a sua luminosidade L_{\star}), e assim escrevemos:

$$T_{vida} = B \times \frac{M_{\star}}{L_{\star}} \quad 5.8.1$$

As estrelas tipos O e B têm massas 10 a 20 vezes maior que a do Sol e luminosidade milhares de vezes maior quando comparada a do Sol. Conseqüentemente, estas estrelas massivas sobrevivem pouco. Suas reações nucleares se processam tão rapidamente que seu combustível esgota-se rapidamente. Usando-se a relação massa-luminosidade (Eq. 5.8.1), notamos que a vida de uma

⁶Medida da capacidade da matéria de obstruir a radiação eletromagnética. Opacidade é o oposto da transparência.

Tabela 5.8.1 Algumas propriedades de estrelas da seqüência principal

Estrela	Tipo Espectral	Massa M_{\odot}	Temperatura central ($10^6 K$)	Luminosidade L_{\odot}	Tempo de vida ($10^6 anos$)
Rigel	B8Ia	10	30	44.000	20
Sirius	A1V	2.3	20	23	1.000
α Centauri	G2V	1,1	17	1.4	7.000
Sol	G2V	1.0	15	1,0	10.000
Próxima Cen	M5V	0,1	0,6	0,00006	> 1.000.000

estrela O, tipicamente de 20 massas solares é aproximadamente $20/20^3 = 1/400$ da vida do Sol (10 bilhões de anos), ou aproximadamente 25 milhões de anos⁷. Nós podemos afirmar então que todas as estrelas dos tipos O e B que observamos atualmente são jovens, com idades menores que algumas dezenas de milhões de anos. As estrelas massivas mais velhas do que estas já esgotaram seu combustível tendo exaurido havia muito tempo toda sua energia, e morrido.

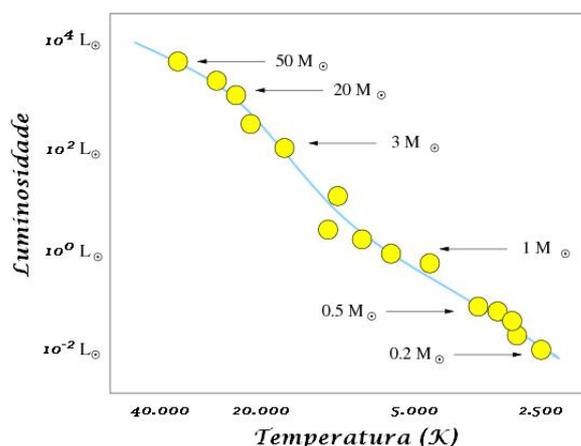


Figura 5.29: Relação Massa-Luminosidade no diagrama HR.

Do lado oposto da seqüência principal, as estrelas frias do tipo K e M têm menos massa do que o Sol. Com densidades e temperaturas baixas no núcleo, suas reações próton-próton prossegue muito mais lentamente do que aquelas no núcleo do Sol. A lenta liberação de energia por unidade de tempo implica em uma baixa luminosidade o que equivale dizer que elas têm uma longa existência. Muitas das estrelas do tipo K e M, agora visíveis no céu ainda brilharão por pelo menos outros trilhões de anos.

A tabela 5.8.1 compara as principais propriedades de diferentes estrelas da seqüência principal, organizadas na ordem decrescente de massa. Observe que a temperatura central difere muito pouco de uma estrela para outra, mas suas luminosidade e tempo de vida, ao contrário, têm uma variação muito grande.

A figura 5.29 mostra como a massa estelar varia no diagrama HR ao longo da seqüência principal. Observa-se uma evidente tendência entre as de baixa massa, as anãs vermelhas, até

⁷Lembrar que para estrelas de tipo O e B $\alpha \approx 3$

as de altas massas das gigantes azuis. Com poucas exceções, as estrelas da sequência principal têm massas variando entre 0.1 até 20 vezes a massa do Sol aproximadamente. Visto que todas as demais propriedades das estrelas são determinadas por sua massa, podemos dizer que a massa de uma estrela quando de sua formação determina sua posição na sequência principal.

5.9 A composição química das estrelas

Para determinar as abundâncias químicas das estrelas, nós temos que identificar suas linhas espectrais, i.e., temos que saber de quais elementos elas são formadas e de qual transição elas correspondem. Inicialmente nós temos que medir (e identificar) os comprimentos de onda das linhas consideradas. Isto é feito se medindo suas posições em laboratório com espectros que são denominados de comparação. Estes espectros são gerados quando das observações estelares, garantindo que sejam comparáveis o que é garantido pelo fato de serem provenientes de um mesmo instrumento.

Afinal de que são feitas as estrelas? Conforme podemos observar na Fig 5.21, nos espectros estelares estão presentes várias linhas de absorção cujos comprimentos de onda concordam com aqueles observados em laboratório para o hidrogênio, hélio e muitos outros elementos mais pesados. É assim, portanto, que sabemos que todos estes elementos devem estar presentes nas estrelas. O problema é saber quais são as abundâncias relativas. Para tal podemos imaginar que as intensidades (Fig. 5.30) das linhas são uma indicação da abundância do correspondente elemento.

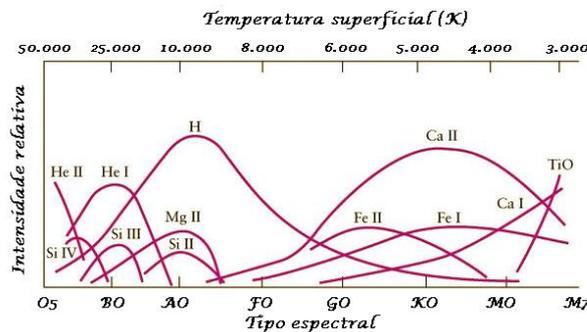


Figura 5.30: Intensidade das linhas de acordo com o tipo espectral.

Devemos lembrar, entretanto, que essas intensidades dependem também da temperatura, da pressão e da turbulência nas atmosferas estelares, parâmetros que necessitam ser determinados juntamente com as tais abundâncias. Podemos ainda notar que o hidrogênio que vemos, como sendo as linhas mais intensas para as estrelas A, B e F, é o elemento mais abundante. Cerca de 91% de todas as partículas presentes nas estrelas são átomos ou íons de hidrogênio, enquanto que aproximadamente 9% são de hélio, que embora abundantes as linhas desse elemento são fracas para as estrelas O e B. Isto é devido à estrutura especial do diagrama de níveis de energia do hélio (ver adiante). O que resta então de percentagem para os elementos mais pesados que estão presentes nas estrelas? Realmente, a abundância de todos os elementos mais pesados juntos é da ordem de 0,1%.

As razões entre as abundâncias são representadas de forma diferente numericamente se levarmos em conta a fração em massa dos elementos. O núcleo de hélio é quatro vezes mais massivo

que o de hidrogênio e os mais pesados são mais volumosos. Carbono tem um peso atômico 12, nitrogênio 14, oxigênio 16, ferro 56 e assim por diante. Considerando-se as abundâncias em massa, ela vale aproximadamente 70% para o hidrogênio, 28% para o hélio. A fração em massa de hidrogênio normalmente é designada por X e de hélio por Y . Nós temos para os ambientes nas proximidades solar $X = 0,70$ e $Y = 0,28$. Os elementos mais pesados juntos contribuem com $Z = 0,02$. Embora os elementos pesados sejam muito raros em estrelas, eles se mostram importantes para a estratificação das temperaturas dentro das estrelas.

Você pode ter notado que nós não consideramos os efeitos da composição química estelar quando de sua classificação espectral, nem discutimos um tipo especial de estrelas as sub-anãs. A razão é que a maioria das estrelas nas vizinhanças solar tem a mesma composição química. Elas pertencem à chamada População I (ver adiante), enquanto que as sub-anãs (População II, baixa abundância de metal ($Z \sim 0.001$), estão situadas abaixo da seqüência principal devido sua deficiência em metal (Fig 5.31).

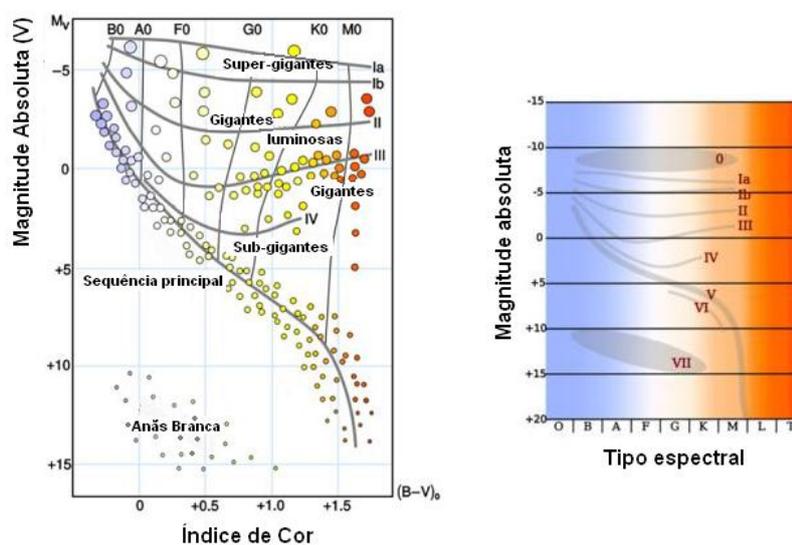


Figura 5.31: Classificação espectral no diagrama HR.

A ausência de elementos pesados implica que as estrelas parecem ser mais quentes e mais azuis (tipo espectrais de A até F) do que são na verdade (provavelmente de G a K). Evidente que em alguns casos o efeito da abundância é notado nos espectros estelares, como nos casos das Wolf-Rayet, das linhas em emissão nas estrelas O, B e A, peculiares A e estrelas carbonadas.

5.10 Exercícios

1ª **Questão.** Quanto tempo a luz solar refletida pela Lua leva para chegar até a Terra? (Considerar $v_{luz} = 300.000km/s$)

- a) $\sim 1,3horas$
- b) $\sim 1,3minutos$
- c) $\sim 1,3segundos$

d) $\sim 1,3$ dias

2ª **Questão.** Quanto tempo a luz demora para percorrer 1 unidade astronômica?

a) $\sim 8,3$ dias

b) $\sim 8,3$ horas

c) $\sim 8,3$ minutos

d) $\sim 8,3$ segundos

3ª **Questão.** O artefato humano mais distante do sistema solar (a nave Voyager 1) está viajando a uma velocidade de 46800 km/h . Como foi lançada em 05/09/1977, a que distância aproximada ele se encontrava do Sol em 05/04/2009?

a) $\sim 80,4$ U.A

b) $\sim 84,4$ U.A

c) $\sim 86,4$ U.A

d) $\sim 78,4$ U.A

4ª **Questão.** O centro de nossa galáxia está a aproximadamente 26000 AL. Qual a distância em parsecs?

a) ~ 6000 pc

b) ~ 7000 pc

c) ~ 8000 pc

d) ~ 9000 pc

5ª **Questão.** Nossa galáxia mede aproximadamente 100.000 AL . Quanto tempo a nave Voyager 1, com a velocidade do exercício 3, levaria para percorrer a distância entre os dois extremos de nossa galáxia?

a) $\sim 2,3$ milhões de milênios

b) $\sim 2,3$ mil anos

c) $\sim 2,3$ milhões de séculos

d) $\sim 2,3$ milhões de anos

6ª **Questão.** A distância até a estrela mais próxima, além do Sol, é:

a) ~ 1 unidade astronômica

b) ~ 10 unidades astronômicas

c) ~ 1 parsec

d) ~ 10 parsecs

7ª **Questão.** As paralaxes das estrelas são medidas em unidades de:

a) parsecs

b) graus

c) segundos de graus

d) anos-luz

8ª **Questão.** O comprimento da linha-base usada para a determinação das paralaxes das estrelas é:

a) o diâmetro da Terra

b) a distância Terra-Lua

c) o raio da órbita da Terra

d) o parsec

9ª **Questão.** A estrela Sirius tem uma paralaxe heliocêntrica de $0,40$ segundos de graus.

a) Qual sua distância em parsecs? Em anos-luz?

b) Qual seria a paralaxe de Sirius se ela fosse observada com um telescópio em Marte?

Para efeito de cálculo das magnitudes de uma estrela são sempre admitido como padrão a estrela Vega: Dados $m_v = 0,03$, $L_V = 51L_\odot$ e $d_V = 7,8pc$.

10^a **Questão.** Calcular a magnitude aparente do Sol.

11^a **Questão.** Calcular a magnitude absoluta da estrela Vega (α Lyrae).

12^a **Questão.** Calcular a magnitude absoluta do Sol.

13^a **Questão.** Uma estrela tem magnitude aparente $-0,4$ e paralaxe $0,3''$, qual é:

a) seu módulo de distância?

b) sua magnitude absoluta?

14^a **Questão.** Qual é a distância (em parsecs) de uma estrela cuja magnitude absoluta vale $+6,0$ e a aparente $+16,0$?

15^a **Questão.** Qual é a magnitude aparente do Sol visto de Saturno, que está a ~ 10 UA de distância do Sol?

Capítulo 6

O Sol

6.1 Considerações gerais

A primeira tentativa para determinar matematicamente a distância entre a Terra e o Sol foi concebida por Aristarco a partir do triângulo retângulo cujos vértices são a Terra, a Lua e o Sol, na fase quarto crescente ou minguante da Lua. O ângulo entre a Lua e o Sol pode ser medido por um observador na Terra, o que permite que se conheça o terceiro ângulo. A relação entre os lados Terra-Lua e Terra-Sol neste triângulo é definida por uma função trigonométrica (seno).



Figura 6.1: O sistema solar em escala de tamanho.

Foi somente no século XVII que os astrônomos descobriram que o Sol era uma estrela como as outras. A única coisa que o distingue das demais é a sua proximidade em relação ao nosso planeta. Assim, o Sol é a única estrela suficientemente próxima da Terra para poder ser vista em detalhes, o que torna possível o estudo do ambiente próximo (meio interplanetário) com precisão.

Tabela 6.1. Abundância solar

Elemento	Porcentagem (%)	Massa (%)
Hidrogênio	91,2	71,0
Hélio	8,7	27,1
Carbono	0,04	0,40
Nitrogênio	0,009	0,10
Oxigênio	0,08	0,97

Mais importante do que conhecer o Sol, propriamente dito, é o fato dele representar um passo fundamental para a nossa compreensão geral das demais estrelas.

O Sol é um corpo relativamente simples: trata-se de uma gigantesca bola de gás com 1,4 milhões de quilômetros de diâmetro, ou seja, cerca de 110 vezes a dimensão da Terra. A massa solar é de 2×10^{30} kg (2 mil bilhões de bilhões de quilogramas), isto é, cerca de 330 mil vezes a massa da Terra. Aproximadamente 71% da massa do Sol é composta de hidrogênio, cerca de 27%, de hélio, e o restante (0,1%), de elementos mais pesados (Tabela 6.1).

Algumas das principais propriedades do Sol estão resumidas na Tabela 6.2, a seguir:

Tabela 6.2. Algumas características do Sol

Diâmetro (fotosfera)	1.391.980 km	Temperatura superficial	5.800 K
Massa	$1,99 \times 10^{30}$ kg	Tipo espectral	G2V
Densidade média	$1,41 \text{ g/cm}^3$	Magnitude visual aparente	-26,7
Luminosidade	$3,83 \times 10^{26}$ W	Magnitude visual absoluta	+4.8
Período de rotação	25 dias (equador) 30 dias (pólos)	Distância média à Terra	149.597.892 km

6.2 Estrutura interna

O interior do Sol é inacessível às observações. É necessário recorrer a modelos teóricos para descrever os fenômenos que lá são produzidos e determinar a estrutura solar interna. Estudos

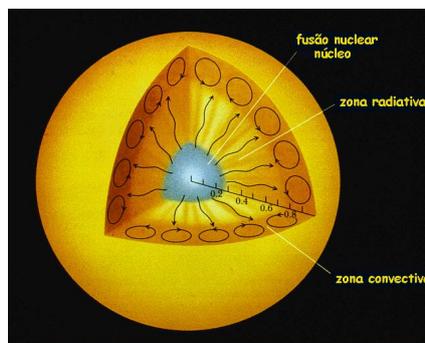


Figura 6.2: A estrutura interna do Sol.

evidenciam que o interior do Sol é dividido em três zonas: o núcleo e as zonas radiativa e convectiva. O núcleo do Sol é o local de produção de energia por meio de reações nucleares (fusão nuclear). A temperatura desta região é extremamente elevada, de cerca de 15 milhões de kelvin. O núcleo representa aproximadamente 25% do diâmetro solar e, devido à alta densidade, contém cerca de 60% da massa total do Sol.

Diferentemente do Sol, tudo o que vemos de uma estrela distante é um pequeno ponto luminoso a partir do qual obtemos as informações necessárias para podermos compreender a sua estrutura interna. Essas informações são provenientes das camadas superficiais das estrelas, cuja espessura é da ordem de cem quilômetros a mil quilômetros, enquanto o raio é da ordem

Tabela 6.3. Regiões internas do Sol

Região	R/R_o	Temperatura (K)	Densidade (g/cm^3)	Transporte de Energia
Núcleo	0,0 – 0,25	$\sim 15.000.000 - 8.000.000$	$\sim 160 - 10$	Radioativo
Radiativa	$\sim 0,25 - 0,80$	$\sim 8.000.000 - 500.000$	$\sim 10 - 0,01$	Radioativo
Convectiva	$\sim 0,80 - 1,00$	$\sim 500.000 - 10.000$	$< 0,01$	Convecção

de 10^5 km a 10^7 km. A luz emitida pela superfície estelar é absorvida e re-emitada nas camadas estelares internas, muito antes de a luz conseguir chegar próximo o bastante da superfície para escapar sem ser absorvida outra vez. Contrariamente ao tempo em que um fóton levaria para percorrer 700 mil quilômetros (2,3s), ele demora 10^7 anos no interior solar. Os neutrinos (um tipo de radiação com parâmetro de impacto de absorção muito pequeno), por sua vez, passam rapidamente sem serem absorvidos, o que impõe dificuldades semelhantes para serem detectados na Terra. Os neutrinos são partículas importantes para a compreensão dos processos de geração de energia que ocorrem no interior do Sol, pois são fonte direta de informação sobre a estrutura estelar.

A grande maioria das estrelas não apresenta variações nem de brilho nem de cor - e assim as estrelas permanecem por muito tempo. Tal informação nos possibilita inferir que a temperatura superficial (T_{eff}) e a luminosidade (L) também não variam e, como:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4, \quad (01)$$

podemos dizer que o raio R permanece constante enquanto a T_{eff} se comportar da mesma maneira.

Uma vez que a estrela como um todo mantém seu volume estacionário durante a vida na sequência principal¹, podemos, a partir da temperatura efetiva e do raio, obter um modelo para descrever a estrutura do interior estelar. A grande quantidade de massa que compõe o interior da estrela gera uma força gravitacional intensa sobre as camadas superficiais que, por sua vez, experimentam uma intensa ação voltada para o interior. Na prática, uma força oposta age sobre essas camadas, mantendo-as em equilíbrio, não permitindo que a estrela colapse.

Levando-se em conta que a estrela possui simetria esférica, temos:

$$dP/dr = -\rho g \quad (02)$$

Como importante consequência, podemos estimar a temperatura central da estrela. Considerando-se que a pressão no seu interior seja equilibrada pelo peso da coluna de material e que a equação para um gás ideal seja dada pela expressão:

$$P_g = kT\rho/\mu,$$

onde k é a constante para os gases, ρ é a densidade, μ é o peso atômico médio e $P_g = \bar{\rho}g\bar{R}$, obtemos o valor $T = 1,4 \times 10^7$ K. Esta temperatura central é alta o suficiente para tornar possível a reação no núcleo da estrela.

¹Nome para uma faixa bem definida de estrelas distribuídas ao longo de um diagrama que relaciona cor (índice de cor) e luminosidade (magnitude absoluta).

Como a temperatura na estrela é governada pela condição de equilíbrio hidrostático², podemos calcular a energia térmica da estrela se a massa M e o raio R estelares forem conhecidos. A energia gravitacional liberada durante a formação da estrela também pode ser calculada. É instrutivo estudar a relação entre essas energias em uma estrela em equilíbrio hidrostático.

A energia térmica de um gás está na forma de energia cinética, então, podemos escrever:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$$

Levando-se em conta que $n = \rho/m$ representa o número de partículas por unidade de volume, podemos escrever que a energia cinética por unidade de volume é dada por:

$$E_{term} = n \cdot \frac{3}{2}kT$$

Para um disco de altura r , temos: $dV = 4\pi r^2 dr$, logo a energia total para toda estrela será:

$$E_{term} = \int_0^R 4\pi r^2 dr \cdot n \cdot \frac{3}{2}kT$$

Utilizamos a expressão $P_g = nkT$ para expressar a energia térmica:

$$E_{term} = \int_0^R \frac{3}{2}P_g 4\pi r^2 dr \quad (03)$$

A pressão pode ser determinada pela integração da equação hidrostática:

$$\frac{dP_g}{dr} = -\rho g(r) = -\rho \frac{GM}{r^2}$$

que resulta:

$$-\int_0^R 3P_g 4\pi r^2 dr = -\int_0^R \rho \frac{GM}{r} 4\pi r^2 dr \quad (04)$$

A parte direita da equação (04) corresponde à energia gravitacional. Para interpretá-la, basta olharmos a energia gravitacional liberada durante a formação da estrela. Comparando-se o lado esquerdo dessa equação com a equação (03), escrevemos:

$$2E_{term} = \int_0^R \rho \frac{GM}{r} 4\pi r^2 dr,$$

ou

$$E_{term} = -\frac{1}{2}E_g \quad (\text{Teorema de Virial})$$

O que depreendemos dessa relação é que, quando uma estrela começa a se contrair, ela libera energia gravitacional que, transformada em energia térmica, faz sua temperatura subir. O equilíbrio hidrostático é alcançado quando a metade da energia gravitacional liberada é armazenada como energia térmica. Se mais da metade da energia gravitacional for armazenada como energia térmica, a pressão interna aumenta, o que faria a estrela voltar a se expandir. O jogo E_G e E_T fará com que a estrela continue em colapso, resultando no seu aquecimento.

²Conceito da mecânica dos fluidos que significa o balanço entre o campo gravitacional e o gradiente de pressão.

Quanto tempo uma estrela leva para se contrair e entrar na sequência principal, isto é, nascer? Se o transporte de calor do interior para fora for principalmente radiativo, então demorará o tempo necessário para que a radiação encontre uma maneira de vencer a envoltória e comece a brilhar. Quanto tempo isso leva? Nós vimos que, a cada segundo, uma quantidade de energia empregada para gerar a luminosidade L é gasta (Eq. 01). Derivando-se a massa pela expressão $M_r = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ teremos $E_G = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R}$. Se fizermos uma aplicação para o caso do Sol, onde $M_\odot = 2 \times 10^{30}$ kg e $R_\odot = 7 \times 10^8$ m, encontraremos:

$$E_{G_\odot} = \frac{2,4 \times 10^{60}}{7 \times 10^8} G = 2,3 \times 10^{41} \text{ J}$$

Levando-se em conta que a metade desta energia é perdida enquanto o Sol se contrai, teremos:

$$t = \frac{1,15 \times 10^{41}}{4 \times 10^{26}} = 2,9 \times 10^{14} \text{ s ou } \approx 10^7 \text{ anos}$$

Este tempo de contração para as estrelas é denominado Kelvin-Helmholtz.

6.3 A produção de energia no Sol

A fonte geradora de energia do Sol permaneceu um mistério até o início dos anos 1930, quando a sua natureza foi enfim revelada: trata-se de uma reação de fusão processada no núcleo estelar. Em razão das altas temperaturas que dominam o núcleo, todas as partículas estão dotadas de forte agitação. Nestas condições, os átomos não subsistem em sua forma normal e a matéria se encontra ionizada, o que favorece as colisões. Quando da colisão, dois núcleos podem se fundir originando um novo.

No Sol, cujo núcleo é essencialmente constituído por hidrogênio, a maior parte dessa reação se dá entre dois prótons. O resultado global da interação é a produção, a partir de quatro prótons, de um núcleo de hélio constituído por dois nêutrons e dois prótons. A propriedade notável desta reação reside no fato de a massa do núcleo de hélio ser ligeiramente inferior à soma das massas de quatro prótons. A reação de fusão nuclear, por conseguinte, é acompanhada de uma perda de massa.

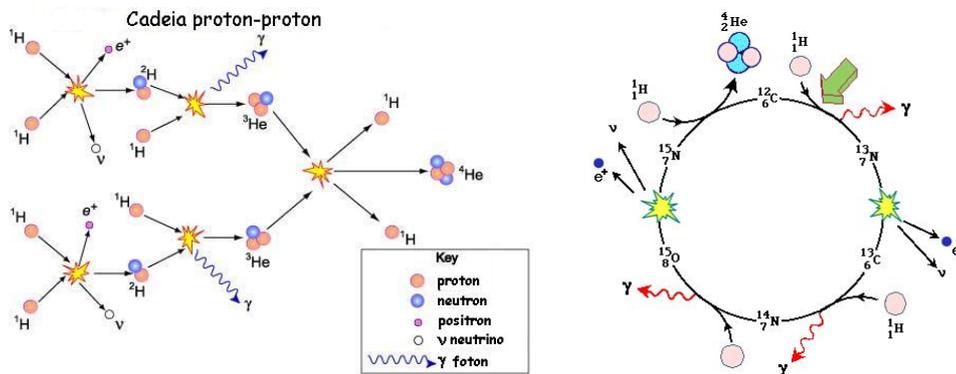


Figura 6.3: A produção de energia no Sol: ciclo PP e ciclo CNO.

No início do século passado, o físico alemão Albert Einstein demonstrou a equivalência entre massa e energia, traduzida pela relação: $E = mc^2$. Na região central do Sol, a perda de

massa provocada pela reação nuclear fornece os recursos necessários para que o Sol possa gerar energia. Este método de geração de energia é muito mais eficiente do que aqueles propostos inicialmente pelas reações químicas ou mesmo da energia resultante da chamada contração de Kelvin-Helmholtz. A fusão nuclear permite a uma estrela como a nossa brilhar durante dez bilhões de anos.

A transformação do hidrogênio em hélio pode ser feita de duas maneiras. Na cadeia próton-próton, tudo começa quando dois prótons se fundem para formar o deutério, conforme a Fig 7.

A segunda maneira de converter o hidrogênio em hélio é por meio do ciclo do carbono (CNO). O ciclo começa com a colisão de um próton com um núcleo de carbono-12, apenas se o carbono já estiver presente na estrela. O resultado é o mesmo do produzido pela cadeia próton-próton, tendo o carbono a função de catalisador, isto é, ele facilita as diferentes reações (Fig. 6.4). A eficiência de cada processo de geração de energia depende do tipo da estrela.

6.4 A duração de vida do Sol

A duração de vida do Sol depende da quantidade de hidrogênio disponível para ainda ser consumido na geração de energia. O valor das proporções relativas de hidrogênio e de hélio permite estimar o tempo restante de vida do Sol: ele existe há cinco bilhões de anos e sobreviverá, como tal, por outros cinco bilhões de anos.

A massa solar consumida por segundo é insignificante se comparada à massa total do Sol, equivalente a $M_{\odot} = 2,0 \times 10^{27}$ toneladas. Desta massa, 71% é composta de hidrogênio (Tab. 1). Somente 15% do hidrogênio concentrado no núcleo será consumido sem que a luminosidade global do Sol seja alterada, o que representa uma quantidade disponível de matéria igual a: $M_{disponível} = 2 \times 10^{27} \times 0,7 \times 0,15 \approx 2 \times 10^{26}$ toneladas.

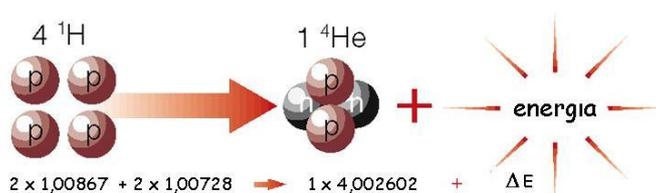


Figura 6.4: Resultado da fusão nuclear, a reação no núcleo do Sol.

A partir da Fig. 6.4, levando-se em conta a equação de transformação dos prótons em hélio, podemos calcular a razão da perda de massa solar, a qual será:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{0,0292}{4,0318} = 0,007$$

Ou seja, um grama de hidrogênio se transmuta em hélio, com perda de 0,007g.

Como: $E = \Delta mc^2$,

$$E = 0,007 \times (3 \times 10^{10})^2 \Rightarrow E = 6,3 \times 10^{18} \text{ ergs (por gramas)}$$

Sendo a luminosidade do Sol $L = 3,8 \times 10^{33}$ ergs/s, podemos escrever que o consumo de hidrogênio por segundo será dado por:

$$\frac{L}{E} \Rightarrow \frac{3,8 \times 10^{33}}{6,3 \times 10^{18}} \Rightarrow 600 \times 10^6 \text{ ton/s}$$

Podemos então estimar o tempo de vida do Sol pela fração:

$$T_{vida} = \frac{M_{disponível}}{Consumo} \Rightarrow T_{vida} = \frac{2 \times 10^{27} \times 0,7 \times 0,15}{600 \times 10^6} = 3,5 \times 10^{17} \text{ s}$$

$$T = 10^{10} \text{ anos}$$

6.5 Regiões de transferência radiativa e de convecção

Em seguida ao núcleo, temos a zona radiativa, que representa 55% do raio do Sol. É na zona radiativa que a energia produzida no núcleo solar é transportada para o exterior pelos fótons. Este modo de transporte é bastante lento, porque os fótons são constantemente absorvidos e reemitidos. Estima-se que o tempo para um fóton sair do Sol é de aproximadamente 3×10^6 ($\approx 10^7$) anos, em oposição ao tempo necessário caso não houvesse obstáculos a enfrentar pelo caminho, como no caso dos neutrinos, que afloram rapidamente à superfície do Sol ($\approx 2,3 \text{ s}$), mas que ao chegar à Terra são dificilmente detectados.

São quatro os principais processos responsáveis pela criação, pelo equilíbrio termodinâmico e pelo impedimento de escoamento do fluxo da radiação no interior de uma estrela. Os processos dominantes dependem das temperaturas do meio. Organizando os principais em ordem decrescente de temperatura, temos:

1. O espalhamento Compton

Um fóton pode trocar energia e momento com um elétron livre (que não está ligado a um átomo), processo denominado espalhamento Compton. Este processo não destrói nem cria fótons, mas os mantém em equilíbrio térmico com os elétrons da estrela, retardando o processo de propagação da radiação originada no núcleo até a superfície da estrela. Espalhamento Compton é o processo radiativo dominante para comprimentos de onda em raios-X e γ (energia correspondente a vários keV). Trata-se de um processo dominante para o equilíbrio térmico e para o transporte radiativo em altas temperaturas, acima de algumas dezenas de milhões de graus, onde a grande fração de fótons do espectro de corpo negro é em raios-X.

2. Bremsstrahlung

É um processo de desaceleração brusca de um elétron de alta energia provocado pela sua passagem nas proximidades de um núcleo atômico. A perda de energia resultante neste processo é acompanhada de uma emissão de onda rádio. A absorção da radiação resultante é frequentemente denominada livre-livre, referência ao estado do elétron antes e depois da desaceleração. A taxa de radiação por unidade de volume criada nesse processo é proporcional tanto à densidade de elétrons como à de íons livres.

3. Fotoionização e recombinação eletrônica

A radiação eletromagnética pode retirar um elétron de um átomo, a única condição é que o fóton tenha energia pelo menos igual à energia de ligação do elétron. A absorção de um fóton pelo processo de fotoionização é denominado ligado-livre. A probabilidade desta interação ocorrer é maior para os fótons que carregam energia correspondente à da ligação do elétron. A ionização e o processo inverso, denominado recombinação, são importantes para o hidrogênio e o hélio em estreitas faixas de temperaturas.

4. Linhas atômicas em emissão e absorção

Em regimes de baixas temperaturas, a maior parte dos elétrons está ligada aos átomos e a energia média dos fótons é demasiadamente baixa para ionizá-los. Nestas condições, a radiação interage com os átomos forçando os elétrons ligados a mudar de órbita dentro dos átomos. Estas interações, denominadas ressonantes, ocorrem em níveis de energias específicos. A transição é realizada espontaneamente para o nível fundamental, seja por intermédio de uma cascata de diferentes níveis de energia, seja diretamente. As linhas, que são de ressonância, provocam a emissão de uma radiação por um átomo excitado que decai para o nível fundamental. Na prática, estas interações ocorrem numa escala estreita de energias, em parte devido ao deslocamento Doppler da linha em razão do movimento aleatório dos íons.

Cada uma dessas interações está definida por uma probabilidade de ocorrência. A interação pode ser, na verdade, imaginada como um par; isso permite que a interação da radiação com a matéria obedeça às leis da termodinâmica.

Finalmente, chega-se à camada externa do Sol através da zona de convecção, que representa 30% do diâmetro solar e onde a temperatura cai abaixo de 1 milhão de kelvin. Nesta região, o transporte de energia se faz por convecção, isto é, pelo conjunto da matéria presente. O gás quente das regiões profundas sobe para liberar a energia pela superfície. Dessa maneira, resfria-se, para, logo em seguida, voltar para as regiões mais profundas, promovendo um ciclo de matéria.

6.6 A fotosfera

Continuando a nos afastar do núcleo para o exterior, chegamos ao que se pode considerar a superfície do Sol, ainda que não se trate de um limite realmente bem definido. Esta região é chamada de fotosfera e tem cerca de centenas de quilômetros de espessura. A temperatura na fotosfera não varia muito, chegando a valores entre 6 mil e 4 mil kelvin, contudo, a densidade cai rapidamente. Por esta razão, todas as camadas de gases situadas além da fotosfera são muito tênues e, por conseguinte, transparentes. Assim, a fotosfera é a última camada opaca e brilhante, a qual vemos quando olhamos (!) para o Sol. Além disso, como a queda da densidade é muito rápida, os contornos da fotosfera são bem definidos, o que explica o disco solar possuir contorno bem nítido.

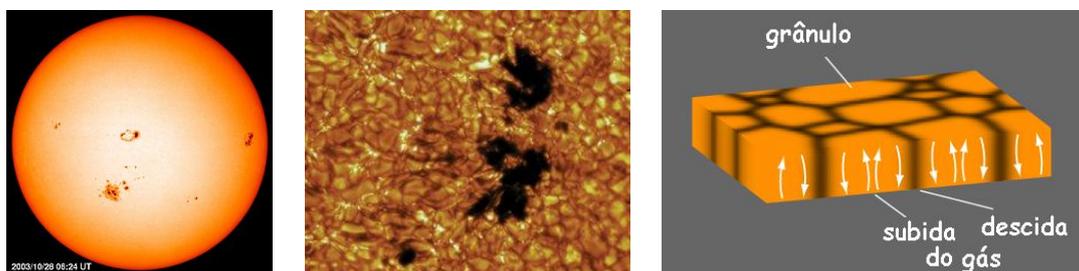


Figura 6.5: O disco solar, com limites bem definidos; as células superficiais de convecção; e o aspecto granuloso da superfície solar.

A superfície do Sol não apresenta um aspecto uniforme. Observações de alta resolução mostram que ela tem um aspecto granuloso. A todo instante, milhões de células são visíveis sobre o disco solar, o que explica o aspecto variável. Tais granulações apresentam dimensões

médias de cerca de mil quilômetros. Essas estruturas são ligadas à zona de convecção nas camadas próximas da superfície do Sol. O gás aquecido que sobe das profundezas atinge a superfície pelo centro das granulações, espalhando-se, o que provoca seu resfriamento, para, em seguida, mergulhar para a região interna do Sol pelas bordas dessas colunas. Assim, a diferença de temperatura entre o gás que sobe pelo centro e o que desce por entre as colunas de matéria aquecida é de aproximadamente 500 K, o que dá o aspecto granuloso ao disco solar (Fig. 9).

Um pouco mais abaixo da superfície do Sol, outros movimentos do gás, produzidos em grande escala, definem enormes células com duração de vida de cerca de 24 horas e que podem atingir 30 mil quilômetros de diâmetro. Estas superestruturas foram descobertas em 1950 por Hart, em medidas Doppler das velocidades de fluxos horizontais de matéria na fotosfera ($v_D \approx 400 \text{ km/s}$). As supergranulações têm sido interpretadas, há muito tempo, como uma escala de convecção específica, porém, sua origem não é conhecida com precisão.

6.7 As manchas solares e seu ciclo de atividades.

É de um monge beneditino inglês de nome John de Worcester, o primeiro registro acerca das manchas solares, observadas em 1128 d.C. (Fig. 6.6).

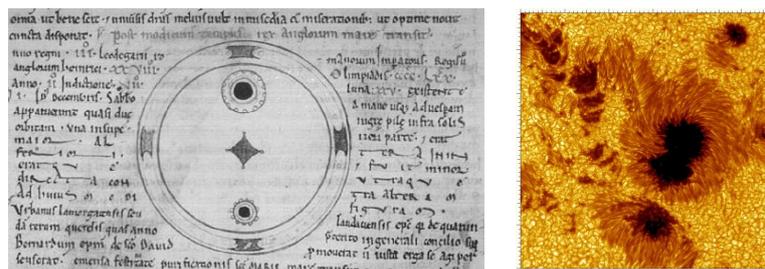


Figura 6.6: Primeiro desenho de uma mancha solar, por John de Worcester, século XII d.C.

O texto que acompanha tal observação pode assim ser traduzido:

... “desde o amanhecer até o anoitecer, parecia algo como dois círculos pretos no disco solar: a parte superior era maior que a outra, situada na parte inferior”.

As manchas solares podem ser visíveis a olho nu sob condições adequadas, como por exemplo, quando o Sol for obscurecido parcialmente por nuvens ou névoa, particularmente no nascer ou no pôr (recomendo fortemente que em hipótese alguma se observe o Sol sem proteção adequada - uma máscara de soldador - para os olhos. Lembro que Galileu teve comprometida sua visão quando das observações das manchas solares). Numerosos são os relatos históricos acerca das manchas solares. Registros pré-telescópicos são encontrados especialmente em documentos oficiais das côrtes imperiais chinesas, em 165 a.C., e na Grécia, com Teofrasto (372-287a.C.), sucessor de Aristóteles na direção do Liceu. Uma enorme mancha também foi registrada por ocasião da morte de Carlos Magno, em 813 a.C.. No Ocidente, devido à predominância do modelo aristotélico, segundo o qual o céu era imutável, a existência de manchas solares foi considerada algo “fisicamente impossível” e, assim, ignorada ou atribuída ao trânsito de Mercúrio ou de Vênus pelo disco solar.

Na primeira década do século XVII, e quase que simultaneamente, quatro astrônomos apontaram seus telescópios (instrumento então recentemente inventado) para o Sol e observaram a

existência de manchas solares. Foram eles: Johann Goldsmid, Thomas Harriot, Galileo Galilei e Cristoph Sheiner.

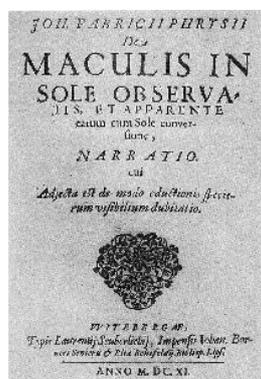


Figura 6.7: Publicação feita por John Goldsmid em 1611.

Johann Goldsmid, também conhecido como Fabrício, nasceu em 1587 na cidade de Resterhave, a noroeste da Alemanha. Seu pai, David Fabrício, um pastor luterano, astrólogo e astrônomo, descobriu em 1596 a variabilidade da estrela Mira Ceti (Omicron Ceti). Entre 1604 e 1610, Fabrício, filho, iniciou os estudos de medicina em Helmstedt e depois de uma curta passagem por Wittenberg, chegou a Leiden, onde se sentiu atraído pela astronomia e, em particular, pelas observações realizadas com telescópios. Constatou a presença de uma mancha solar em 27 fevereiro de 1611 (9 de março no calendário gregoriano, não utilizado, até então, na região da Frísia). Fabrício se juntou à equipe do pai, que interpretou corretamente o movimento cotidiano das manchas solares como uma indicação da rotação do Sol. Depois de obter, de forma sistemática, algumas observações do Sol, ao terminar sua campanha observacional, Fabrício publicou os dados em junho de 1611, sob o título de: *Maculis in Soles Observatis et Apparente Earum cum Sole Conversione Narratio* (*Relato das Observações de Manchas no Sol e de sua Aparente Rotação*) (Fig. 6.7).

A Thomas Harriot, por sua vez, são atribuídas as observações datadas de dezembro de 1610, como evidenciado em suas anotações. Entretanto, as observações de Harriot foram esporádicas, o que caracteriza seu programa como não sistemático.



Figura 6.8: Manchas solares: à esquerda, um dos muitos desenhos atribuídos a Cristoph Scheiner; à direita, uma reprodução dos desenhos de Galileu Galilei.

Já Galileu Galilei e Christoph Scheiner tentaram relacionar as manchas à alguma propriedade

física do Sol. Galileu acreditava que as manchas pertenciam à superfície do Sol, ao contrário da interpretação de Sheiner, para quem tais pontos representavam planetas orbitando o Sol com trajetórias mais próximas do que a de Mercúrio.

Dos fenômenos que afetam a superfície do Sol de modo transitório, as manchas solares são o exemplo mais conhecido. As manchas são pequenas regiões escuras que aparecem sobre a fotosfera, com diâmetros que variam entre milhares a uma centena de milhares de quilômetros e duração entre alguns dias e vários meses. Já as fáculas solares são pontos brilhantes que se formam nas estruturas entre as granulações solares durante a efêmera existência das células convectivas. Estas últimas têm centenas de quilômetros e são constantemente produzidas para se dissipar em escala de tempo de minutos. As fáculas são geradas devido às concentrações das linhas de campo magnético e são encontradas geralmente nas vizinhanças das manchas solares.

A observação contínua do Sol mostrou que o número de manchas não é constante, mas varia fortemente de uma época para outra. O número de manchas solares varia entre zero e um valor máximo, segundo um ciclo que dura aproximadamente onze anos. O último máximo ocorreu no ano 2000 e o próximo está previsto para 2012.

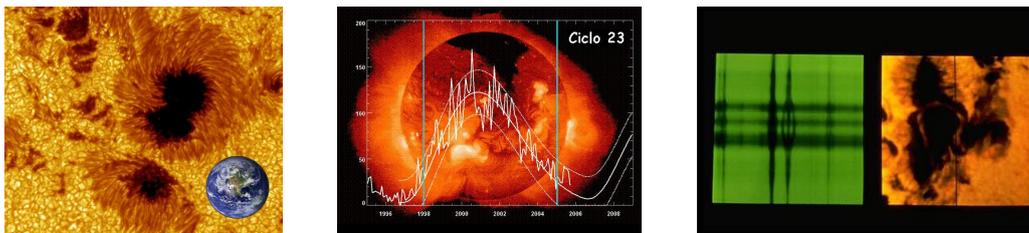


Figura 6.9: A mancha solar comparada ao tamanho da Terra; o ciclo 23-24; o caráter magnético das manchas; e o efeito Zeeman.

As manchas solares são regiões da fotosfera onde a temperatura é ligeiramente mais baixa do que a média, isto é, cerca de 4 mil kelvin (em vez de 6 mil kelvin). Assim, as manchas emitem ligeiramente menos luz do que as regiões vizinhas e parecem escuras, por contraste. A análise espectral revelou que as manchas solares são de origem magnética. Esta é, muito provavelmente, a causa da diferença de temperaturas, mas o mecanismo exato ainda não é conhecido. Várias hipóteses foram sugeridas. Em particular, pode-se dizer que o campo magnético impede que as correntes de gases quentes ascendentes atinjam a superfície do Sol. É igualmente possível considerar que intensas ondas magnéticas sejam emitidas no nível das manchas, o que implicaria uma perda de energia e, portanto, um resfriamento.

6.8 O ciclo solar

O ciclo de onze anos das manchas solares está ligado à presença de um campo magnético combinado a dois outros fenômenos: a rotação diferencial do Sol e os movimentos de convecção perto da superfície solar. Por rotação diferencial devemos entender o fato de que nossa estrela não gira sobre si mesma como um bloco rígido. Ao contrário, para cada latitude, o Sol gira com uma velocidade diferente. Por exemplo, perto dos pólos, uma volta completa é efetuada em aproximadamente 35 dias, enquanto no equador, uma volta completa não leva mais do que 25 dias para ser efetuada.

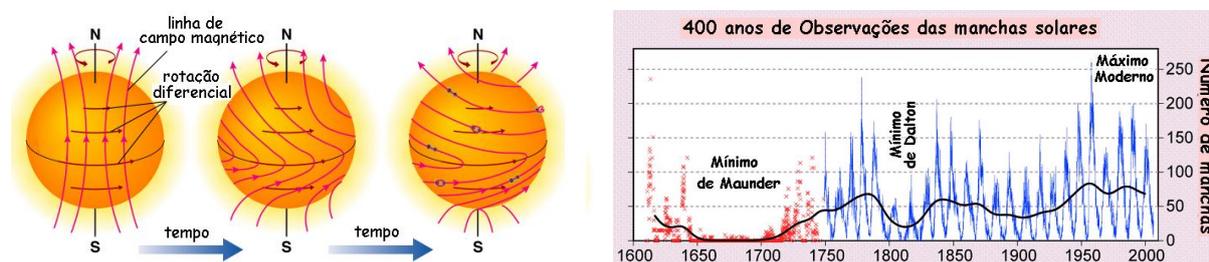


Figura 6.10: À esquerda, a rotação diferencial do Sol; à direita, a variação do ciclo solar no período de 400 anos.

Para explicar como o ciclo de onze anos é produzido, recorreremos ao conceito de linhas de campo: são linhas imaginárias que indicam a direção do campo magnético em qualquer ponto e são muito úteis como meio de representação. Em períodos de calmaria, quando não há manchas visíveis, as linhas de campo ligam os dois pólos do Sol, seguindo, mais ou menos, o eixo de rotação.

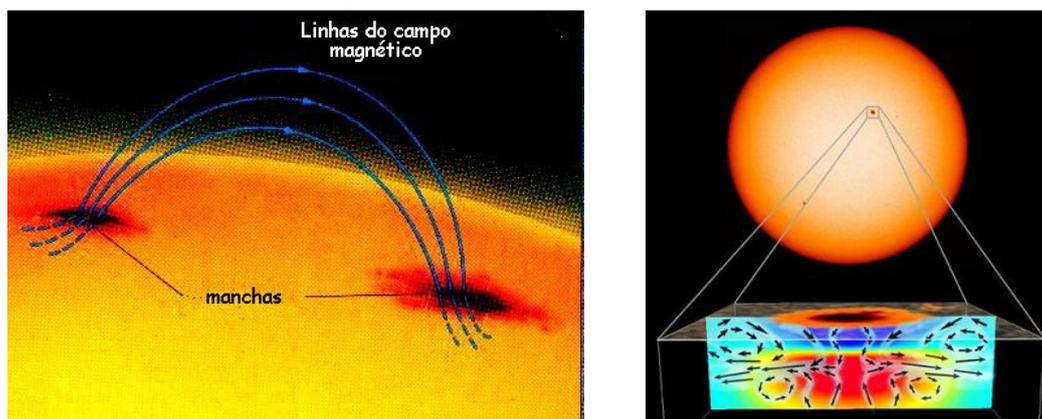


Figura 6.11: Campo magnético em forma de anel orienta as manchas solares. Ilustração criada a partir de observações realizadas com o Instrumento de Imagens Doppler (MDI), do satélite SOHO. As setas indicam uma corrente de matéria que desvia o fluxo normal do plasma do interior, criando uma mancha auto-sustentável.

Entretanto, a rotação diferencial afeta a geometria do campo magnético. O fato de o equador girar mais rapidamente faz com que essas linhas se enrolem, aproximando-as umas das outras. Após um grande número de rotações, as linhas de campo se assemelham finalmente a espirais, fortemente enroladas sobre si mesmas e muito concentradas na região do equador.

Os movimentos convectivos próximos da superfície afetam as linhas de campo, deformando-as e torcendo-as. É provável que uma dessas linhas emergja formando um anel na parte externa do Sol. Nos pés deste anel, onde o campo atravessa a fotosfera (Fig. 6.11), é que surgem duas manchas solares. A formação das manchas é entendida assim: sempre acopladas duas a duas.

No meio do ciclo, a multiplicação dos anéis provoca forte interação entre as diferentes regiões magnéticas, o que leva à diminuição geral da intensidade e à redistribuição das linhas de campo entre as diferentes manchas. Quando esta etapa termina, uma outra tem lugar, mas com a

polaridade invertida: um novo ciclo tem início.

6.9 A cromosfera

Continuando nossa viagem rumo às camadas externas do Sol, deixamos a fotosfera e penetramos numa camada muito tênue denominada cromosfera.

Esta camada tem espessura de milhares de quilômetros e temperatura que varia entre 4 mil e 10 mil kelvin. Devido à sua baixa densidade (igual à milionésima parte daquela da fotosfera), a cromosfera é quase transparente e, por conseguinte, invisível durante o dia. É, entretanto, perceptível por ocasião dos eclipses do Sol, quando tem a aparência de um anel avermelhado muito fino que cerca o disco lunar.

Um modo simples para estudar a cromosfera em ocasiões em que não há eclipses (Fig. 6.12) é observar o Sol em um comprimento de onda específico, correspondente ao do hidrogênio, denominado H_α . Neste comprimento de onda, os átomos de hidrogênio da cromosfera se apresentam ionizados pelo meio. Esse tipo de observação tem mostrado que a cromosfera não é uniforme, mas tem a fronteira externa povoada por uma enorme quantidade de jatos de gás denominados espículos.

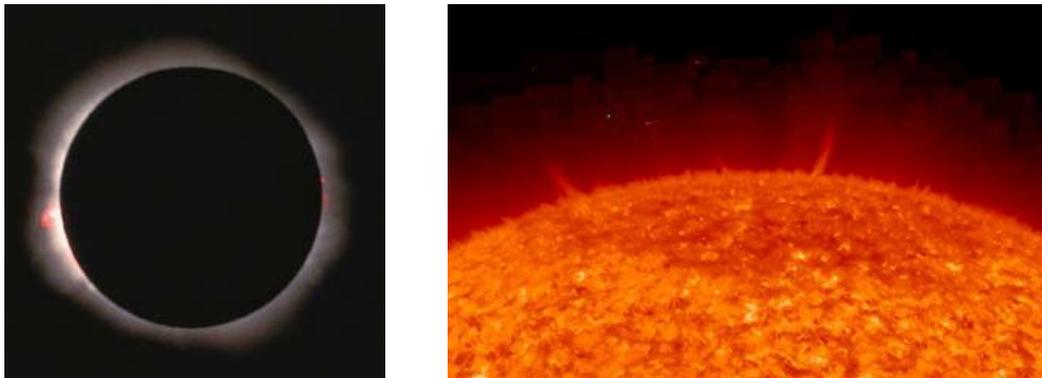


Figura 6.12: À esquerda, a cromosfera, com emissões características em H_α (no vermelho); à direita, os espículos.

A Fig. 6.12 revela em detalhe o perfil do Sol e mostra milhares de pequenos jatos com origem na superfície solar que, como tochas, sopram matéria. Trata-se de uma imagem feita pelo satélite STEREO, que registra um tipo de atividade só possível de ser observado no comprimento de onda do ultravioleta. Estes finos jatos, os espículos, são jatos de plasma³ que brotam da atmosfera solar com velocidade da ordem de 25 km/s. Descobertos em 1877 por Angelo Secchi, permanecem ainda inexplicados devido à dificuldade de serem estudados, visto terem uma vida curta da ordem de 5 minutos, além de possuírem pequenos tamanhos de 500 km). Os espículos são produzidos pelas ondas de choque, quando estas escapam através superfície do Sol. A taxa de formação dos espículos é da ordem de 100 mil por hora.

³Gás parcialmente ionizado.

6.10 A coroa solar

Continuando a nos afastar do Sol, atingimos a fronteira externa da cromosfera, a milhares de quilômetros da superfície solar. Aqui, a temperatura começa a aumentar de repente e de maneira vertiginosa, atingindo muito rapidamente cerca de centenas de milhares de kelvin: entramos na coroa solar. Esta região se estende por milhões de quilômetros. É ainda menos densa do que a cromosfera e tem temperatura extrema de milhões de kelvin.



Figura 6.13: Manifestações na superfície do Sol e alguns exemplos de proeminências.

A Fig. 6.13 mostra proeminências solares constituídas de gás incandescente ejetados de uma região ativa na superfície solar. As proeminências se movem através das partes internas da coroa sob a influência do campo magnético do Sol. As instabilidades presentes nos intensos campos magnéticos encontrados dentro das manchas solares e em grupos próximos a elas podem ser uma das causas da formação dessas proeminências, embora os detalhes ainda não sejam compreendidos por completo. Uma proeminência solar típica mede cerca de 100 mil quilômetros de extensão, quase dez vezes o diâmetro da Terra. Algumas dessas estruturas podem perdurar por dias ou mesmo semanas. As qualificadas como quiescentes têm a forma de um elmo e podem subsistir por vários meses. Outras, qualificadas como eruptivas ou verticais, têm vida efêmera. As protuberâncias são observáveis para além do disco solar, sob forma de longas chamas brilhantes, ou são vistas projetadas no disco, quando aparecem escuras por contraste com o fundo brilhante e, neste caso, são chamadas de filamentos.

A região da coroa solar é às vezes agitada por fenômenos ainda mais violentos, denominados erupções solares (*flare*). Em alguns minutos, pequenas regiões na parte interna da coroa vêem sua temperatura subir rapidamente até cinco milhões de kelvin, permanecendo assim durante uma hora. Neste período, estas regiões podem liberar uma fração significativa da energia que o Sol emite como um todo. Além disso, as erupções são acompanhadas frequentemente de ejeções de massa coronal. Uma grande quantidade de matéria é lançada para o meio interplanetário à velocidade de várias centenas de quilômetros por segundo.

Outros detalhes sobre os processos físicos na coroa foram obtidos por observações em raios-X. Como o gás coronal se encontra a uma temperatura de vários milhões de kelvin, é neste domínio de comprimento de onda que a radiação é emitida. Tais observações só podem ser realizadas a partir do espaço. Vários instrumentos espaciais foram lançados com este propósito, em particular, a estação norte-americana *SkyLab*, nos anos 1970, o satélite *SMM* (*Solar Maximum Mission*), nos anos 1980, e a sonda européia *SOHO*, mais recentemente, em 1995.

As observações em raios-X mostraram que a distribuição dos gases na coroa não é homogênea. Foram identificados dois tipos específicos de regiões. As regiões ativas (zonas muito brilhantes, sujeitas a um campo magnético intenso e provavelmente ligadas às manchas solares da fotosfera)

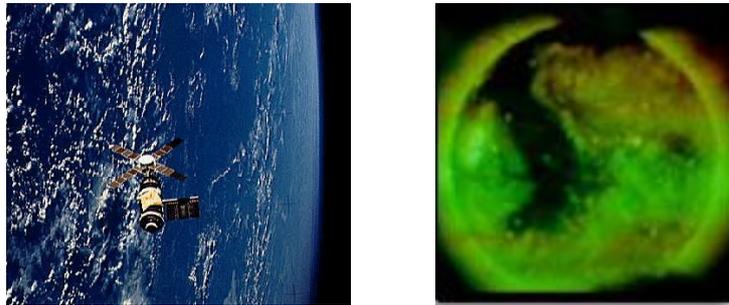


Figura 6.14: À esquerda, o *Skylab*, nave norte-americana dos anos 1970; à direita, a descoberta do buraco coronal.

e os buracos coronais (regiões de gás de temperatura e de densidade baixas e de pouca luminosidade). É por estes buracos coronais que a maior parte das partículas energéticas transitam antes de deixar o Sol.

6.11 O vento solar

Como a temperatura na coroa é extremamente elevada, a velocidade de agitação das partículas é tão grande que as faz escapar da atração do Sol. Mesmo em períodos de calma relativa, uma grande quantidade de elétrons, prótons e outras partículas energéticas ($\approx 10^6$ ton/s) escapa do Sol e se perde no meio interplanetário. A coroa, à medida em que nos afastamos do Sol, assemelha-se muito pouco a uma atmosfera e se transforma em um fluxo contínuo de partículas denominado vento solar. Como a densidade e a pressão do gás diminuem com o aumento da distância ao Sol, as partículas ganham, pouco a pouco, velocidade, até exceder a do som (340 km/s). Ao chegar próximo da Terra, a velocidade das partículas é da ordem de 500 km/s e a densidade é de uma dezena de partículas por centímetro cúbico.



Figura 6.15: Aurora boreal e aurora austral, vistas do satélite IMAGE.

Apesar de a taxa de perda de massa do Sol devido ao vento solar ser significativa, o Sol, desde o seu nascimento, perdeu uma fração muito pequena da massa total; senão, vejamos: a perda estimada pelo vento é da ordem de 10^6 ton/s. Como a idade estimada de nossa estrela é de $5,0 \times 10^9$ anos, podemos calcular a perda relativa de sua massa por intermédio do cálculo:

$$\% \frac{\Delta m}{m} = \frac{1.000.000 \times 5,0 \times 10^9 \times 365,25 \times 24 \times 3600}{2,0 \times 10^{27}} \times 100\% = 0,008\%$$

Conquanto a densidade do vento solar seja baixa, podemos enumerar diversas manifestações da influência deste no meio interplanetário. O vento solar pode ter uma grande influência em nosso planeta, particularmente nas épocas em que o Sol está ativo (perto do máximo das manchas solares), quando o vento é forte, e por ocasião dos *flares* e das ejeções de massa coronal. O vento solar tem uma influência significativa em nossa ionosfera, no nosso campo magnético, nas auroras e nos sistemas de telecomunicação. Podemos citar que, além da antecipação da queda do laboratório espacial *Skylab*, existem motivos para acreditar que a liberação de grande quantidade de partículas detectadas pelo satélite SOHO, em janeiro de 1997, tenha sido a causa de danos permanentes ao satélite de comunicação Telstar 401 (primeiro satélite de comunicações civil desenvolvido pela Nasa e a firma de telecomunicação *AT&T*).

• A interação do vento solar com a atmosfera terrestre

O ambiente próximo da Terra é constituído por um complicado amontoado de partículas, tais como prótons e elétrons, em diferentes níveis de energia e de baixa densidade, de tal forma que as colisões acontecem somente ocasionalmente. É possível distinguir nesse meio três regiões com características próprias. Uma destas regiões, os cinturões de Van Allen, são estruturas próximas da Terra que foram descobertas no início da era espacial, por ocasião do Ano Geofísico Internacional.

Envolvendo a região equatorial da Terra, e se estendendo até próximo dos Círculos Ártico e Antártico, os cinturões de Van Allen, na forma de dois anéis, confinam partículas altamente energéticas. O cinturão interior tem os raios interno e externo situados entre mil e 5 mil quilômetros, respectivamente, a partir da superfície da Terra. Confinam prótons que se originam do decaimento dos nêutrons produzidos pela interação dos raios cósmicos com átomos e moléculas da atmosfera da Terra, enquanto o cinturão exterior, situado entre 15 mil e 25 mil quilômetros da superfície terrestre, é formado por íons de hélio trazidos pelo vento solar. Essas estruturas não representam perigo potencial para os astronautas, tanto da estação internacional (ISS) como das missões regulares do ônibus espacial, visto que as órbitas típicas dessas missões não alcançam as bordas internas dos cinturões.

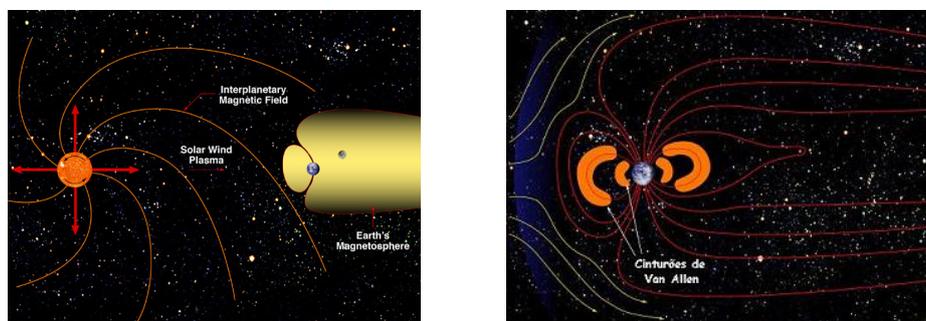


Figura 6.16: Os cinturões de Van Allen e a forma da magnetosfera terrestre.

A segunda população de partículas, denominada esfera de plasma, consiste de partículas de baixa energia congeladas pelo campo magnético da Terra e que giram sincronizadas com a

rotação terrestre. Como os cinturões de Van Allen, esta esfera de partículas é uma característica permanente do ambiente da Terra.

A terceira região de partículas do espaço próxima à Terra é uma corrente com a forma de uma cauda que se sobrepõe ao cinturão de Van Allen e a região de plasma. Aqui, as partículas possuem uma carga de energia de alguns milhares de volts, mas não estão distribuídas uniformemente ao redor da Terra. A região é mais proeminente do lado noturno e mais pronunciada quando de eventos solares severos que influenciam a magnetosfera da Terra.

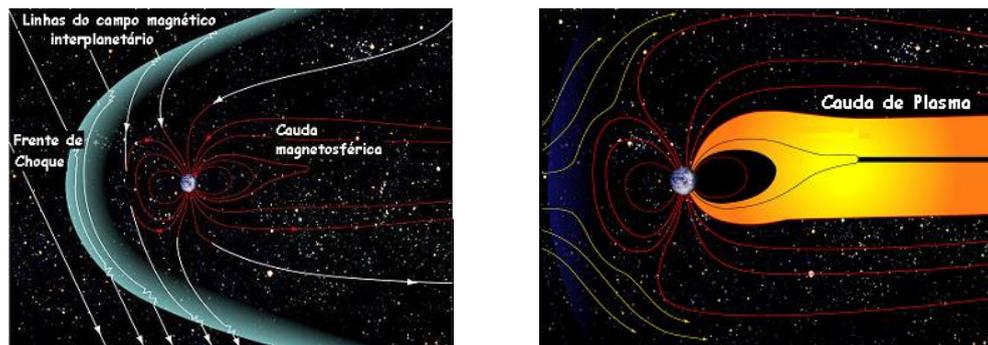


Figura 6.17: A magnetosfera terrestre e a cauda de plasma orientada pelo campo do Sol.

Já a atmosfera da Terra não tem, na verdade, um limite bem definido. Mesmo na órbita do ônibus espacial, ainda podemos encontrar vestígios da atmosfera, sendo possível aos satélites artificiais detectá-la a 10 mil quilômetros da superfície da Terra. A atmosfera externa ocupa, na realidade, a mesma região do espaço onde se situa a região de plasma, o anel e os cinturões de Van Allen. A atmosfera da Terra é complexa. Como que formada em camadas, ela troca gás com as profundas camadas da magnetosfera. Uma das mais interessantes camadas da atmosfera é denominada de ionosfera: camada de partículas carregadas que cercam a Terra a uma altura aproximada de 100 quilômetros. Logo após Marconi inventar o rádio, em 1909, este novo aparelho foi utilizado para provar a existência dessa camada. Por volta de 1931, constatou-se que a ionosfera podia ser alterada pelo bombardeio de partículas provenientes do Sol, causando perturbações para as emissões radiofônicas geradas na Terra. Essas influências foram consideradas um dos maiores problemas tecnológicos enfrentados pelas comunicações do século XX, até que as comunicações via satélite ofereciam uma forma alternativa de retransmissão dos sinais radio de um lugar para outro no globo terrestre.

Da mesma forma que um espelho reflete a luz, uma nuvem de partículas carregadas pode refletir as ondas de emissão rádio. Quanto mais densa a nuvem, mais elevada a frequência rádio que pode ser refletida por ela. A densidade típica da ionosfera é de cinco partículas por centímetro cúbico, o que significa que as frequências AM são refletidas com facilidade, mas as chamadas frequências moduladas (FM) passam por essa região com dificuldade. Os sinais das transmissões televisivas são afetados, obrigando que as antenas repetidoras desses sinais estejam situadas nos lugares mais alto das cidades.

O vento solar pode interagir com a magnetosfera terrestre, visto ambos serem compostos por fluidos eletricamente condutores, cujos movimentos devem poder gerar, em princípio, correntes elétricas pelo efeito dínamo, processo que extrai energia do vento solar. O processo é dificultado porque o plasma é facilmente conduzido (congelado) pelas linhas do campo magnético, mas não tão facilmente pelo campo perpendicular a eles. Assim, é importante que uma conexão magnética

provisória seja estabelecida entre as linhas de campo do vento solar e aquelas da magnetosfera da Terra, o que é possível por um processo conhecido como reconexão magnética. Isto acontece mais facilmente com a inclinação para a direção sul das linhas do campo interplanetário, visto que, nestas condições, as linhas de campo estão próximas do pólo magnético norte (de forma análoga, a mesma condição se verifica perto do pólo sul).



Figura 6.18: Aurora: região de entrada do vento solar.

As correntes elétricas que se originam dessa forma fornecem a energia para os elétrons da aurora. O plasma da magnetosfera possui uma grande quantidade de elétrons: alguns são magneticamente aprisionados, enquanto outros residem na cauda da magnetosfera ou mesmo na ionosfera, região que pode se estender a dezenas de milhares de quilômetros em torno da Terra.

Algumas dessas partículas são desviadas, enquanto outras interagem com as linhas do campo magnético, fazendo com que as correntes das partículas carregadas dentro dos campos magnéticos se dirijam para os pólos: daí a razão da simultaneidade das auroras nos dois hemisférios (essas correntes são denominadas correntes de Birkeland, em homenagem a Kristian Birkeland, físico norueguês que as descobriu). Quando uma carga elétrica atravessa um campo magnético, ela gera uma corrente elétrica. Conforme essas correntes descem até a atmosfera ao longo das linhas do campo, elas ficam mais carregadas. Quando se chocam contra a ionosfera (região superior da atmosfera da Terra), elas colidem e interagem com os íons do oxigênio e do nitrogênio, transferindo a energia para esses íons.

6.12 Oscilações estelares

Estrelas cuja luminosidade varia periodicamente são conhecidas há séculos. Contudo, apenas nos últimos cem anos tem sido claramente estabelecido que em muitos casos estas variações são devida a pulsações intrínsecas das próprias estrelas. Por motivos óbvios (facilidade de detecção) estudos de estrelas pulsantes foram inicialmente concentradas naquelas que apresentavam pulsações com grandes amplitudes, como as Cefeidas, e variabilidade de longo período. As variações destas estrelas podem ser entendidas em termos das pulsações de modo radial fundamental, onde a estrela expande e se contrai, preservando sua simetria esférica. Foi constatado de pronto (Shapley, 1914) que o período de tais movimentos são dados pela escala de tempo dinâmico da estrela:

$$t_{dyn} \sim \left(\frac{R^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}} \sim (G\rho)^{-\frac{1}{2}}$$

onde R é o raio da estrela, M a massa, ρ a sua densidade média e G a constante gravitacional. Assim, a observação do período fornece imediatamente uma estimativa de uma propriedade intrínseca da estrela, a saber: a sua densidade média.

Como exemplo, lembremos que para o Sol $R_{\odot} \approx 7 \times 10^8 \text{ m}$ e $M_{\odot} \approx 2 \times 10^{30} \text{ kg}$, e considerando que $\rho = \frac{M}{V}$ e $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ temos para o Sol $\rho = 1400 \text{ kg/m}^3$.

As Cefeidas se encontram em uma estreita e quase vertical faixa no diagrama HR denominada faixa de instabilidade. Como resultado, há uma relação direta entre a luminosidade destas estrelas e os seus raios; assumindo também a relação massa-luminosidade se obtém uma relação entre a luminosidade e os períodos, obtido da escala anterior como o t_{dyn} . Este argumento motiva a existência de uma relação período-luminosidade para as Cefeidas: assim, os períodos, que são fáceis de se determinar observacionalmente podem ser usados para inferir a luminosidade intrínseca e, uma vez que a luminosidade aparente pode ser medida, pode-se determinar a distância às estrelas. Isso proporciona um dos mais importantes indicadores de distância na astrofísica. A relação empírica entre o período de uma Cefeida, P (em dias), e sua magnitude absoluta M_v é dada por

$$M_v = -2,76 \log P - 1,4$$

Essa relação é derivada de dados coletados de Cefeidas cujas distâncias foram determinadas por outros métodos.

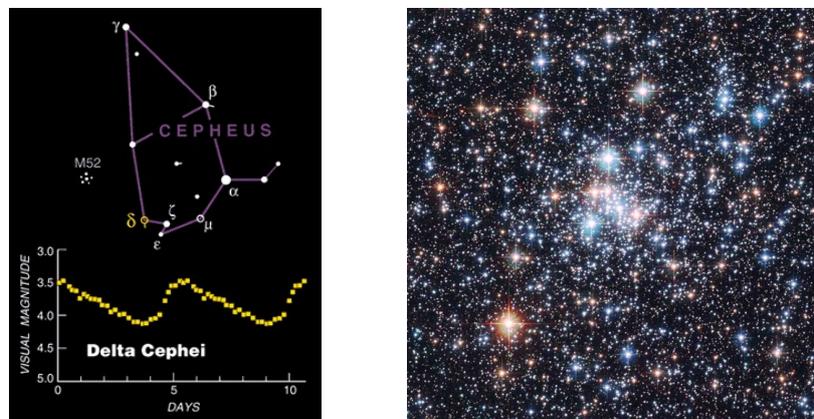


Figura 6.19: Curva de luz da estrela δ Cephei(E). Aglomerados estelares abertos são excelentes laboratórios astronômicos, fornecendo material para o estudo da evolução estelar

Por outro lado, do ponto de vista astrofísico, as estrelas são relativamente bem conhecidas. Modelos de evolução estelar explicam ou pelo menos, representam razoavelmente bem, muitas das propriedades observadas das estrelas. Modelos estelares são calculados com base nas condições físicas assumidas para o interior estelar, incluindo as propriedades termodinâmicas da matéria estelar, a interação entre matéria e radiação, e as reações nucleares que produzem a luminosidade estelar. Seguindo as modificações estruturais a medida que as estrelas evoluem pela fusão dos elementos mais leves, a partir da transformação do hidrogênio em hélio os modelos, em função da idade, prevêm como deve se modificar as propriedades observacionais das

estrelas. Estas previsões podem então ser comparadas às observações. Exemplo importante é a classificação das estrelas em termos das temperaturas superficiais e das luminosidades, particularmente para aglomerados estelares nos quais as estrelas, formadas provavelmente de uma mesma nuvem interestelar, podem ser consideradas compartilhar a mesma idade e composição química de origem.

Essas distribuições apresentam, em geral, um bom acordo com os modelos teóricos, ademais, a comparação entre as observações e os modelos fornece estimativas das idades dos aglomerados, de considerável interesse para a compreensão da evolução da Galáxia. Testes adicionais, com resultados bastante satisfatórios, proporcionam a determinação das massas das estrelas a partir dos movimentos relativos em sistemas binários. Esses resultados dão alguma confiança para utilização dos modelos estelares em outras áreas da astrofísica. Estes incluem estudos da síntese de elementos em fases mais avançadas da evolução estelar, a utilização das explosões de supernovas cuja forma das curvas de luminosidade permite a determinação de suas magnitudes absolutas e utilizá-la como “velas padrão” em cosmologia para estimar as distâncias em escalas extragalácticas e das estimativas da composição do elemento primordial a partir de observações estelares.

Um aspecto importante na astrofísica estelar é a utilização das estrelas como laboratórios de física. Uma vez que são admitidas bem conhecidas as propriedades básicas das estrelas e sua modelagem, pode-se esperar que o uso detalhado das observações possa fornecer informações sobre a física do interior estelar na medida em que estas sejam reconhecidas nos dados observacionais. Isto é de interesse óbvio: as condições reinantes no interior das estrelas são geralmente muito mais extremas, em termos de temperatura e densidade, que seria viável se obter em condições controladas em laboratórios na terra. Análises dos dados observacionais podem nos fornecer informações suficientemente detalhadas da matéria sob severas condições.

Na realidade, não há motivo para extremo entusiasmo quando se refere ao status da astrofísica estelar. Observações relevantes do interior estelar fornecem apenas limitadas informações sobre as propriedades mais detalhadas das estrelas. Quando a informação mais detalhada está disponível, como a abundância superficial, os modelos muitas vezes não conseguem explicá-la. Além disso, os modelos são, de fato, extremamente simples em comparação com a complexidade potencial do interior estelar. Em particular, a convecção, que domina o transporte de energia na maior parte das estrelas, é tratada de forma rudimentar, enquanto que outras instabilidades hidrodinâmicas potenciais são geralmente negligenciadas. Também a rotação estelar raramente é levada em conta, e poderia ter efeitos importantes sobre a evolução. Estas limitações poderiam afetar, por exemplo, a modelagem dos estágios finais da evolução estelar, que depende sensivelmente do perfil da composição química estabelecida durante a vida da estrela.

6.13 As oscilações do Sol

O Sol oferece um exemplo de estrela que pode ser estudado em detalhes. É uma estrela relativamente simples, em fase intermediária de sua vida com cerca de metade da abundância original de hidrogênio central que comparada com outras estrelas apresenta em seu interior condições físicas normais. Assim, em princípio, o Sol é um caso ideal para testar a teoria da evolução estelar.

Na prática, o sucesso desses testes foi considerado por longo tempo duvidoso. A modelagem do Sol depende de dois parâmetros desconhecidos: a abundância inicial de hélio e um parâmetro

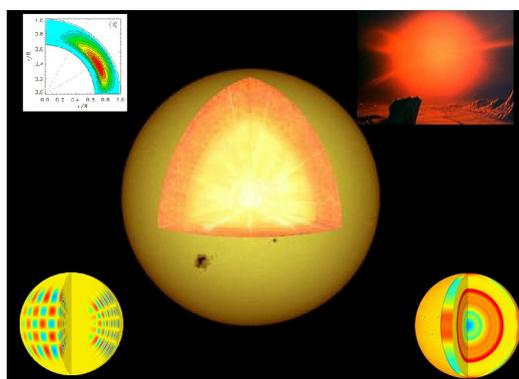


Figura 6.20: Heliosismologia.

que caracteriza a eficácia do transporte convectivo de energia perto da superfície solar. Estes parâmetros podem ser ajustados para fornecer um modelo para a massa solar, combinando o raio solar e a luminosidade com a idade do Sol. Contudo, dados estes parâmetros, a medida das propriedades da superfície do Sol não fornece um teste independente para o modelo. Além disso, dois problemas potencialmente graves com os modelos solares têm sido amplamente considerados. Um deles, o chamado problema da baixa luminosidade inicial do Sol, que resultou na constatação de que os modelos previram que a luminosidade inicial solar, nos primórdios da fusão do hidrogênio era de aproximadamente 70% do presente valor. Todavia, evidências geológicas

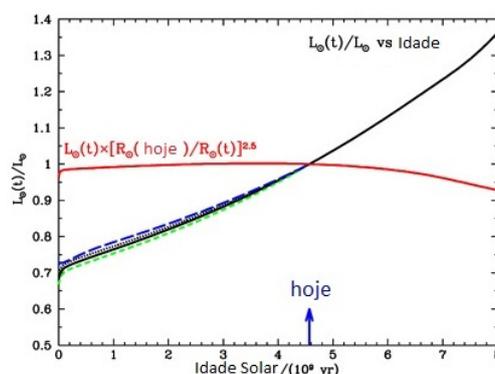


Figura 6.21: Luminosidade solar normalizada versus idade solar para o modelo solar padrão (curva sólida).

levam a crer não ter havido grandes alterações climáticas na Terra ao longo dos últimos 3,5 Ganos (Sagan e Mullen, 1972). Estas mudanças da luminosidade é o efeito fundamental da conversão do hidrogênio em hélio e das mudanças resultantes na estrutura solar, dessa forma aqueles que tentam calcular modelos sem lançar mão de tais alterações recorrem de medidas drásticas tais como sugerir a mudança da constante gravitacional.

Como citado por Sagan e Mullen, uma explicação mais provável é considerar que as condições na atmosfera da Terra sofrem uma acomodação, para compensar a mudança na luminosidade solar. O fato mais preocupante está na tentativa de se detectar os neutrinos criados no núcleo do Sol pela reação de fusão resultar em valores do fluxo abaixo do esperado. Isto, obviamente,

levantou dúvidas sobre os cálculos dos modelos solar e, conseqüentemente, sobre a nossa compreensão geral sobre a evolução estelar, resultando em uma série de propostas para modificar os modelos de forma a fazê-lo de acordo com as medidas dos fluxos de neutrinos.

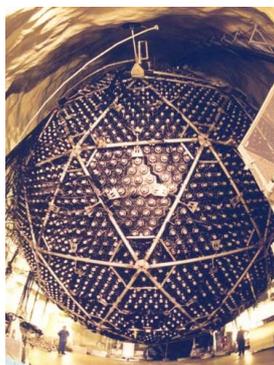


Figura 6.22: Observatório de Neutrinos de Sudbury, em Ontario, Canadá. Trata-se de uma esfera de 12 m, enterrado 2,1 quilômetros abaixo do solo em uma velha mina

Nas últimas quatro décadas a comunidade científica tem notado um grande aumento da quantidade de informações sobre o interior solar por intermédio de extensivas observações das oscilações da superfície solar. As análises dessas oscilações, apropriadamente denominado heliosismologia, resultaram em precisas e detalhadas informações sobre as propriedades do interior solar, rivalizando e em alguns aspectos excedendo a nosso conhecimento sobre o interior da Terra.

6.14 História do início da heliosismologia

6.14.1 História do início da heliosismologia

O desenvolvimento da heliosismologia foi intensamente impulsionado pelas observações. Assim, o rápido progresso está diretamente ligado à evolução e detecção observacional das oscilações solares. Além dos métodos clássicos ligados às técnicas fotométricas e espectroscópicas, medidas astrométricas tradicionais fazem parte do acervo observacional do Sol que serviram para estudar o comportamento do sol a fim de investigar seu interior. Essas informações serão discutidas adiante.

É possível que as primeiras indicações de oscilações solares tenham sido detectadas por Plaskett (1916), que observou flutuações nas medidas Doppler de velocidade da superfície solar nas medições da velocidade de rotação do Sol. Não ficou claro, no entanto, se a flutuação era verdadeiramente solar ou se elas eram induzidas por efeitos produzidos na atmosfera da Terra. A origem solar destas flutuações foi estabelecida por Hart (1954 e 1956). As primeiras observações definitivas das oscilações registradas na superfície solar foram feitas por Leighton e colaboradores (1962). Eles detectaram variações locais da velocidade Doppler com períodos de cerca de 300s que desapareciam depois de alguns períodos. Surpreendentemente, eles notaram o potencial da utilização desse período observado para sondar as propriedades da atmosfera solar. A confirmação foi feita por Evans e Michard (1962).

Observações realizadas por Leighton e colaboradores (1962) também levaram a detecção

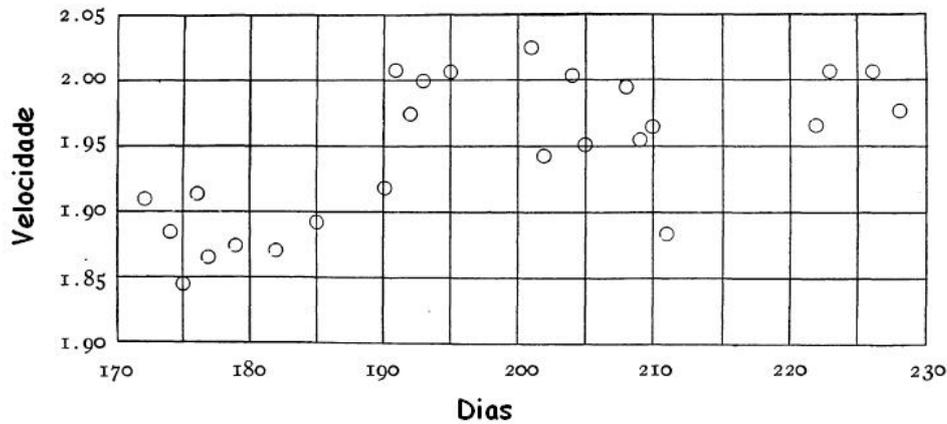


Figura 6.23: O gráfico mostra claramente uma variação cíclica de 0,74 km, conforme Paskett, ApJ 43, 1916

de movimentos convectivos em escalas correspondente as super granulação solar. Estudos do campo de velocidades na atmosfera solar foram realizados e a intensidade obtida utilizando-se de técnicas de medidas do campo magnético. As observações revelaram que grandes células de materia distribuídas uniformemente por toda superfície do sol se moviam horizontalmente. O movimento dentro de cada célula sugere um fluxo (horizontal) que se eleva de uma fonte interna da célula. Diâmetros típicos têm $1,6 \times 10^4$ km, espaçamentos entre centros de 3×10^4 km e velocidade de $0,5 \text{ km s}^{-1}$. A duração de vida dessas estruturas é de $10^4 - 10^5$ seg. A aparência e as propriedades dessas células sugerem que sejam uma manifestação superficial de um padrão típico de uma supergranulação de correntes convectivas provenientes das regiões profundas do sol.

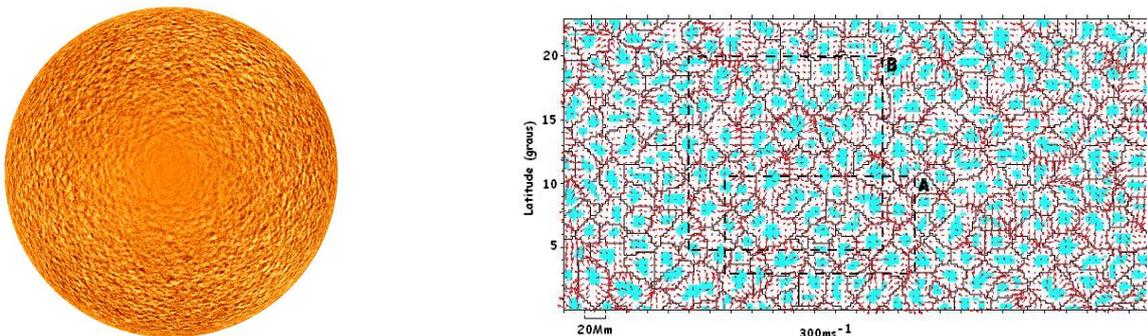


Figura 6.24: (E) Imagem doppler obtida pelo satélite SOHO-MDI. (D) Campo de $45^\circ \times 22,5^\circ$ de um conjunto de dados, extraídos do satélite SOHO-MDI em janeiro de 2002, mostrando núcleos de superestruturas emergentes (azul) e as associadas células (linhas pretas) deduzidas a partir de uma média de 4 horas, centrada em $t = 16h$, com o campo do fluxo correspondente a média (setas vermelhas) sobreposta. A escala de velocidades é de 300 m/s conforme indicado (DeRosa ApJ 2004).

A Fig. 6.24 é uma imagem que representa a média de 30 minutos de uma série de diagramas

Doppler. Trata-se do resultado de uma média de 30 mapas de velocidade de todo disco solar de onde foram subtraídas a contribuição devido a rotação do sol. A escala de cores é tal que a parte escura refere-se ao movimento na direção do observador e a brilhante o movimento das estruturas se afastando. A imagem resultante mostra um padrão que corresponde a de supergranulação. A área “lisa” do centro da imagem é onde as super estruturas não contribuem para o sinal, dado que as medidas detectam somente movimentos horizontais.

Historicamente as primeiras observações das oscilações de cinco minutos foram de curta duração e de extensão espacial limitada. Com apenas essas informações, as oscilações foram interpretadas como um fenômeno local na atmosfera solar, ondas de coerência espacial e temporal limitadas, possivelmente induzida pela convecção (ver, por exemplo, Bahng e Schwarzschild, 1963). No entanto, as tentativas de determinar sua estrutura foram feitas por vários autores, inclusive por Frazier (1968) por intermédio de observações utilizando-se das transformadas discretas de Fourier das oscilações em função da posição e do tempo. Frazier poderia obter os espectros de potência em função da identificação da onda e da frequência, mostrado pelo espectro de potência. Essas observações indicaram que a natureza dessas oscilações não era

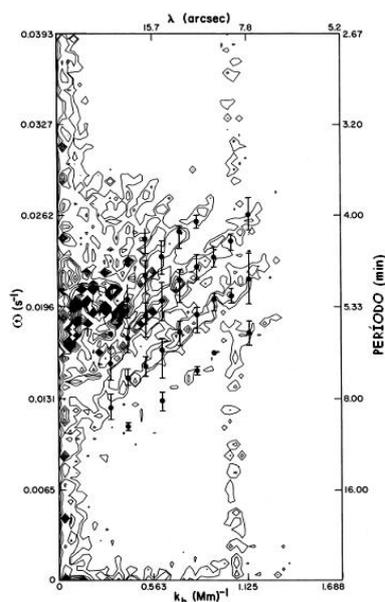


Figura 6.25: Diagrama mostrando a distribuição de potência teórica no plano (k, ω) realizado para os 256 minutos do plano de observação. No gráfico os resultados teóricos (contornos) são comparados com os resultados observacionais do Deubner 1975 (pontos grandes, com as respectivas barras de erros) (Rhodes e colaboradores ApJ 1977).

simplesmente superficiais o que acabou inspirando os principais avanços teóricos que levaram a compreensão da sua natureza: Ulrich (1970), Leibacher e Stein (1971) propuseram que as observações resultavam da propagação de ondas acústicas no interior solar. Tais cálculos foram desenvolvidos por Wolff (1972), Ando e Osaki (1975), que encontraram oscilações em uma gama relevante de frequências e que poderiam ser linearmente instáveis. No entanto, a descoberta definitiva veio com as observações de Deubner (1975), que pela primeira vez identificou sinais característicos das ondas no diagrama de frequência, refletindo a estrutura modal das oscilações. Observações semelhantes foram relatados por Rhodes et colaboradores (1977), que compararam

as frequências com modelos computadorizados para obter as limitações das propriedades da zona de convecção solar.

A existência de oscilações no intervalo de cinco minutos, tanto de baixo grau, detectadas por Claverie et al. (1979), como de alto grau encontrada por Deubner (1975), sugerem fortemente uma causa comum (Christensen, Dalsgaard e Gough, 1982). O intervalo entre essas observações foi preenchido por Duvall e Harvey (1983), que fez observações detalhadas de grau intermediário. Isso também permitiu a identificação definitiva da ordem dos modos, mesmo para os baixos, estabelecendo a conexão com os modos de alto grau para as quais as ordens poderiam ser determinadas diretamente. Ao fornecer uma gama completa dos modos, estas e as posteriores observações abriram o caminho para obter detalhadas propriedades do interior solar, tais como a rotação interna (Duvall e colaboradores 1984) e da velocidade do som (Christensen-Dalsgaard e colaboradores 1985).

O estudo do Sol e das estrelas do tipo solar representa um ramo muito interessante da astrofísica. Em 1962 a descoberta das oscilações de período de cinco minutos marcou o início da heliosismologia. Regiões da superfície solar que estão se movendo para cima e para baixo (oscilações) se manifestam como ondas acústicas que viajam através do Sol como um todo. A partir das manifestações na superfície solar é que podemos obter informações de seu interior de forma similar pela qual os geofísicos utilizam os terremotos para aprender sobre o interior da Terra.

A ciência que se ocupa do estudo dessas manifestações periódicas é chamada de heliosismologia. No Sol e nas estrelas ditas tipo solar estas ondas acústicas são geradas nas camadas turbulentas mais externas de seu interior. Nestas regiões bolhas de gás quente sobem para a superfície onde resfriam e afundam novamente (como as bolhas em uma panela de água fervente). Essas ondas são refratadas a diferentes distâncias do centro da estrela como resultado do aumento da temperatura (portanto da velocidade do som) com a profundidade. Ondas acústicas (ressonantes) de particulares frequências interferem de forma construtiva dando origem a ondas estacionárias como em um instrumento musical. A partir dessas frequências podemos aprender sobre a natureza dos objetos pulsantes. As ondas estacionárias são chamadas de modos de oscilação e as formas dos modos na superfície da estrela são representadas por harmônicos esféricos.

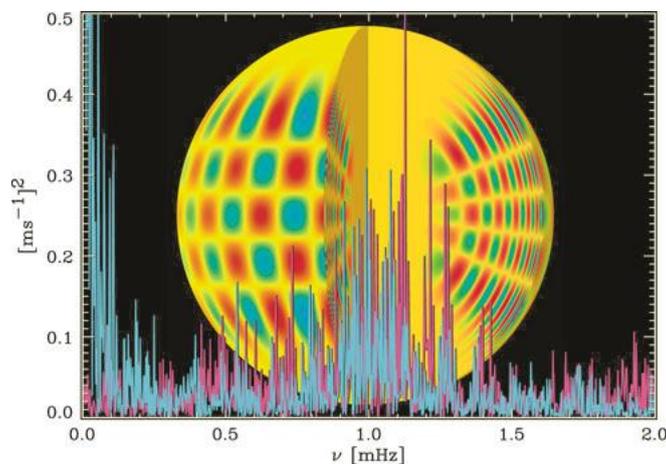


Figura 6.26: Harmônicos esféricos de uma onda no Sol. O corte no lado direito mostra o padrão das ondas estacionárias dentro do Sol.

Os modos podem ser medidos a partir deslocamentos Doppler das linhas espectrais e/ou das flutuações das intensidades luminosas. Um modo de oscilação particular do Sol é mostrado na figura 6.26. O corte no lado direito da imagem dessa mesma figura revela o padrão dos modos de oscilação no interior do Sol. As frequências de oscilação são obtidas pelas análises das imagens Doppler ou das variações nas intensidades do sinal em cada instante por harmônicos esféricos obtidos de um espectro de potências da transformada discreta de Fourier das amplitudes resultantes. O resultado é ilustrado na figura pelo diagrama sobreposto que mostra o espectro de energia das oscilações para a estrela β Hydra; estrela mais brilhante da constelação da Hydra situada no hemisfério sul. O gráfico representa o resultado das análises dos espectros Doppler sobreposto ao ajuste teórico. A partir das medidas das oscilações somos capazes de estudar a física do interior das estrelas com precisão.

• O diâmetro aparente do Sol - Observação global

O ano de 1975 foi um excelente ano para a heliosismologia. Um evento importante foi o anúncio por Hill da detecção de oscilações no diâmetro aparente solar (Hill et al., 1976; Brown et al. 1978). Esta foi a primeira vez que se considera a existência de oscilações verdadeiramente global do Sol. Esta descoberta teve como consequência abrir a possibilidade de investigar o interior solar (Scufflaire et al., 1975; Christensen-Dalsgaard e Gough, 1976; Iben e Mahaffy, 1976; Rouse, 1977). Simultaneamente, Brookes et al. (1976) e Severny et al. (1976) anunciaram detecções independentes de uma oscilação solar com um período de 160 minutos, com semelhante potencial interessante de diagnóstico. Mesmo que estas detecções inicialmente tenham sido consideradas não terem origem solar, estas descobertas desempenharam papel importante como fonte de inspiração para o desenvolvimento da heliosismologia.

O próximo passo observacional significativo foi a identificação dos modos de oscilações de cinco minutos na velocidade Doppler em luz integrada por toda superfície do disco solar (Claverie e colaboradores, 1979). Tais observações só são sensíveis para oscilações em harmônico esférico de baixo grau e, portanto, estas foram as primeiras detecções determinadas de verdadeiros modos globais. O padrão de frequência, com picos regularmente espaçados, corresponde as previsões teóricas com base na teoria assintótica dos modos acústicos radiais de alta ordem (Christensen-Dalsgaard e Gough, 1980). Outras observações, de alta resolução em frequência foram realizadas a partir do pólo sul durante o verão austral de 1979-1980 (Grec e colaboradores, 1980); resolveram os multipletos individuais em espectros de baixa grau que permitiu uma comparação entre os dados de frequência, incluindo as separações de frequências e os modelos solares. A estrutura do espectro de frequência foi analisada assintoticamente por Tassoul (1980). Gough (1982) mostrou que a pequena separação entre as frequências estava relacionada à curvatura da velocidade do som no núcleo solar, assim comprovaria, por exemplo, a mistura de materiais no núcleo.

Capítulo 7

Átomos e Moléculas - A estrutura Atômica.

A maior parte da matéria que nós vemos no Universo são átomos e suas combinações que nós chamamos de moléculas. Nós veremos porém que embora a matéria seja assim composta, a maior parte dela está na forma de plasma.

Átomos são compostos de partículas, cujos parâmetros que as caracterizam são mostrados na tabela 7.1.

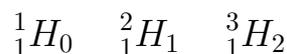
Tabela 7.1. Parâmetros das partículas atômicas

Nome	Símbolo	Carga	Massa (Kg)
Elétrons	e^-	-1	$9,1091 \times 10^{-31}$
Prótons	p^+	+1	$1,6725 \times 10^{-27}$
Nêutron	n	0	$1,6748 \times 10^{-27}$

Assim, a maior parte da massa dos átomos encontra-se na forma de nêutrons e prótons que ocupam sua região central ou seu núcleo.

O número de prótons (ou o número de elétrons) é chamado de número atômico (Z) do átomo, enquanto que a soma dos prótons e nêutrons é denominada de massa atômico (A). Átomos são eletricamente neutros (prótons = elétrons). O número de nêutrons é aproximadamente igual ao número de prótons para os elementos leves, e aproximadamente 1-2 vezes o número de prótons para os núcleos mais pesados.

Átomos que têm o mesmo número de prótons (e portanto o mesmo número de elétrons) mas diferentes números de nêutrons são chamados de isótopos. Assim, os isótopos de um elemento têm o mesmo número atômico mas diferente número de massa atômico. Por exemplo:



Nessa notação o elemento é representado por seu símbolo químico, o número atômico corresponde ao algarismo subscrito a esquerda, o número de nêutrons é indicado pelo subscrito

a direita e o número de massa atômica a esquerda na parte superior (consultar uma Tabela Periódica).

7.1 O Modelo de Bohr.

As propriedades mais importantes da estrutura atômica e molecular podem ser exemplificadas usando-se um modelo simplificado de átomo chamado de Modelo de Bohr. Este modelo foi proposto por *Niels Bohr* em 1915, e se propõe a representar o átomo de modo a satisfazer muitas de nossas discussões.

O Modelo de Bohr está ilustrado na figura 7.1. Nele os nêutrons e os prótons (simbolizados por bolas vermelhas e verdes) ocupam a região central densa chamada de núcleo, e a órbita é ocupada pelos elétrons, estrutura muito parecida com a que representa o movimento dos planetas ao redor do Sol (entretanto as órbitas não estão limitadas em um plano como é aproximadamente verdade no sistema solar). A figura não está em escala, pois no caso real o raio do núcleo é aproximadamente 100.000 vezes menor que o raio do átomo.

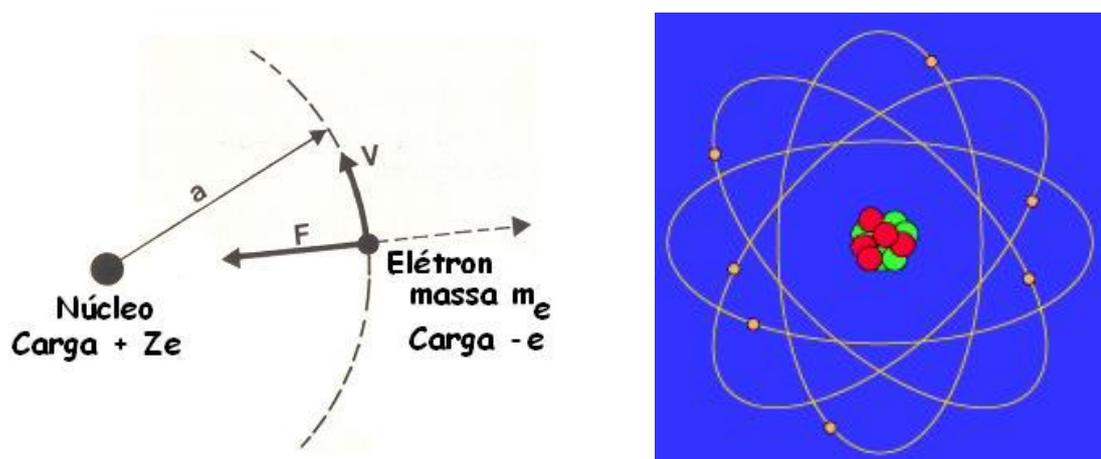


Figura 7.1: O átomo de Bohr.

A semelhança entre o modelo planetário e o do átomo de Bohr surge em última instância porque a força gravitacional que age no sistema solar e a de Coulomb entre o núcleo positivamente carregado e os elétrons negativamente de um átomo, têm a mesma forma matemática (Lembrar entretanto que o valor intrínseco da interação de Coulomb é muito maior que a gravitacional; além do fato das cargas elétricas poderem ser positivas ou negativas, o que resulta a interação de Coulomb ser, portanto, tanto de atração como repulsiva, enquanto que a gravitacional sempre é de atração em nosso Universo).

Na física atômica, o modelo de Bohr descreve o átomo como um núcleo pequeno, positivamente carregado cercado de elétrons em órbita. A teoria de Bohr repousa sobre três hipóteses:

- (a) O elétron ocupa uma “zona de probabilidade” ao redor do núcleo. Podemos admitir que ele descreve ao redor do núcleo órbitas circulares, sob a ação de um campo de forças de Coulomb (Fig. 6.1D). Do equilíbrio de forças, podemos escrever:

$$-\frac{m_e v^2}{a} = -Z \frac{e^2}{a^2} = F \quad 7.1.1$$

A energia total na órbita de raio a é igual à soma das energias potencial e cinética:

$$E = -Z \frac{e^2}{a} + \frac{1}{2} Z \frac{e^2}{a} = -\frac{1}{2} Z \frac{e^2}{a} \quad 7.1.2$$

- (b) O momento cinético do elétron em relação ao núcleo deve ser um múltiplo inteiro de $\frac{h}{2\pi}$, onde h é a constante de Planck.

$$m_e \cdot v \cdot a = \frac{nh}{2\pi} \quad 7.1.3$$

Elevando-se ao quadrado esta equação:

$$(m_e \cdot v \cdot a)^2 = \left(\frac{nh}{2\pi}\right)^2$$

$$m_e \cdot (m_e \cdot v^2 \cdot a) \cdot a = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2}$$

Da equação 7.1.1, temos:

$$m_e \cdot v^2 \cdot a = Z \cdot e^2$$

substituindo-se, temos:

$$m_e \cdot Z \cdot e^2 \cdot a = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2}$$

O raio “ a ” das diferentes órbitas adquirem valores bem definidos:

$$a = \frac{h^2 n^2}{4\pi^2 m_e Z e^2} \quad 7.1.4$$

- (c) Um elétron tende a ocupar uma órbita mais próxima do núcleo. Quando o elétron passa de um nível n a outro m , a diferença de energia ΔE entre os dois níveis produz uma emissão sob forma de onda luminosa, e de comprimento de onda igual a:

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E}$$

Da equação 7.1.4 podemos escrever:

$$a = n^2 \left(\frac{h^2}{4\pi^2 m_e e^2 Z} \right) \quad 7.1.5$$

Usando-se a equação (7.1.5) para obter o valor da equação (7.1.2), encontramos:

$$E(n) = -\frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{n^2 h^2} \quad 7.1.6$$

7.2 A Quantização da radiação.

Quando um elétron fizer uma transição de uma órbita (nível) mais elevada (n_a) para uma órbita mais baixa (n_b), um fóton será emitido. A energia envolvida nesse processo pode ser representada pela equação:

$$E(n_a) = E(n_b) + h\nu \quad (\text{emissão}) \quad 7.2.1a$$

onde $n_a > n_b$. Para que o elétron faça uma transição da órbita mais baixa para uma superior, o átomo deve absorver um fóton exatamente de energia:

$$E(n_b) + h\nu = E(n_a) \quad (\text{absorção}) \quad 7.2.1b$$

Em ambos os casos, a frequência do próton envolvido será (equação 4.1 e 7.1.6)

$$\begin{aligned} \nu_{ab} &= [E(n_a) - E(n_b)]/h \\ &= (2\pi^2 m e^4 / h^3) Z^2 [(1/n_b^2) - (1/n_a^2)] \end{aligned} \quad 7.2.2$$

Note que somente um quantum será emitido ou absorvido, mesmo que $n_a > n_b + 1$, o elétron pode saltar diversas órbitas intermediárias. Por outro lado, um elétron pode em cascata chegar à órbita mais baixa, emitindo diversos fótons de diferentes energias enquanto salta uma série de órbitas adjacentes. A órbita mais baixa, chamada de estado fundamental, corresponde a $n = 1$.

Vamos agora aplicar esses resultados para o caso do átomo mais simples de Bohr, o hidrogênio ($Z = 1$), com seu único elétron. As energias orbitais permitidas do elétron são, da equação 7.1.6,

$$E(n) = - \left(\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \right) \left(\frac{1}{n^2} \right) = -R' \left(\frac{1}{n^2} \right) \quad 7.2.3$$

onde $R' = 2,18 \times 10^{-18} \text{J}$ incorpora todas as constantes envolvidas.

É conveniente expressar a equação 7.2.2 em termos do comprimento de onda:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_{ab}} &= \frac{\nu_{ab}}{c} = \frac{R'}{ch} \left(\frac{1}{n_b^2} - \frac{1}{n_a^2} \right) \\ &= R \left(\frac{1}{n_b^2} - \frac{1}{n_a^2} \right) \end{aligned} \quad 7.2.4$$

A constante de *Rydberg* R vale $10,96776 \mu\text{m}^{-1}$ para o hidrogênio. A equação 7.2.4 sugere a existência de uma série de comprimento de onda para cada valor de n_b quando consideramos uma seqüência de valores crescentes de n_a que começa com $n_a = n_b + 1$ (Fig. 7.2). Transições da série de Lyman (no ultravioleta) têm todos por estado fundamental ($n_b = 1$) para sua órbita mais baixa, com $n_a \geq 2$. As linhas espectrais visíveis da série de Balmer têm $n_b = 2$ e $n_a \geq 3$.

As primeiras linhas do hidrogênio descobertas foram as da série de Balmer, e designadas por H_α para $n_a = 3$, H_β para $n_a = 4$, H_γ para $n_a = 5$, e assim por adiante. Usando a equação 7.2.4 para calcular os comprimentos de onda da linha H_α , que corresponde a $n_b = 2$ e $n_a = 3$:

$$\begin{aligned} 1/\lambda_{H_\alpha} &= 10,96776(1/4 - 1/9)\mu\text{m}^{-1} \\ &= 1,52330\mu\text{m}^{-1} \longrightarrow \lambda_{H_\alpha} = 656,3\text{nm} \end{aligned}$$

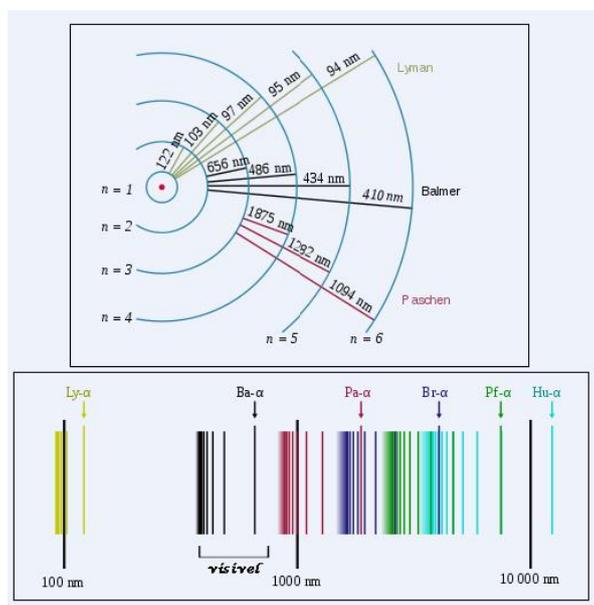


Figura 7.2: O modelo de Bohr para o hidrogênio.

De modo semelhante, a linha Lyman α ($n_b = 1, n_a = 2$) tem comprimento de onda $\lambda_{L\alpha} = 121,6nm$ (no ultravioleta).

A característica básica da mecânica quântica que está incorporada no modelo de Bohr, e que é completamente diferente do análogo modelo planetário se prende ao fato de que a energia das partículas no átomo de Bohr está restrita a certos valores discretos. Diz-se que a energia é quantizada. Isto significa que apenas certas órbitas com determinados raios são lugares permitidos, e portanto as posições intermediárias não são ocupadas.

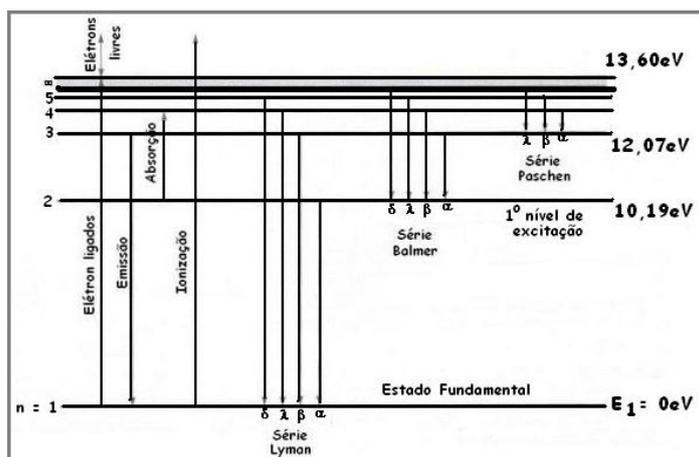


Figura 7.3: Níveis de energia para o hidrogênio.

A Fig. 7.3 mostra os níveis de energia quantizados para o átomo de hidrogênio. Estes níveis são identificados para um número inteiro n que é chamado de número quântico. O mais baixo estado de energia geralmente é denominado de estado fundamental. Os demais são chamados

de excitados (primeiro, segundo ...), além de um valor para a energia chamado de potencial de ionização, que implica que o único elétron do átomo de hidrogênio não ficar mais ligado ao átomo. No caso de hidrogênio este valor começa em 13,6 eV, medido a partir do estado fundamental.

Representemos de forma abstrata o átomo por meio de um diagrama de seus níveis de energia (Fig. 7.3). Um tal diagrama está relacionado diretamente às transições atômicas, e assim pode ser construído até mesmo para átomos mais complicados. As energias permitidas de um elétron ligado do átomo de hidrogênio (Eq. 7.2.3) são negativas. Visto observarmos os fótons correspondente às transições eletrônicas, normalizaremos para uma escala de energias positiva subtraindo a energia do estado fundamental $E(1)$ de todas as energias $E(n)$ para obter da equação 7.2.3:

$$E(n) = R'[1 - (1/n^2)] \quad 7.2.5$$

Note que $E(1)$ agora é igual a zero, e as unidades de energia são dadas em eletrôn-volt, onde $1eV = 1,602 \times 10^{-19} J$. Um elétron-volt é a energia adquirida por um elétron (ou qualquer partícula de carga e) quando acelerada por um campo elétrico de $1V$; esta unidade é conveniente para as energias envolvidas na física atômico e de partícula. Note que

$$E(\infty) = R' = 2,18 \times 10^{-18} J = 13,6 eV$$

Os níveis de energia para vários valores de n no caso do hidrogênio, são mostrado na Fig. 7.3. Quando o átomo está em qualquer nível acima do estado fundamental, diz-se que está em um estado excitado, e a energia correspondente a um tal nível é chamado de potencial de excitação. Para alcançar um nível mais alto, o átomo deve ser ionizado - e quando voltar para o estado fundamental, o átomo será de-excitado.

7.2.1 Excitação e de-excitação atômica. A ionização

Um átomo pode ser excitado a um nível de energia mais alto de duas maneiras: excitação radiativa ou colisional. Excitação radiativa acontece quando um fóton é absorvido pelo átomo; a energia do fóton corresponde exatamente à diferença de energia entre dois níveis de energias permitida. Este processo produz linhas de absorção sobrepostas ao fundo do espectro contínuo.

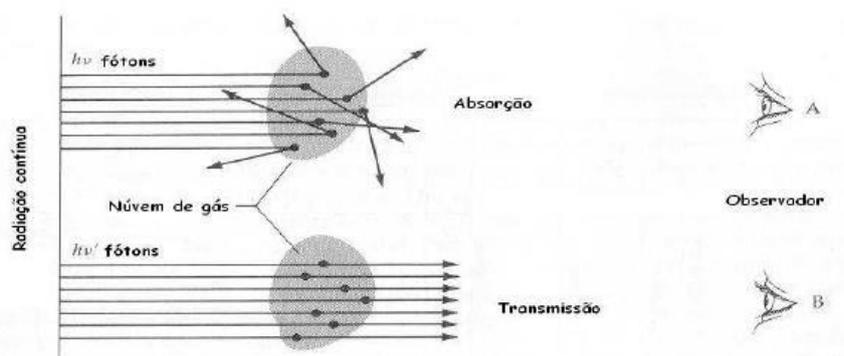


Figura 7.4: A absorção da radiação. Processo de absorção dependente da energia: $E(B)$ não pode absorver, enquanto $E(A) = h\nu$ é a energia de excitação do átomo.

Um átomo geralmente permanece em um estado excitado durante um tempo extremamente pequeno (aproximadamente 10^{-8} s) antes de ser re-emitido como um fóton. Como então uma linha de absorção pode ser produzida? Considerando que o elétron pode voltar a seu estado fundamental por meio de uma cascata através de diferentes níveis intermediários de energia, então vários fótons de baixa energia podem ser emitidos para cada fóton absorvido. O comprimento de onda inicial é portanto convertido em comprimentos de onda mais longos separando o espectro em vários comprimentos de onda. Além disso (Fig. 7.4), os fótons absorvidos vêm predominantemente de uma dada direção, a da fonte, enquanto que os emitidos o são em qualquer direção. Assim, alguns fótons no comprimento de onda correspondente a absorção chegam ao observador enquanto que outros em diferentes comprimento de onda permitido. A linha de absorção é caracteristicamente mais escura do que o contínuo, mas não completamente preta porque alguns fótons de comprimento de onda crítico (com energia suficiente para deslocar elétrons) ainda conseguem atingir o observador.

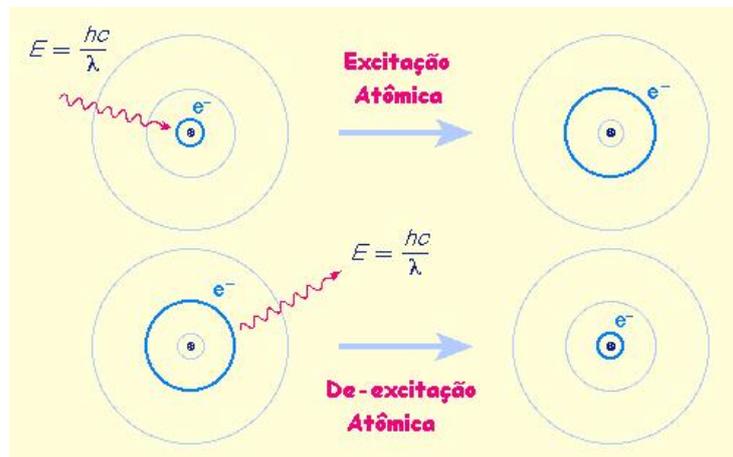


Figura 7.5: Excitação e De-excitação.

A excitação colisional ocorre quando uma partícula livre (um elétron ou um outro átomo) colide com um átomo transferindo parte de sua energia cinética. Tal colisão não envolve nenhum fóton. A partícula se aproximando do átomo com velocidade v_i e após a interação sai com velocidade v_f , transferindo a energia $E = m(v_i^2 - v_f^2)/2$ ao átomo; se E corresponde à energia de uma transição eletrônica qualquer, o átomo é colisionalmente excitado para um estado mais elevado. Tal interação faz com que o átomo retorne ao seu estado fundamental pelo intermédio da emissão de um fóton, produzindo um espectro de linhas de emissão no processo.

Átomos podem fazer transições entre as órbitas permitidas pela mecânica quântica absorvendo ou emitindo exatamente a diferença de energia entre as órbitas. A Fig. 7.5 mostra a causa da excitação atômica por absorção de um fóton e outra causada pela emissão.

Em cada caso o comprimento de onda emitido ou absorvido é precisamente aquele correspondente a diferença de energia que o fóton possui em cada uma das órbitas correspondentes. Esta energia pode ser calculada dividindo-se o produto da constante de Planck e da velocidade da luz (hc) pelo comprimento de onda correspondente (λ). Assim, um átomo pode absorver ou emitir só para valores discretos do comprimentos de onda (ou da frequência).

Átomos e moléculas são eletricamente neutros, pois neles, o número de elétrons é igual ao número de prótons. Muito da matéria que nos cerca está nessa forma. Porém, particularmente

quando o meio dispõe de uma certa quantidade de energia, átomos ou moléculas podem ganhar ou perder elétrons adquirindo uma carga elétrica. Este processo é chamado ionização.

Tabela 7.2.1 Notação para o grau de ionização.

Notação	Grau	Exemplo	Notação Química
I	não ionizado	<i>HI, HeI</i>	H, H_e
II	uma vez ionizado	<i>HII, HeII</i>	H^+, H_e^+
III	duas vezes ionizado	<i>HeIII, OIII</i>	H_e^{++}, O^{++}

Ionização é o processo pelo qual um átomo perde elétrons quando em um meio com energia suficiente. A perda de elétrons são processos mais comuns em ambientes astrofísicos e converte um átomo em um íon positivamente carregado, enquanto que o ganho transforma o átomo em um íon mais carregado negativamente. Mais a frente, usaremos o termo ionização no sentido da perda de elétrons para resultar em íons positivos.

A tabela 7.2.1 ilustra a anotação utilizada em astrofísica para caracterizar os diferentes níveis de ionização de um átomo. Esta representação utiliza uma notação com números romanos crescentes para indicar os níveis mais altos de ionização. Assim, por exemplo, entenderemos como uma região *HII* aquela na qual a radiação de estrelas quentes próximas ionizou completamente o hidrogênio presente.

Se a maior parte dos átomos ou moléculas de uma região está ionizada, o estado resultante da matéria corresponde a um gás neutro, mas composta microscopicamente de íons (+) e de elétrons (-). Um tal estado da matéria é chamado de plasma, e a maior parte da matéria que compõe uma estrela está nesse estado.

7.2.2 Absorção atômica e os Espectros de Emissão

Como nós vimos na seção 7.2, átomos isolados podem absorver e emitir radiação eletromagnética com valores discretos de energia estabelecidos pela estrutura atômica detalhada dos átomos. Quando a luz passa por um prisma ou especificamente por um espectrógrafo ela é espacialmente separada (dispersa) de acordo com o comprimento de onda, como mostramos na Fig.2.1 do capítulo 2.

O espectro de uma radiação pode exibir uma distribuição contínua da intensidade de radiação, ou apenas uma distribuição discreta em determinadas posições do espectro representadas por linhas luminosas (espectro de emissão) ou ainda linhas escuras sobrepostas ao contínuo (espectro de absorção), como está representado na Fig. 7.6.

A origem destes três tipos de espectros está representada esquematicamente na Fig. 7.6. Assim, espectros de emissão são produzidos por gases a baixa pressão e com altas temperaturas e que não sofram muitas colisões (por causa da baixa densidade). As linhas de emissão correspondem a fótons de energias discretas que são emitidos quando os estados atômicos excitados no gás fazem transições para níveis mais baixos.

O contínuo resulta quando um sólido, um líquido ou um gás a alta pressão e aquecidos, geralmente emitem radiação eletromagnética em todos os comprimentos de onda.

Um espectro de absorção ocorre quando da passagem da radiação através de um gás a

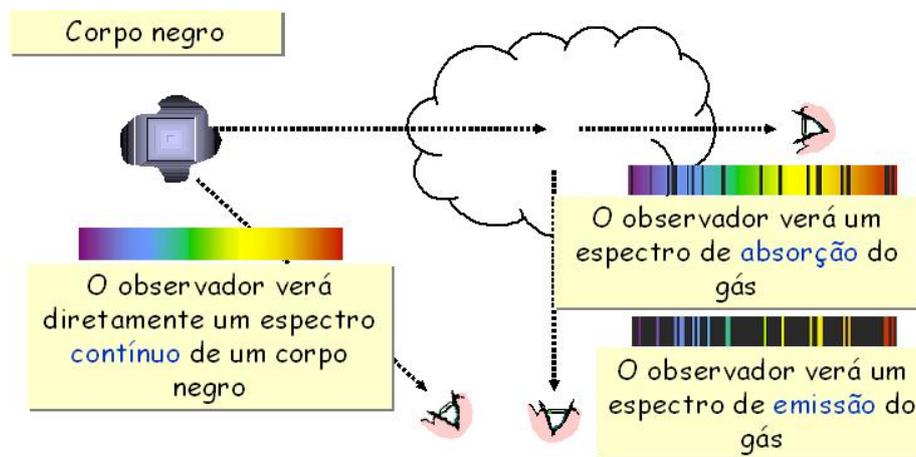


Figura 7.6: (E) O contínuo, e os espectros de absorção e de emissão. (D) Origem dos diferentes tipos de espectros.

baixa temperatura. O gás absorve frequências características desta radiação que são re-emitidas resultando num conjunto de linhas escuras sobpostas ao espectro contínuo.

O espectro de hidrogênio é particularmente importante em astronomia porque uma grande parte do Universo é constituído por esse elemento. O processo de emissão ou absorção no hidrogênio dá lugar a uma série de linhas que correspondem às suas transições atômicas. Por exemplo, a série de Balmer envolve transições que começam (absorção) ou terminam (emissão) com o primeiro estado excitado do hidrogênio, enquanto a série de Lyman envolve transições que começam ou terminam com o estado fundamental. As Fig. 7.2 e 7.3 ilustram as transições atômicas que produzem estas duas séries em emissão. Devido à estrutura atômica do átomo de hidrogênio, a série de Balmer está na porção visível do espectro, enquanto que a de Lyman está localizada no UV (ultravioleta).

As linhas de Balmer são designadas por H com uma subscrição em letra grega em ordem de comprimento de onda decrescente ($H_\alpha, H_\beta \dots$).

7.3 A análise espectral.

Estudando o espectro da luz que provém de um objeto celeste, os astrónomos são capazes de obter uma enorme quantidade de informações. O espectro de um objeto pode ser considerado como uma espécie de cédula de identidade, pois analisando-o com cuidado, pode-se determinar numerosos parâmetros do objeto em questão, tais como a sua temperatura, a composição química e suas velocidades radiais e de rotação ($v \sin i$).

7.3.1 Linhas espectrais

A situação torna-se diferente quando o objeto em estudo se trata de um gás pouco denso. Essa descoberta foi feita em 1814 por *Joseph von Fraunhofer* que estudando o espectro das camadas superficiais do Sol, se deu conta de que este não era contínuo, mas apresentava uma grande quantidade de pequenas linhas escuras chamadas de linhas espectrais (Fig. 7.7). Estas linhas correspondiam a comprimentos de onda que não foram corretamente identificadas. Este mistério

foi esclarecido por *Robert Bunsen* e *Gustav Kirchhoff*, físicos que construíram o espectrógrafo;

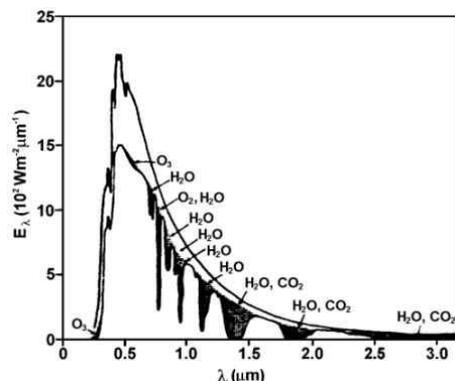


Figura 7.7: Espectro solar (linhas de Fraunhofer) e bandas de absorção de água. Parte superior fora da atmosfera e parte inferior dentro.

instrumento capaz de decompor a luz nos seus comprimentos de onda. Utilizaram seu novo aparelho para estudar a radiação de diferentes tipos de objetos, e em especial os gases. Descobriram então um fenômeno muito estranho. O espectro de um gás quente era composto por um conjunto de linhas brilhantes, chamadas de linhas de emissão, sem nenhum fundo contínuo. De maneira igualmente misteriosa, quando observavam a luz de um corpo negro após a passagem por um gás frio, o espectro era contínuo, mas com linhas escuras, ou linhas de absorção, como no caso do Sol.

Bunsen e *Kirchhoff* concluíram dessas experiências que as componentes de um gás podiam emitir ou absorver a luz apenas em alguns comprimentos de onda bem definidos, contrariamente a de um corpo negro. Quando observavam um gás quente, o espectro era constituído por linhas de emissão nos comprimentos dependente da constituição desse gás. Quando observavam um gás frio colocado na frente de um corpo negro, os constituintes do gás absorviam a luz nestes comprimentos de onda, e as linhas de absorção sobrepunham-se ao espectro contínuo do corpo negro.

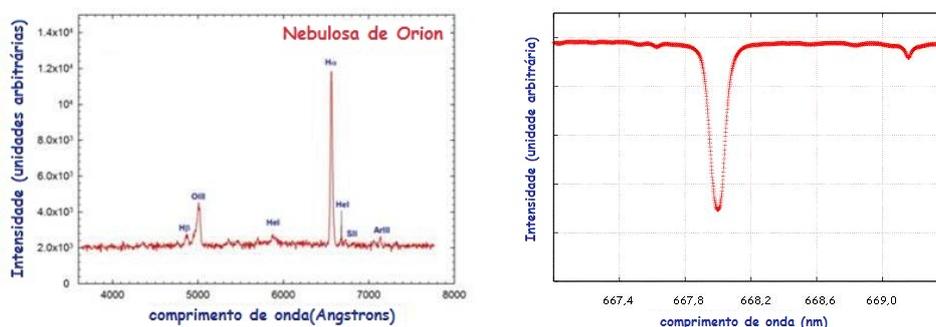


Figura 7.8: Perfil de uma linha espectral em emissão (E) e em absorção (D). A maioria dos espectros astronômicos são de absorção.

Bunsen e *Kirchhoff* fizeram uma descoberta ainda mais importante ao constatarem que um dado gás correspondia a um conjunto bem definido de linhas. Por exemplo, o gás de sódio era

caracterizado por duas linhas na parte amarela do espectro visível. Esta descoberta provocou um progresso importante porque, a partir do estudo do espectro de um gás e de suas linhas, era possível determinar a sua composição. Assim por exemplo, se o espectro de um gás desconhecido apresentasse as duas linhas como da Fig.7.8(D) acima, este gás devia conter sódio. Passava a ser possível e graças a análise espectral, determinar a composição química de um corpo, o que abria uma possibilidade inesperada para o estudo dos corpos celestes.

7.3.2 Intensidade das linhas espectrais

A intensidade de uma linha de emissão é proporcional ao número de fótons emitidos em uma dada transição. Da mesma forma a intensidade de uma linha de absorção relativo ao contínuo depende do número de fótons absorvidos (Fig. 7.8).

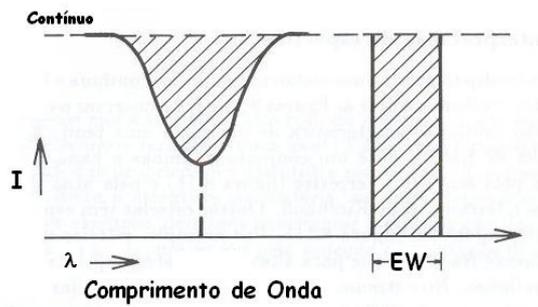


Figura 7.9: Largura equivalente. A área do retângulo representativo da largura equivalente é igual a área aquela do perfil da linha.

Uma linha de absorção exibe um perfil com intensidade que é variável conforme o comprimento de onda. Ela é representada por um distribuição de energia em função do comprimento de onda por um gráfico a duas dimensões. Podemos então medir a área da curva no plano I, λ , cuja intensidade é proporcional a essa área, denominada de largura equivalente (Fig. 7.9). A largura equivalente é representada por um retângulo, de mesma área cuja altura é a do contínuo e a outra dimensão o que denominamos de largura equivalente “EW”.

A intensidade de uma linha depende do número de átomos envolvidos em uma dada transição, cuja excitação ou de-excitação, como já abordamos anteriormente, pode ocorrer colisionalmente ou radiativamente. Ambos os processos dependem da temperatura uma vez que a energia cinética das partículas do gás é dada pela equação:

$$\frac{m.v^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad 7.3.1$$

onde m é a massa da partícula, v a velocidade e T a temperatura do gás (k a constante de Boltzmann). Como o número de fótons para dada energia cresce rápido com o aumento da temperatura, então a linha de absorção originárias dos níveis de excitação tendem a ser mais intensas em gases quente que naqueles mais frios.

Considerando no caso em que o equilíbrio térmico prevalece, e que o número de átomos em dado nível de energia permanece constante com o tempo, a excitação está em média contrabalançada pela de-excitação, e neste caso, a densidade de átomos (número por unidade de volume)

em dado estado B está relacionada com aquela no estado A pela equação de Boltzmann que possui a forma dada pela equação:

$$\frac{N_B}{N_A} = \frac{g_B}{g_A} e^{(E_A - E_B/kT)} \quad 7.3.2$$

onde $E_A - E_B$ representa a diferença de energia entre os estados final e inicial, e g_A e g_B são os pesos estatísticos dos respectivos níveis. Para o hidrogênio, temos $g_n = 2n^2$.

Como exemplo, vamos calcular a fração de átomos de hidrogênio no nível $n = 2$ em relação ao nível $n = 1$ para as temperaturas de $T = 10.000K$ e $T = 15.000K$. Lembrar que a diferença de energia entre esses dois níveis é $10,19eV$.

Como

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-E_{1,2}/kT}$$

sendo $k = 1,38 \times 10^{-23} J/K$, com $1eV = 1,602 \times 10^{-19} J$, então:

para o hidrogênio, com $g = 2n^2$, temos: para $n = 1 \rightarrow g_1 = 2$ e $n = 2 \rightarrow g_2 = 8$
sendo $E_{1,2} = 10,19eV$

- a) para $T = 10.000K$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{8}{2} e^{\frac{-10,19}{8,6 \times 10^{-5} \times 10.000}} \implies \frac{N_A}{N_B} = 0,000029$$

- b) para $T = 15.000K$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{8}{2} e^{\frac{-10,19}{8,6 \times 10^{-5} \times 15.000}} \implies \frac{N_A}{N_B} = 0,00148$$

7.3.3 Outras medidas possíveis

Acrescenta-se que a análise espectral traz ainda muitas outras informações. Assim, a profundidade relativa das linhas de um gás nos indica o grau de ionização dos seus elementos, a forma das linhas dá indicações sobre a pressão, o campo elétrico e a turbulência do gás. Um desdobramento específico das linhas, chamado efeito Zeeman, pode nos fornecer indicações sobre a presença de campo magnético.

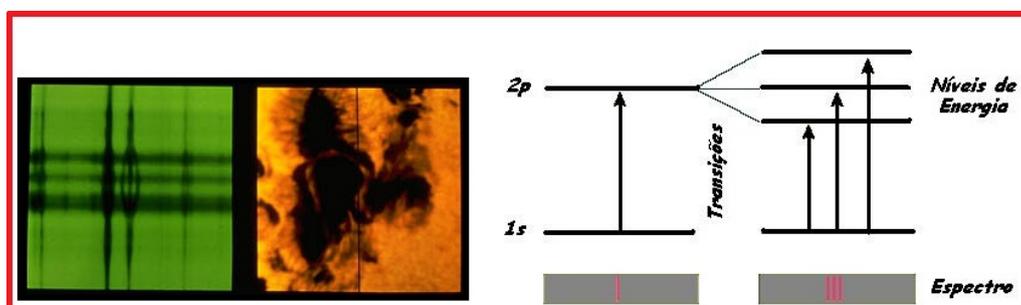


Figura 7.10: (E) Presença das manchas solares no Sol (D) Esquema do efeito Zeeman. “Split” de linhas é indicativo de presença de campo magnético.

Quando um átomo estiver sujeito a um campo magnético, cada nível de energia atômica pode ser separados em três ou mais sub níveis. Este fenômeno é conhecido como efeito de Zeeman. Ao invés de uma linha nós podemos notar o desdobramento em três ou mais, cujos espaçamentos dependem da intensidade do campo magnético. Nos casos em que o campo ele for intenso, e sendo possível resolver a separação entre as linhas, é possível deduzir além da intensidade do campo magnético a orientação da fonte.

A presença de manchas solares é devido ao fato de que essas regiões escuras que vemos no Sol, por ocasião de seu período de atividade, são regiões magnéticas ativas e intensas (2.000–3,000G) como foi evidenciado pela separação das linhas espectrais pelo efeito Zeeman. Essas linhas na presença de um campo magnético são separadas porque as energias de transição dos átomos são afetadas. A separação de uma linha espectral em diferentes comprimentos de onda é indicativo da intensidade do campo magnético. A figura 7.10 mostra um desenho esquemático desse efeito. O lado esquerdo da figura mostra uma mancha solar, e a linha preta fina no centro da imagem é a fenda do espectrógrafo ¹. O lado direito mostra duas linhas espectrais intensas uma das quais está separada em três componentes.

Os espectros de certos objetos têm formas muito específicas, fáceis de serem identificados, que nos fornece informações a respeito da natureza dos processos físicos que estão em jogo. É, por exemplo, o caso da radiação sincrotônica. Essa radiação é também gerada por estruturas de objetos astronômicos em regiões típicas onde os elétrons relativísticos espiralam (e consequentemente muda sua velocidade) através de campos magnéticos, e que dá lugar a um espectro contínuo, mas diferente do de um corpo negro.

Como podemos constatar, a análise espectral é um ferramenta extremamente eficaz. A partir da análise de um simples feixe luminoso, pode-se obter um número impressionante de informações sobre as condições que reinam em um objeto celeste e indícios sobre a natureza físicos desses fenômenos. É graças a este recurso fantástico que a astronomia pôde estudar a natureza física dos corpos celestes e e desvendar os processos que o afetam.

7.3.4 A janela atmosférica

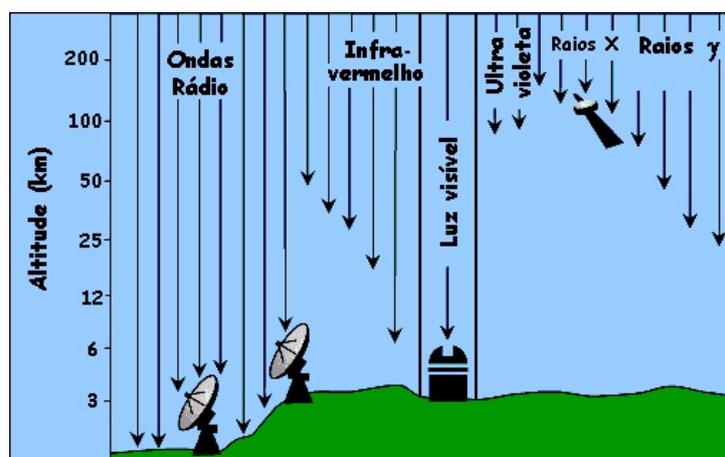


Figura 7.11: Radiação visível e rádio chegam a superfície da Terra através da janela atmosférica.

¹Instrumento óptico usado para medir as propriedades da luz em determinadas regiões do espectro visível

Uma consequência prática resulta da interação da radiação eletromagnética com a matéria é que a composição de nossa atmosfera deixa apenas alguns comprimentos de onda atravessá-la. Estas regiões, chamadas de janelas atmosféricas, são impermeáveis a radiação eletromagnéticas e que deixam que a mesma chegue, seletivamente em comprimentos de onda (ou ν) chegar ao nível do mar.

A Fig. 7.11 mostra o comportamento da atmosfera quanto a capacidade de absorver determinados comprimentos de onda. No gráfico notamos que as janelas dominantes na atmosfera referem-se a região visível e a de frequência rádio, enquanto que as regiões de comprimentos de onda referentes aos raios-X e ultra-violeta são fortemente absorvidos e um pouco menos os raios γ (mas ainda assim totalmente absorvido antes de chegar ao solo) e o infravermelho.

Capítulo 8

Instrumentos Astronômicos.

O desenvolvimento da astronomia a partir do século XVII, bem com as descobertas feitas no século XX são frutos dos aperfeiçoamentos constantes dos meios de observação do céu. Passados pouco mais de 300 anos da utilização da luneta por *Galileu*, instrumento que tinha apenas alguns centímetros de diâmetro, os astrônomos têm à sua disposição nos dias de hoje enormes telescópios de diâmetros de até 10 metros (na região visível). Ao mesmo tempo, as observações astronômicas que se limitavam aos comprimentos de onda do visível, aos poucos se expandiram a outros domínios, finalizando o homem por conquistar o espaço com uma grande quantidade de sondas espaciais que continuam a explorar o sistema solar, as estrelas, as galaxias... enfim o Universo.

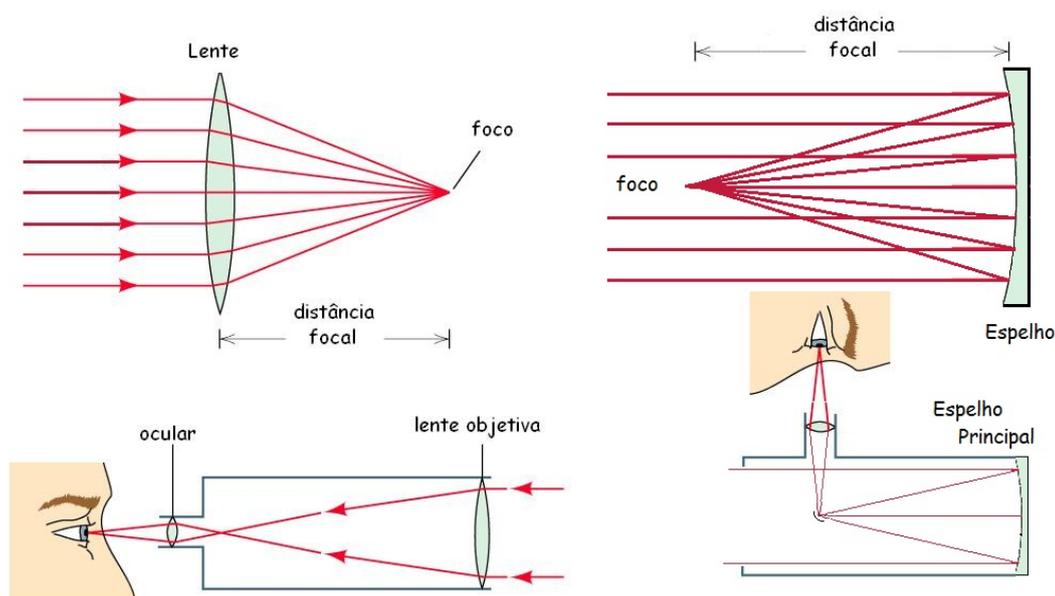


Figura 8.1: Esquema de uma luneta (refrator). Na parte de baixo o esquema para um telescópio (refletor).

O primeiro instrumento, diferente do olho humano empregado para observar os astros foi a luneta astronômica que é, na sua concepção mais simples, formada por um conjunto de duas

lentes. Uma que concentra os raios luminosos provenientes de um objeto longínquo, e outra menor que como uma lupa permite observar a minúscula imagem do objeto formado no plano focal.

8.1 Telescópios Refratores e Refletores.

Telescópios ópticos podem ser classificados em dois tipos: os refratores (Lunetas) e os refletores (Telescópios). A figura 8.1 a, mostra como os feixes de luz são concentrados em uma pequena região dos telescópios denominada foco. Para o caso das lunetas intervém um prisma objetivo que concentra a luz no foco, e uma ocular que permite que o observador estabeleça uma relação entre as distâncias focais (prisma objetivo e ocular) para aumentar o tamanho da imagem. Os telescópios são de maneira geral, construídos com dois espelhos (primário e secundário), onde a função do primário é concentrar o feixe de luz que chega paralelo.

Os princípios básicos da óptica utilizados são a refração que é o efeito provocado pela passagem da luz de um meio transparente a outro, e a reflexão que se trata da mudança de direção do feixe provocada pela superfície refletora.

8.2 A óptica geométrica

Na figura 8.1 está exemplificado como são obtidas as imagens em uma luneta e em um telescópio. Este último é freqüentemente utilizado para produzir imagens de objetos extensos, formadas no foco que representa informações provenientes de direções ligeiramente diferentes (Fig. 8.2).

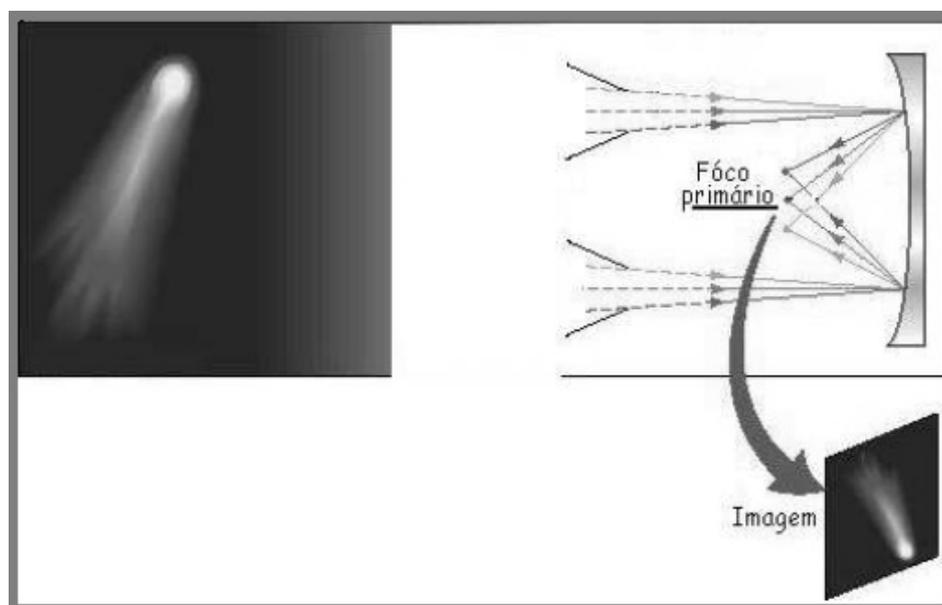


Figura 8.2: Esquema da formação de imagem (Telescópio).

O objetivo dos dois tipos de instrumentos descritos é capturar a maior quantidade possível de luz proveniente dos objetos e formar suas imagens e, portanto, o tamanho dos telescópios

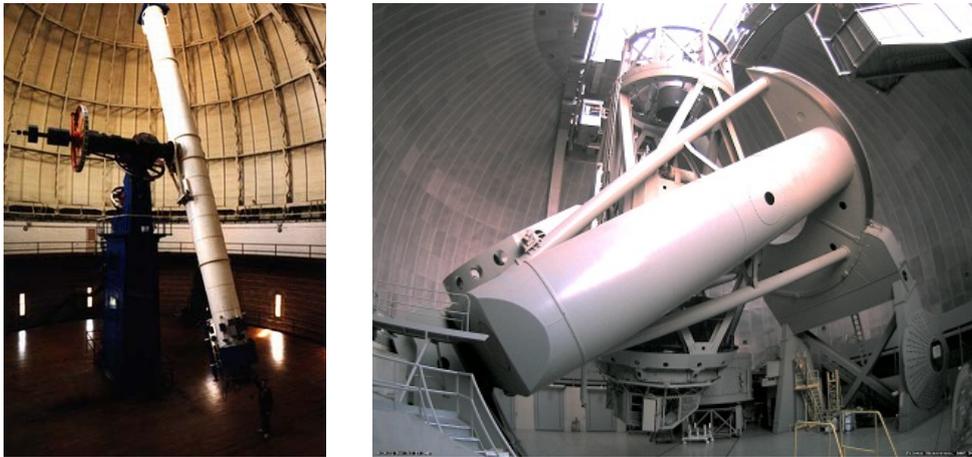


Figura 8.3: (E)Luneta com objetiva de 1m do Observatório de Yerkes em Wisconsin (D)Telescópio de 200 polegadas de Monte Palomar - 1949.

aumentou (tamanho do espelho), comparativamente as lunetas nos anos seguintes, por vários fatores:

- O fato de a luz ter que atravessar uma lente representa uma desvantagem para as lunetas. Da mesma forma que um prisma separa a luz branca em suas componentes, a lente de uma luneta desvia de forma diferente a luz azul e a vermelha (aberração cromática). Espelhos não são afetados por este efeito.
- Com a passagem da luz pela lente, alguns comprimentos de onda são absorvidos pelo vidro. Esta absorção é um problema secundário para a radiação visível, mas pode ser severa para observações no infravermelho e ultravioleta porque o vidro bloqueia a maior parte da radiação que vem dessas regiões do espectro eletromagnético.
- Uma lente grande pode ser bastante pesada. Como ela só pode ser apoiada por suas extremidades (para não bloquear a radiação), a lente tende a se deformar devido a seu próprio peso. Um espelho não tem esta desvantagem porque pode ser apoiado, sobre si mesmo, pela superfície oposta à refletora.
- As superfícies de uma lente devem ter uma forma precisa e o polimento pode representar uma tarefa difícil. É verdade também que o polimento de uma superfície espelhada é trabalhosa, mas este trabalho é feito apenas de um dos lados.

Por estas razões, todos os instrumentos modernos, e de grande porte, são refletores (telescópios). A maior luneta, ainda em uso está instalada no Observatório de Yerkes em Wisconsin, e tem um diâmetro da lente de 1 m (Fig. 8.3). Em contrapartida os maiores telescópios modernos têm seus espelhos com diâmetros de 10 metros (Fig. 8.4), mas diferentes projetos estão em estudo e que prevêem instrumentos de maiores portes.

Vale lembrar que o primeiro telescópio foi desenvolvido no século XVII, por *Isaac Newton*. O progresso das técnicas de construção se acelerou de tal maneira que já em 1789 *William Herschel* havia construído seu telescópio de 1,20m, e em 1949, em Monte Palomar, havia um telescópio de 5,1 metros.

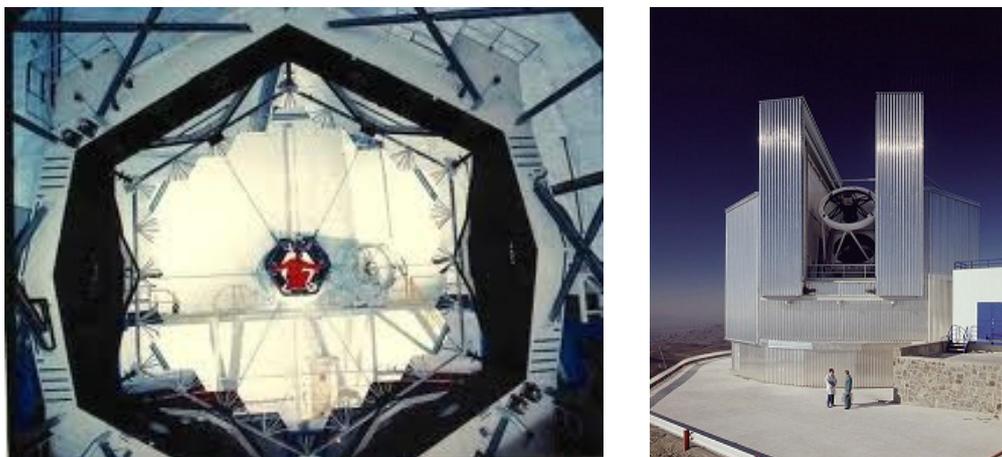


Figura 8.4: Telescópio Keck-Hawaii (10m) e o NTT-ESO (3,6m).

Evidente que espelhos destes tamanhos, como as grandes lentes dos instrumentos refratores, tinham a tendência de se deformar sob seus pesos. A partir de 1980, uma nova tecnologia de construção de espelhos se desenvolveu. Esta técnica consistia em se utilizar um conjunto de pequenos espelhos separados, ao invés de um único bloco. Este método foi utilizado na construção dos dois telescópios, denominados Keck (Fig. 8.4), que estão situados em Mauna Kea no Hawaii. O espelho de cada telescópio constitui-se de um mosaico de 36 pequenos espelhos de 1,80 metros que em conjunto equivalem a um de diâmetro de 10 metros (Fig. 8.4).

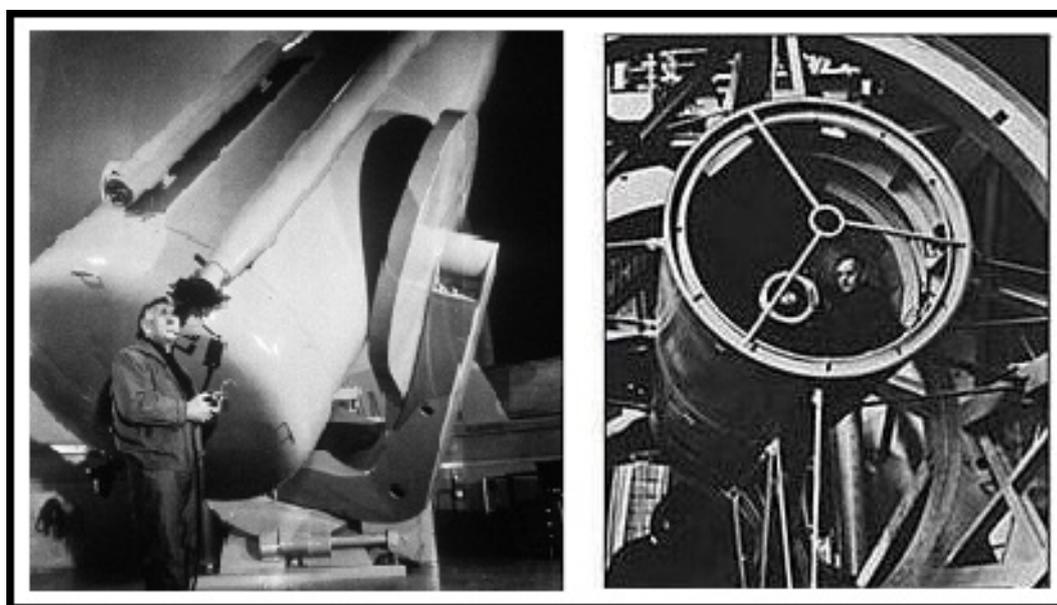


Figura 8.5: (E)Edwin Hubble no telescópio de 1,22 do Palomar. (D)No foco Newtoniano do 2,50 metros do Monte Wilson.

Uma segunda possibilidade consistiu na construção de espelhos enormes porém pouco espessos. É o caso do NTT (New Thecnology Telescope) do observatório austral europeu (ESO)

situado em La Silla, nos Andes, cujo instrumento possui um espelho de 3,60 metros (Fig. 8.4). Devido à sua espessura, é susceptível de deformações, de maneira que para conservar sua forma ele é equipado com um conjunto de pistões situados atrás do espelho que podem agir sobre ele, conferindo-lhe em permanência sua forma ideal. Essa técnica é denominada de óptica ativa.

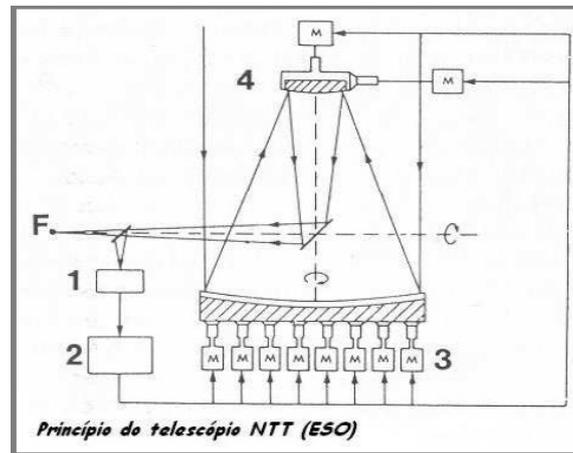


Figura 8.6: Sistema analisador da frente de onda no NTT.

Essa nova geração de telescópios construídos a partir de 1980 usa espelhos muito finos, mas com o propósito de mantê-los indeformáveis, dispositivos foram concebidos e que atuam atrás do espelho a fim de preservar sua forma ideal. Uma outra maneira de melhorar a performance dos instrumentos foi segmentar o espelho principal do telescópio em muitos espelhos pequenos, impedindo que o efeito gravitacional possa causar distorções que estão sujeitos os grandes e espessos espelhos.

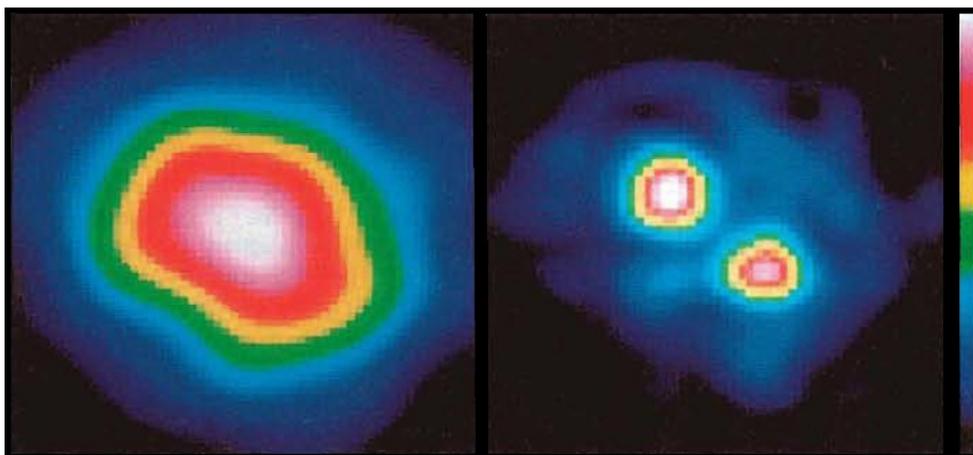


Figura 8.7: Imagens da estrela HD6658 obtidas no ESO com o telescópio de 3,60m (D) e equipado com um sistema de óptica adaptativa. Trata-se de um sistema binário com uma separação de $0,38''$.

A combinação de atuadores, e de um detector que registre em tempo real a qualidade da imagem pode alimentar um programa que opere sobre os atuadores de modo a obter a melhor

imagem possível. Um tal sistema é denominado de “sistema de óptica ativa”.

8.3 Tipos de configurações dos telescópio

A figura 8.8 mostra algumas configurações básicas utilizadas para a coleta de dados na astronomia. A radiação proveniente de um objeto entra no instrumento e vai direto para o espelho primário onde é refletido na direção do foco principal no espelho secundário. Ali, às vezes e no lugar desse espelho, são colocados alguns detectores direto no foco principal (ver Fig. 8.5). De um modo mais geral, a luz é reenviada na direção do espelho primário e redirecionada de forma mais conveniente para os instrumentos de detecção.

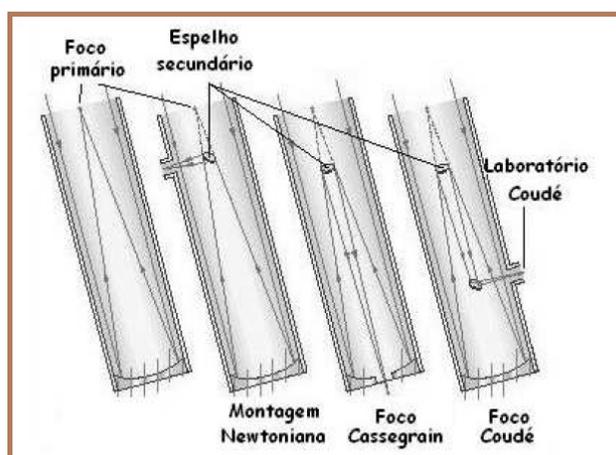


Figura 8.8: Configuração das montagens dos telescópios.

Em um telescópio do tipo Newtoniano (nome dado em homenagem ao inventor) a luz é interceptada por um espelho secundário, antes do foco principal, e enviada para uma ocular por meio de um espelho a 90° . Este tipo de montagem é usualmente utilizada por astrônomos amadores. Alternativamente os astrônomos preferem trabalhar com os detectores ligados em plataformas na parte de trás do instrumento, o que assegura uma maior estabilidade; esta montagem é conhecida como Cassegrain (montagem proposta por *Guillaume Cassegrain*, óptico francês). Neste caso a luz é interceptada por um espelho no foco principal e reenviada por uma pequena abertura no centro do espelho principal atrás do instrumento onde são fixados os detectores.

Uma variante da montagem Cassegrain é enviar a luz para um laboratório por intermédio de um terceiro espelho. Neste, as condições ambientais são controladas. Esta montagem permite que se associe ao telescópio instrumentos mais pesados e sensíveis em ambientes com as condições climáticas controladas. Esta montagem é conhecida como *Coudé*. A figura 8.8 exemplifica essas montagens, e mesmo a utilização do telescópio diretamente no foco primário. Neste caso trata-se do pesquisador *Edwin Hubble* no telescópio de 2,5 metros do Monte Wilson (Fig. 8.5).

8.4 A resolução de um instrumento

O aumento do tamanho dos telescópios no curso do século passado se traduziu por um enorme ganho da capacidade de colher luz, e, portanto de observar objetos cada vez mais fracos. Entretanto, não foi verdadeiramente acompanhado de um enorme progresso da resolução angular dos telescópios, devido à influência da atmosfera terrestre, que é função dos deslocamentos das massas de ar e que geram a chamada turbulência, que desviam aleatoriamente o feixe luminoso. Para a astronomia, a turbulência se traduz pela perda da visibilidade dos detalhes das imagens e pela diminuição do contraste. Por exemplo, a imagem de uma estrela, ao invés de ser pontual, é visualizada como uma grande mancha que impede que mesmo os grandes telescópios alcancem sua resolução angular teórica. O telescópio de Monte Palomar, apesar de seus 5 metros e uma enorme capacidade de coletar luz, possui uma resolução equivalente a de um telescópio de 10 cm de diâmetro.

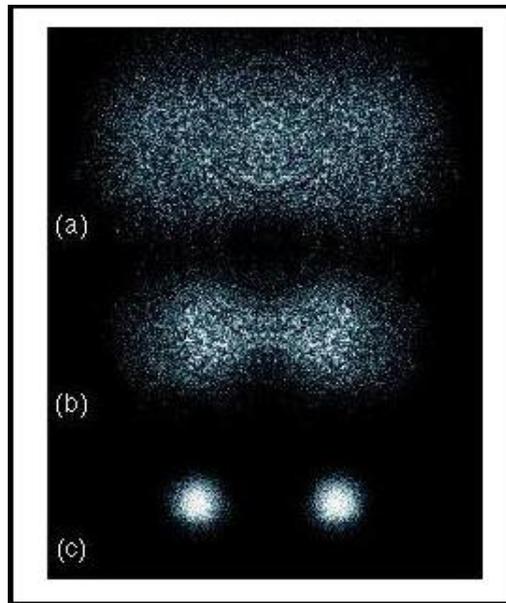


Figura 8.9: Duas fontes de brilhos comparáveis ficam progressivamente mais distintas quando observadas com resolução angular maior. (a) Baixa resolução angular os objetos aparecem como uma única imagem. A medida que a resolução melhora as fontes aparecem discerníveis (b) e (c).

A fim de minimizar esse efeito, os astrônomos procuraram construir os observatórios em lugares de grandes altitudes, em regiões montanhosas ou mesmo nos cumes de vulcões. Citamos como exemplo os telescópios em Muana Kea à cerca de 4200 metros de altitude no Hawai, os do ESO à 2400 metros no Chile. Dentre outros podemos acrescentar os de Cerro Tololo e Las Campanas no Chile além daqueles nas ilhas Canárias em La Palma à 2400 metros.

A óptica de um instrumento é corrigida corretamente das aberrações cromáticas e da esférica se a figura de difração, dada por uma fonte situada no infinito, for vista como uma forma simétrica, sem deformação, coma, halos, e sem se apresentar colorida. Para uma fonte de luminosidade média, sua imagem se reduzirá a um disco central, tanto menor quanto maior for a abertura do instrumento.

O aumento de um instrumento é igual a:

$$A = \frac{F}{f}$$

onde F é a distância focal da objetiva, que chega a 19 metros para as lunetas, e valores maiores ainda para os telescópios, quando nas montagens Cassegrain e Coudé; f é a distância focal da ocular, que sempre são valores pequenos e da ordem de 3 a 100mm. Para modificar o aumento, basta trocar a ocular.

O aumento de um instrumento permite distinguir a figura de difração de uma estrela brilhante. Entretanto, esse valor é limitado, e excepcionalmente podemos chegar a um valor médio que depende do diâmetro da objetiva expresso em milímetros; na prática, o aumento máximo $A_m \approx 2,5D(mm)$, sendo portanto inútil utilizar um aumento exagerado, pois as imagens serão fortemente agitadas pela turbulência da atmosfera (quando for utilizar um binóculos para observar objetos celestes, dê preferência aqueles com pequeno aumento).

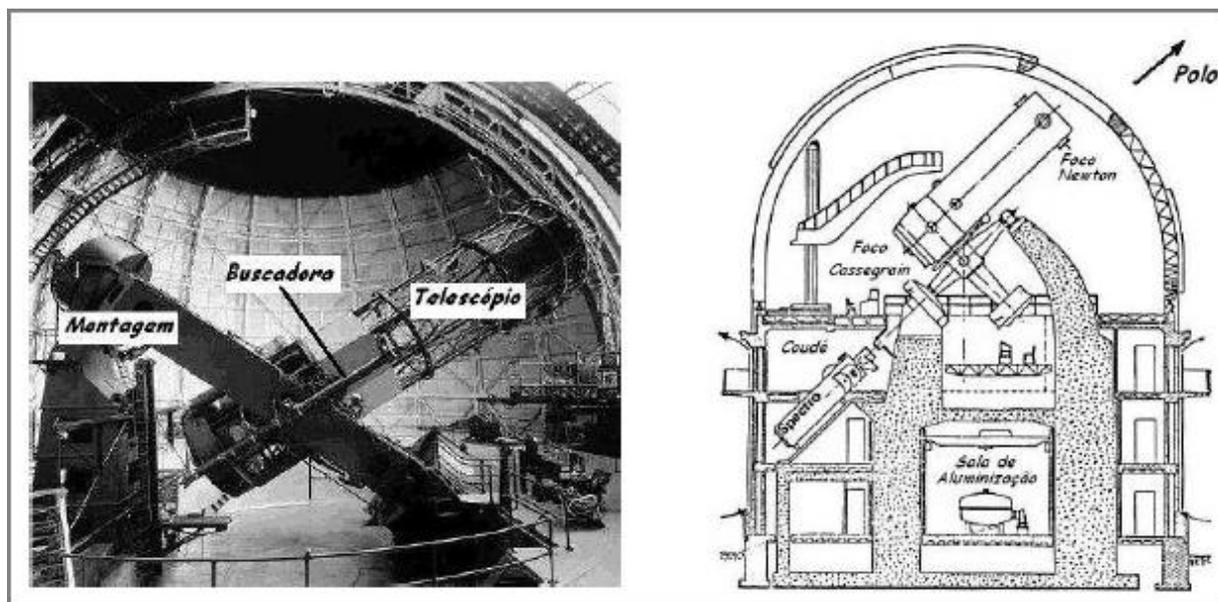


Figura 8.10: (E) Telescópio de 2,5m. Montagem equatorial. (D) Cúpula de um telescópio e as salas dos detectores e aluminização do espelho.

O campo de um instrumento é inversamente proporcional ao seu aumento. Se A é grande, o campo é pequeno. O campo de um instrumento de 5m, é da ordem de $10'$, o que permite que vejamos apenas uma estrela no campo, tornando difícil de se encontrar o objeto procurado. Por essa razão é que os telescópios são munidos de uma pequena luneta, denominada buscadora, com pequeno aumento, que permite que com o campo de alguns graus facilite o reconhecimento das estrelas.

Finalmente falemos da estabilidade das montagens dos instrumentais. O fato de que as vezes seja necessário fazer uma longa exposição, a imagem de uma estrela sai rapidamente do campo de um instrumento fixo. De um modo geral as lunetas são móveis em torno de um eixo paralelo ao da rotação da Terra; o instrumento gira em torno desse eixo, de modo a fazer uma rotação

completa em um dia sideral. Esse movimento é assegurado por um motor que compensa a rotação da Terra.

8.5 A difração da luz

Um fator importante que limita a resolução de um telescópio é a difração ¹. Por causa da difração, quando um feixe de luz entra em um telescópio, espalha-se tornando impossível focalizar a imagem, mesmo para aquela produzida por um espelho perfeitamente construído. A difração produz uma imagem borrada o que implica em uma perda de resolução do sistema. O grau desse efeito, que limita a separação mínima entre dois objetos, determina a resolução angular do telescópio.

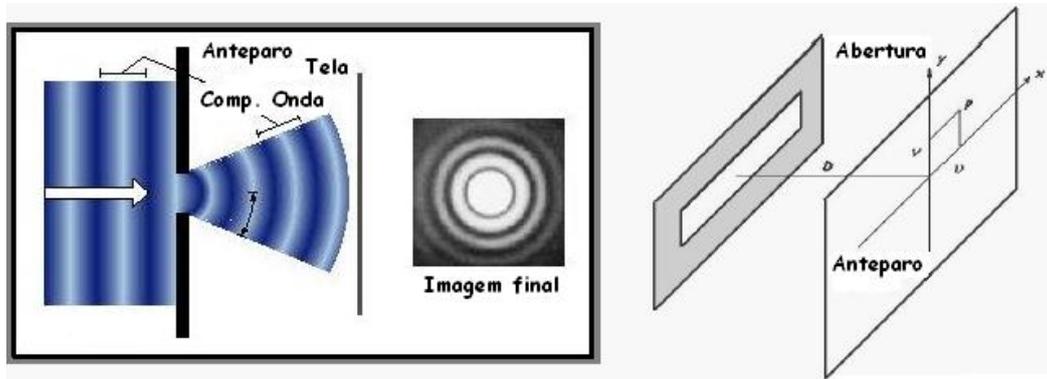


Figura 8.11: (E) Fenômeno da difração e Interferência. (D) Difração de Fresnel - fenda retangular.

A difração é diretamente proporcional ao comprimento de onda da radiação e inversamente ao diâmetro do espelho do telescópio. A difração para um caso particular de uma abertura retangular $(2\xi, 2\eta)$ é caracterizada em um ponto P pela expressão:

$$f(u, v) = \int_{-\xi_o}^{+\xi_o} \int_{-\eta_o}^{+\eta_o} e^{jk(\eta u + \xi v)} d\eta d\xi \tag{8.5.1}$$

que integrando para os limites da fenda, temos:

$$f(u, v) = 4\eta_o\xi_o \frac{\sin Ku\eta_o}{Ku\eta_o} \cdot \frac{\sin Kv\xi_o}{Kv\xi_o}$$

A intensidade, sendo igual a:

$$I = f \cdot \bar{f} \tag{8.5.2}$$

onde \bar{f} é denominado de conjugado de f , então:

$$I = 16\eta_o^2\xi_o^2 \left(\frac{\sin Ku\eta_o}{Ku\eta_o} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin Kv\xi_o}{Kv\xi_o} \right)^2$$

Notamos portanto que I :

¹É um tipo particular de interferência de onda causado pela obstrução parcial ou uma restrição lateral de uma onda.

- é proporcional ao quadrado da abertura da fenda,
- e depende unicamente de u e v .

No anteparo aparecerão duas séries de franjas negras que formam uma espécie de quadrilátero.

- As franjas negras paralelas a $S'z$ são dadas por:

$$Ku\eta_o = p\pi \rightarrow u = p \frac{\pi}{\frac{2\pi}{\lambda}\eta_o} \rightarrow u = \frac{p\lambda}{2\eta_o}$$

- As franjas negras paralelas a $S'y$ são dadas por:

$$Kv\eta_o = p\pi \rightarrow v = \frac{p\lambda}{2\xi_o}$$

Tomando-se a direção $S'z$, a repartição das intensidades é feita segundo o fator:

$$I_{S'z} = \left(\frac{\sin Kv\eta_o}{Kv\eta_o} \right)$$

e podem ser vistos na figura a seguir.

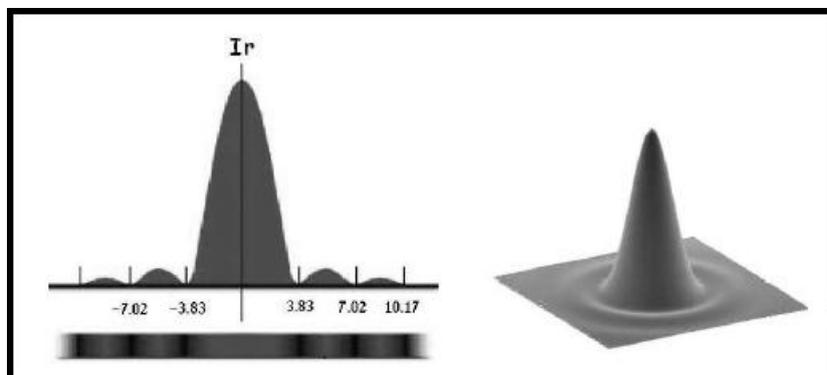


Figura 8.12: Função da distribuição de intensidade.

Em particular para uma abertura circular, podemos escrever a equação (8.5.1) acima, fazendo-se uma mudança de variável do tipo: $\eta = a \cos \theta$ e $\xi = a \sin \theta$, ainda

$$u = \frac{y}{R} = \frac{\rho}{R} \cos \theta'$$

$$v = \frac{z}{R} = \frac{\rho}{R} \sin \theta'$$

$$u\eta + v\xi = a\alpha \cos \theta' \cos \theta + a\alpha \sin \theta' \sin \theta = a\alpha \cos(\theta' - \theta), \text{ então}$$

$$f(\alpha) = \int_0^{a_0} \int_0^{2\pi} e^{jka\alpha \cos(\theta' - \theta)} a da d\theta$$

ou ainda fazendo-se $\cos(\theta' - \theta) = \cos \Theta$ (transformação em azimute)

$$f(\alpha) = \int_0^{a_0} \int_0^{2\pi} e^{jka\alpha \cos \Theta} da d\theta$$

Observação:

$$\int_0^{2\pi} e^{jka\alpha \cos \Theta} d\theta = 2\pi J_0(Ka\alpha)$$

função de Bessel de ordem zero.

Ainda:

$$f(\alpha) = \int_0^{a_0} J_0(Ka\alpha) da = \pi a_o^2 \frac{2J_1(Ka_o\alpha)}{Ka_o\alpha}$$

Utilizando-se da expressão (8.5.2), podemos escrever:

$$I = \pi^2 a_o^4 \left[\frac{2J_1(Ka_o\alpha)}{Ka_o\alpha} \right]^2$$

ou utilizando-se uma transformação de coordenadas:

$$I_p = \left[\frac{2J_1(Z)}{Z} \right]^2$$

para $Z = 0$ temos a intensidade máxima. Os aneis escuros correspondem as raízes de $J_1(Z) = 0$, ou seja:

$$\implies z = 3,83; 7,02; 10,17; 13,32\dots$$

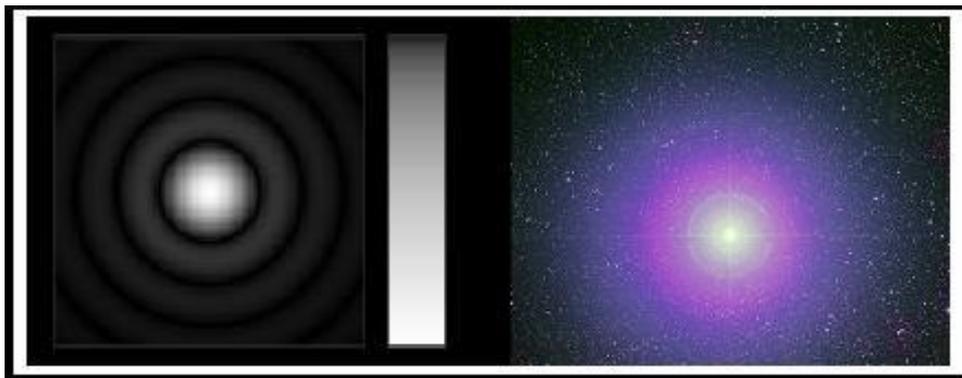


Figura 8.13: Anéis de difração.

Tomando-se como unidade a intensidade máxima, os outros máximos terão intensidades:

$$I = 0,0175; 0,0042; 0,0016\dots$$

O raio linear do 1º anel escuro pode ser calculado, considerando:

$$Z = K a_o \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} a_o \frac{\rho}{R} = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \alpha'_o, \text{ onde } \alpha'_o = \frac{a_o}{R},$$

o que resulta:

$$\rho = \frac{Z\lambda}{2\pi\alpha'_o} = \frac{3,83\lambda}{3,14 \times 2\alpha'_o} = \frac{1,22\lambda}{2\alpha'_o}$$

e o raio angular do 1º anel escuro é obtido por:

$$\alpha = \frac{\rho}{R} = \frac{1,22\lambda}{2\alpha'_o R} = \frac{1,22\lambda}{2a_o} \quad (8.5.3)$$

Um problema interessante é estudar o limite de separação entre duas imagens formadas em uma luneta astronômica. A questão é definir a partir de que distância (chamada de limite de separação), por exemplo o olho humano não consegue distinguir duas imagens.

Para a solução desse problema é preciso conhecer algo mais que o fenômeno da difração. É preciso conhecer a estrutura do receptor, isto é, no caso a retina.

Tomemos para exemplo o caso de se estar observando um sistema estelar constituído por duas estrelas de intensidades luminosas iguais. Se as imagens são muito próximas, suas manchas de difração também serão próximas. A questão então é saber a partir de qual distância (limite de separação) o olho humano não pode mais distinguir essas duas imagens.

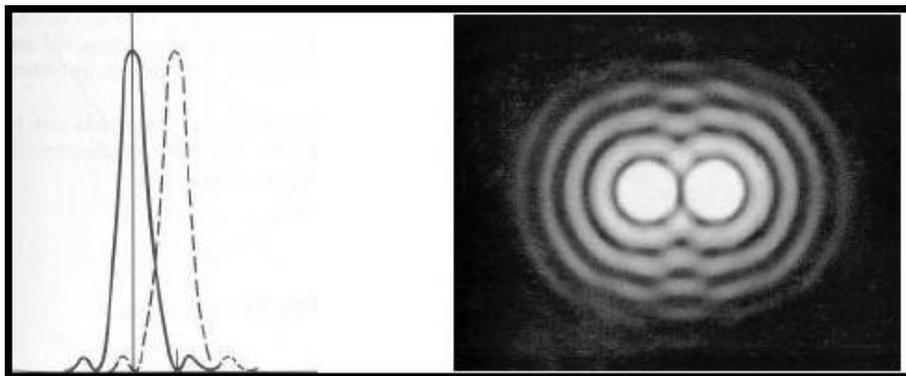


Figura 8.14: Anéis de difração.

Para solucionar esse problema, tomemos como princípio que o olho humano é um “instrumento perfeito”, e que o limite de separação é dado pela difração. O contraste entre as duas imagens, tomadas neste caso, com intensidades I_1 e I_2 , é dada pela equação:

$$r = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

Se considerarmos que o olho distingue duas imagens separadas quando $r > 0,02$, então tomaremos $r = 0,02$ como o limite de separação. Isto ocorre desde que o máximo central de uma das manchas coincida com o primeiro mínimo da outra mancha.

Logo:

$$\alpha = \frac{1,22\lambda}{D}$$

onde D é o diâmetro da objetiva, ou do tamanho do espelho do instrumento.

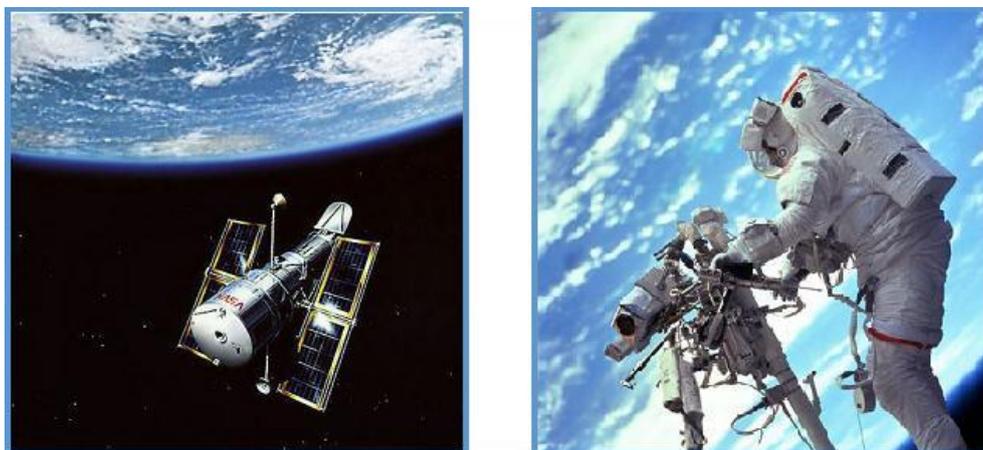


Figura 8.15: (E) O telescópio espacial Hubble. (D) Nova perspectiva de missão de atualização para o telescópio espacial prevista para 2009.

Mesmo nos observatórios a grandes altitudes, os efeitos de turbulência são significativos, sendo fora da atmosfera a melhor opção para otimizar a performance instrumental. Isto foi conseguido em 1990, pelos americanos, que enviaram o telescópio espacial Hubble a 600 quilômetros de altitude e munido com um espelho de 2,4 metros de diâmetro.

Sem a presença da atmosfera se consegue atingir a resolução angular teórica de forma a produzir imagens que faz aparecer detalhes sem concorrentes dentre aqueles de solo, além de alcançar objetos mais fracos. A capacidade do telescópio espacial permite também operar em domínios que vão desde o sistema solar até obter informações que permitem fazer avançar nossos conhecimentos sobre a origem do Universo.

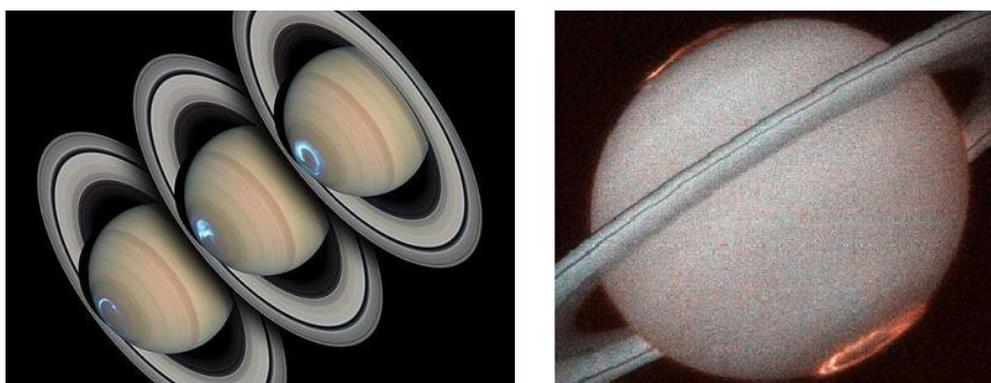


Figura 8.16: A descoberta de auroras em Saturno. A sucessão de imagens(E) de Saturno foram tomadas pelo telescópio Hubble em um intervalo de tempo de dois dias (24 a 28 Janeiro 2004).

Os telescópios de solo conheceram inúmeras melhorias técnicas. Uma das mais importantes a óptica adaptativa, permitiu eliminar parte dos problemas gerados pela turbulência atmosférica. Um tal sistema permite analisar a luz proveniente dos objetos celestes e determinar de que modo ela é afetada quando da passagem pela atmosfera. Esta informação é utilizada para modificar a forma do espelho por intermédio de mecanismos, deformando-o continuamente a

fim de compensar tais efeitos de forma a obter uma imagem de difração que se aproximam das resoluções teóricas instrumental (Fig. 8.6).

8.6 A radioastronomia

A luz visível é um domínio privilegiado para o homem, mas não representa senão uma pequena fração do espectro eletromagnético. Os outros domínios do comprimento de onda podem também fornecer uma inacreditável quantidade de informação sobre o Universo. Para poder analisar estas informações, é necessário que os instrumentos sejam capazes de detectar essas radiações, o que explica porque a astronomia não visível tenha apenas se desenvolvido no meio do século passado.

O primeiro comprimento de onda não visível que foi explorado foi as ondas rádio. As observações pioneiras foram realizadas em 1930, entretanto foi após a segunda guerra mundial que a radioastronomia se desenvolveu verdadeiramente. Em particular permitiu que se descobrisse certos objetos, os mais interessantes do Universo, tais como os pulsares, as radio galáxias ou quasares. Esta técnica é igualmente capaz de estudar diferentes tipos de nuvens de hidrogênio que permeiam o meio interestelar e as regiões de nascimento estelar (berçários de estrelas).

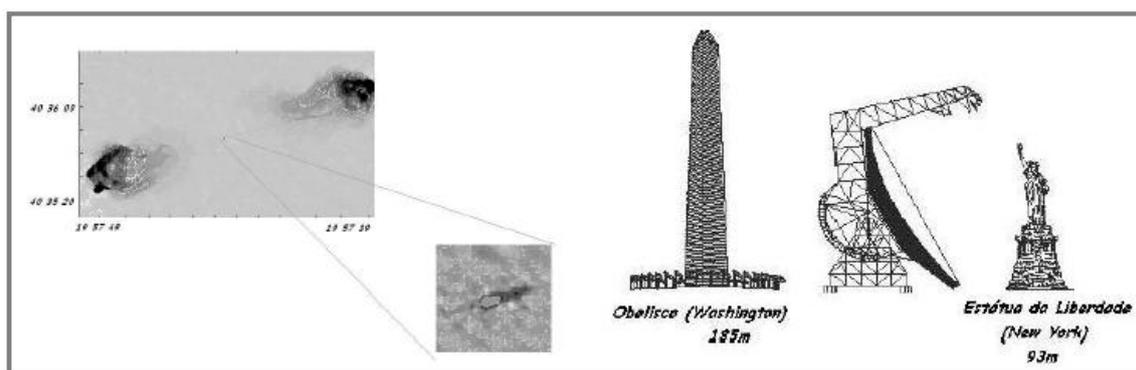


Figura 8.17: (E) VLA+VLBA de uma radio-galáxia. (D) Dimensão comparativa dos radio Telescópios.

As lunetas e telescópios permitem que se observe através da janela óptica (3500\AA a 1mm) entretanto não recebem ondas rádio. A mancha de difração, imagem de uma estrela, tem um raio proporcional ao comprimento de onda λ . Este raio, que representa a resolução instrumental (Eq. 8.5.3), será de $1,22\text{m}$ (!) para uma onda de 20cm (microondas - Tab 2.2.), observado com um telescópio de 1m de diâmetro e 5m de distância focal. Nestes casos é necessário se aumentar as dimensões do espelho para algumas dezenas ou mesmo centenas de metros.

Em relação a outros comprimentos, as ondas rádio se distinguem por seu grande comprimento de onda. Por esta razão, é necessário se recorrer a grandes antenas chamadas de radiotelescópios a fim de se obter uma resolução aceitável. Dentre os vários exemplos desse instrumento podemos citar a antena de 100m de diâmetro na Alemanha, ou mesmo o radiotelescópio, de montagem fixa, de Arecibo, em Porto Rico, que foi construído cobrindo-se uma cavidade natural de 300m de diâmetro com placas de alumínio (Fig. 8.18).

Um dos maiores problemas dos radiotelescópios, conforme citado acima, é a sua resolução angular baixa, mesmo para radio-telescópios de centenas de metros de diâmetro. O aumento



Figura 8.18: (E) Rádio telescópio de Arecibo em Porto Rico. (D) Rádio telescópio de Nançay na França.

desmesurado do diâmetro do instrumento é tarefa quase intransponível de se realizar pela limitação de peso de seus suportes que dificultam até mesmo a orientação. A solução foi construir interferômetros, isto é, conjuntos de vários radiotelescópios separados de forma adequada, mas que combinando os sinais das diferentes antenas que observam simultaneamente o mesmo objeto, produz informações que permitem reconstruir as imagens dessas fontes que possuem intensas emissões. A resolução angular destas imagens é determinada pelo diâmetro equivalente e não somente de um único radio telescópio, o que possibilita obter informações mais detalhadas dos objetos celestes.



Figura 8.19: Conjunto de antenas (VLA).

Um dos conjuntos desses interferômetros é denominado de VLA (Very Large Array), que é constituído por 27 antenas móveis que estão distribuídas em forma de Y e por uma região de cerca de 20km no Novo México. Já o VLBA (Very Large Base Array) é constituído de um conjunto de 10 antenas de 25 metros cada, distribuídos por todo o território americano. Com este instrumento, a distância máxima entre duas antenas é de 8000 quilômetros. Finalmente, os melhores resultados são obtidos quando os radiotelescópios trabalham em conjunto. Este método, denominado interferométrico foi testado pela primeira vez em 1967 e permite chegar a uma resolução 10000 vezes melhor do que aquela dos telescópios de solo (Fig. 8.19).

8.7 Os detectores

Durante muito tempo o olho humano foi o único detector. Adaptado a janela óptica, sua sensibilidade vai desde o violeta (0,4nm) ao vermelho (0,8nm), com máxima eficiência no amarelo (0,56nm). A percepção das cores e dos contrastes é boa. Com uma abertura que varia de 1,5mm

durante o dia, a 8mm durante a noite, sua eficiência (resolução) permite distinguir objetos bastante próximos separados da ordem de $1'$. Entretanto, a maior qualidade dos olhos é poder julgar a proximidade da luminosidade de duas regiões, a condição de que suas imagens sejam formadas sobre a mesma zona da retina. Variações de luminosidade de estrelas foi estudada durante algum tempo utilizando-se observações realizadas a olho nu, sem dizer sobre as descobertas de manchas solares e variações de brilho dos cometas (Fig. 8.20).

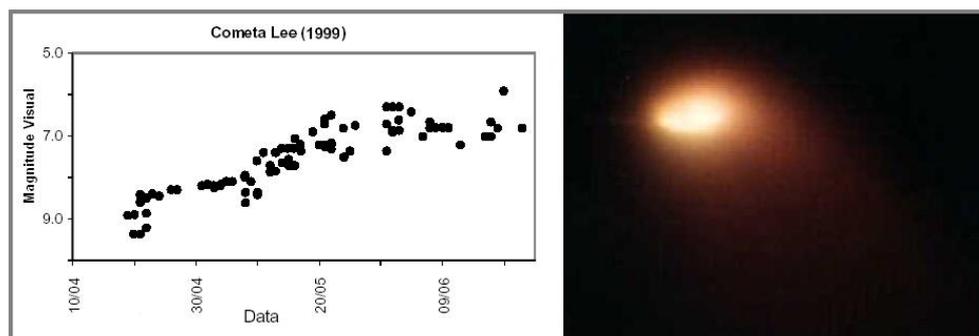


Figura 8.20: Curva de Luz do Cometa Lee - 1999.

A placa fotográfica teve suas primeiras aplicações astronômicas por volta de 1840. Trata-se de uma invenção francesa, descoberta em 1839 por *Niepce e Daguerre*. A sensibilidade máxima é conseguida a $0,43\text{nm}$, para as placas comuns, e é um comprimento de onda diferente daquela relativa ao olho humano. Graças as placas fotográficas podemos dizer que o céu foi congelado para determinadas épocas, de modo a ser possível obter as posições dos objetos celestes separados por grandes intervalos de tempo o que permitiu apreciar o movimento intrínseco das estrelas.

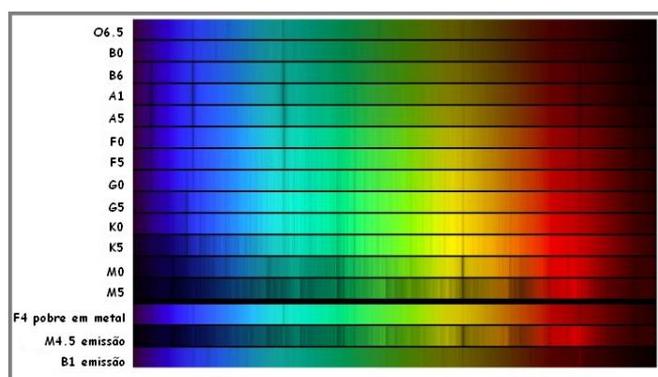


Figura 8.21: Espectros obtidos a partir de placas fotográficas de estrelas de diferentes tipos espectrais.

A partir de 1880, *Hertz* estabeleceu que certos metais emitem cargas elétricas quando iluminados: o efeito foto-elétrico. Se os fótons que escapam de uma superfície metálica, transfere sua energia ($\Delta E = h\nu$) aos elétrons periféricos que são liberados, e dispondo-se de um tal metal no interior de uma ampola de vidro com vácuo no seu interior, a corrente de elétrons pode ser detectada estabelecendo-se uma diferença de potencial entre duas placas (anodo e catodo). O número de elétrons emitidos é proporcional ao de fótons incidentes, o que permite se obter a medida do

brilho da estrela. Como a corrente gerada é bastante fraca, constrói-se uma fotomultiplicadora para melhorar a eficiência do detector.

Os receptores atuais utilizam as propriedades dos semi-condutores que revelam uma performance bastante grande; são as denominadas cameras CCD (Charge-Coupled Device), ou dispositivo de transferência de carga. Foi idealizado em 1969 por *Boyle e Smith*, e permite o controle do movimento dos elétrons pela aplicação de um campo magnético.

8.8 Instrumentos que medem a direção da radiação

A utilização inicial desses instrumento é definir a direção da radiação proveniente de um astro. Munido de um retículo situado no plano focal da objetiva, apontamos a luneta de modo a posicionar a imagem da estrela no cruzamento de dois fios de referência escolhidos no retículo. Esse ponto define, juntamente com o centro óptico da objetiva a linha de visada. Uma referência solidária a luneta, se desloca sobre um círculo graduado no qual se lê o ângulo que define a direção do astro.

J, os astrônomos fixavam seus retículos no final de um braço que se movia na frente de um mural graduado. Ainda que essa montagem não fosse adequada, os resultados desse procedimento produziram valores angulares de alta precisão que se aproximavam de poucos segundos de grau.

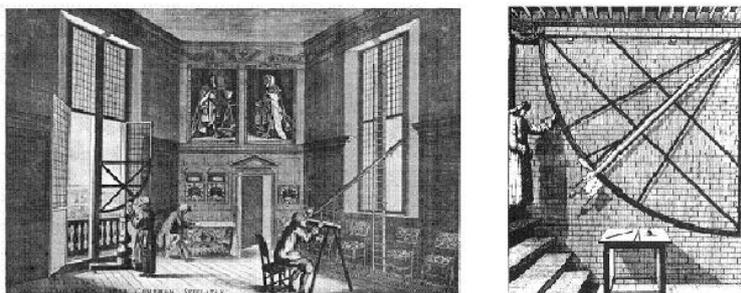


Figura 8.22: (E) Quadrante mural de Flamsteed (Fundador do Observatório de Greenwich. (D) Instrumento de passagem precursor da luneta meridiana - Instalada em Copenhagen por Romer.

Um dos primeiros astrônomos a utilizar uma luneta de passagem, foi Römer em 1689. Trata-se de uma luneta que só podia se movimentar no plano meridiano² para o qual se registrava o instante de passagem dos astros. No instante da passagem se registrava a altura do astro. O instante de passagem e a altura estavam diretamente relacionadas com suas coordenadas equatoriais. Deformações térmicas e flexões instrumentais limitavam as precisões finais das observações, contudo essas medidas permitiram que se construísse os catálogos de posições estelares cujos valores são utilizados até a data de hoje.

Um instrumento alternativo foi aperfeiçoado por André Danjon, astrônomo francês, que propos substituir os círculos graduados das lunetas meridianas, definindo a vertical com o auxílio de um banho de mercúrio, além de fixar a distância zenital por intermédio inicialmente de um prisma equilátero, que depois foi substituído por prisma a reflexão que se mostraram mais adequados para as observações do Sol. As imagens refletida no banho de mercúrio e direta

²Plano que contém a vertical do local e é orientado na direção norte-sul

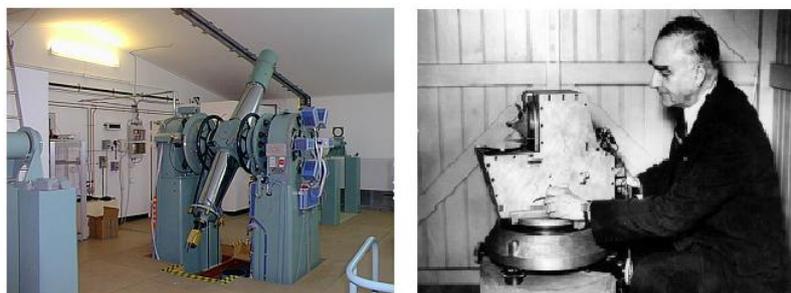


Figura 8.23: (E) Luneta Meridiana (D) Astrolábio de Danjon.

observadas com uma luneta, se sobrepõem no momento que a estrela estivesse a altura fixada pelo prisma utilizado. Entretanto, os maiores instrumentos a reflexão se propunham a observar sistemas múltiplos. A característica desses instrumentos (grandes distâncias focais) permitia resolver (separar) esses sistemas múltiplos cujos resultados ajudaram na obtenção das massas de um bom número de estrelas.

8.9 Os maiores Refratores do mundo

Os refletores foram concebidos para observar sistemas binários. Com grande distância focal esses instrumentos foram importantes para resolver (separar) sistemas múltiplos astrométricos. Os resultados ajudaram para melhorar nosso conhecimento das massas de um conjunto importante de estrelas.

- Observatório de Yerkes

O maior refrator do mundo encontra-se na Universidade de Chicago na baía de Willians em Wisconsin (USA), a cerca de 120 km de Chicago. Integrado ao refrator de 102cm (40 polegadas) o Observatório foi o primeiro a reunir laboratórios de física e química integrados com os instrumentos, tratando-se na sua época do mais moderno e completo. Sua construção começou em 1895 e as primeiras observações datam de 1897.

A lente de 40 polegadas de vidro foi construída na França (Paris) e foi concebida por *Alvan G. Clark*.

O Observatório de Yerkes foi uma idéia dos astrônomos *George Ellery Hale* e *William Harper*, presidente da Universidade de Chicago. George um recente físico formado no M.I T., quis construir um Observatório que reunia todas as facilidades a fim de que pudesse continuar seus estudos sobre o Sol. Não queria um observatório que servisse apenas como um local para observar, mas que reunisse pessoas das mais diferentes formação que pudesse contribuir para um estudo mais integrado, e que representava para a época uma grande inovação. A aplicação da física para o estudo da astronomia significava abrir um nova perspectiva de entendimento dos fenômenos celestes, ou a criação da Astrofísica.

- Observatório de Lick

James Lick um dos cidadãos mais ricos da Califórnia, dispendeu uma grande quantidade de dinheiro pouco antes de morrer, para a construção de um instrumento o mais potente da época.



Figura 8.24: (D) Universidade de Chicago - Observatório de Yerkes. (E) O refrator Yerkes maior do mundo. Sua lente pesa 450Kg e seu enorme tubo de 19m, pesa aproximadamente 5,5 toneladas.



Figura 8.25: (D) O Observatório de Lick está situado no cume do Monte Hamilton a 1230m de altitude no município de Santa Clara na Califórnia. (E) O refrator de 36 polegadas do Observatório de Lick situado a leste de San Jose.

Observatório de Lick foi o primeiro situado no topo de uma montanha em San Jose, Califórnia (USA). Antes que fosse construído, entre os anos de 1876 e 1887, uma estrada teve que ser aberta, a fim de que todo material necessário fosse levado a cavalo e em vagões puxados por mulas. Para tal a inclinação da estrada teve que ser mantida abaixo de 6,5%, o que a tornou bastante sinuosa.

O refrator de 36 polegadas (91,44cm) do Monte Hamilton permaneceu como o maior refrator de sua época desde o momento da coleta das primeiras luzes, em 3 de janeiro de 1888, até a construção de Yerkes (ver acima) em 1897. Em abril de 1888, o Observatório foi transferido para a Universidade da Califórnia. *Edward Singleton Holden* foi seu primeiro diretor.

Com o crescimento da cidade de San Jose, e das indústrias situados no vale do silício, a poluição se tornou problemática para o observatório. Nos anos setenta, um local alternativo foi cogitado a fim de que alguns telescópios fossem remanejados. Porém em 1980 um programa para reduzir o efeito da iluminação foi estimulado, cujos resultados mantiveram a localiza ção viável para o funcionamento do observatório.

- Observatório de Paris-Meudon

O Observatório de Meudon foi fundado em 1876 por Jules Janssen. Astrônomo que realizou as primeiras experiências que demonstraram a possibilidade de se observar as protuberâncias solares, fora das ocasiões dos eclipses, por intermédio de medidas espectroscópicas. Em 1874 foi

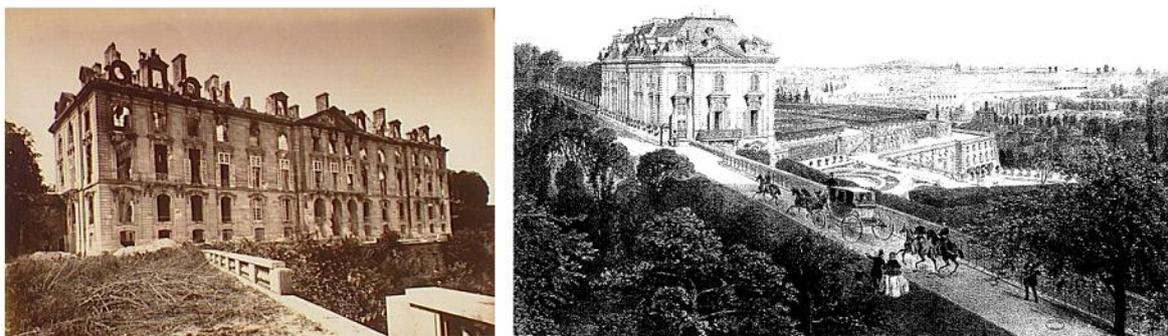


Figura 8.26: Ruínas do Palácio de Meudon onde viria a ser instalado o grande refrator. Reconstrução do Palais de Meudon.

proposta a criação do Observatório pelo governo francês à Academia de Ciências que tendo dado seu aval, resultou na liberação pelo Ministério Público de um crédito de 50.000 francos franceses para as primeiras providências. Provisoriamente o Observatório foi instalado em Paris por Janssen, onde ele preparava suas missões observacionais dos eclipses. Posteriormente a cidade de Meudon foi escolhida, e de pronto Janssen preparou um projeto ao governo que propunha a restauração do Palácio que viria a servir para alojar a luneta de 83 cm de diâmetro.



Figura 8.27: (E) Observatório de Meudon (C) A grande Cúpula (D) Refrator de dupla objetiva.

A história do do Palácio de Meudon, local onde foi instalado o Observatório de Meudon, retrocede até o século XIV. Utilizado com residência secundária, não se sabe ao certo a data do início de sua construção. Em 1552 *Charles de Lorraine* promove uma reforma interna construindo um local em estilo italiano. Com sua morte Meudon foi castigado pela guerra. Mais de um século passado, quando em 1695, *Louis XIV* compra o Palácio da Marquesa de Louvois para seu filho o Grande Dauphin. Período de grande esplendor o Grande Dauphin realiza uma série de reformas sob a condução de *Jules Hardouin-Mansart*, arquiteto de *Louis XIV*.

Dentre os trabalho realizou a construção do Chateau Neuf, em 1706, atual predio da grande cúpula. Com a morte do Grand Dauphin, Meudon declina, e a partir da Revolução, em 1792, é utilizado para a fabricação de armamento e utilizado como laboratório de teste de bombas, que o que provocou um grande incêndio em suas instalações em 1795.

Napoleão Bonaparte, em 1807, transforma o Chateau Neuf em um Palácio imperial. Mais tarde, 1870, Meudon é reconhecido como um ponto estratégico da defesa de Paris. Após a

assinatura do Armistício, em 1871, o governo resolve criar o Observatório de Meudon, propondo para diretor Jules Janssen que já era conhecido por seus estudos sobre o Sol.

8.10 Os maiores Telescópios do mundo

Na tabela abaixo estão as indicações dos endereços³ das localizações dos maiores telescópios em funcionamento atualmente. A descrição detalhada destes instrumentos pode ser vista nas respectivas páginas dos Observatórios, onde encontramos uma relação dos instrumentos que estão disponíveis.

Tabela 8.10 Os grandes telescópios

Diâmetro do espelho(m)	Nome	Localização	Lat(ϕ) e Long(λ) Altitude(m)	Comentários
10,4	Gran Telescópio Canárias	Las Palmas Espanha	28 46N; 17 53W 2400	Observatório del Roque de los Muchachos
10,0	Keck Keck II	Mauna Kea Hawaii	19 50N; 155 28W 4123	espelhos compostos por 36 segmentos
~ 10.0	SALT	África do Sul Astronomical Observatory	32 23S; 20 49E 1759	baseado no Hobby-Eberly
9,2	Hobby-Eberly	Mt. Fowlkes Texas	30 40N; 104 01W 2072	espelho esférico posição fixa



Figura 8.28: No sentido horário: El Gran Telescopio CANARIAS - Miguel Briganti (SMM-IAC), Keck - Mauna Kea, Large Binocular Telescope - Arizona e Salt - Africa do Sul.

³<http://astro.nineplanets.org/bigeyes.html#het>

Capítulo 9

Evolução Estelar

Estrelas são, como o Sol, esferas gasosas incandescentes que brilham devido a energia gerada no seu interior, e que irradia pelo meio interestelar. O combustível capaz de gerar essa energia é o material de que são constituídas - hidrogênio, hélio, carbono, etc... que queimam convertendo-se respectivamente em elementos mais pesados. "Queimar" neste contexto não significa o tipo de queima que nos é familiar, tal como a queima da madeira ou do carvão, que são queimas químicas. Refere-se à queima nuclear, em que os núcleos dos átomos fundem em núcleos mais pesados. Como as estrelas têm tamanhos finitos (M_*), eventualmente usarão todo seu combustível nuclear lançando-o para fora em forma de energia (L_*). O uso desse combustível nuclear promove mudanças no núcleo criando condições para que as estrelas possam evoluir.

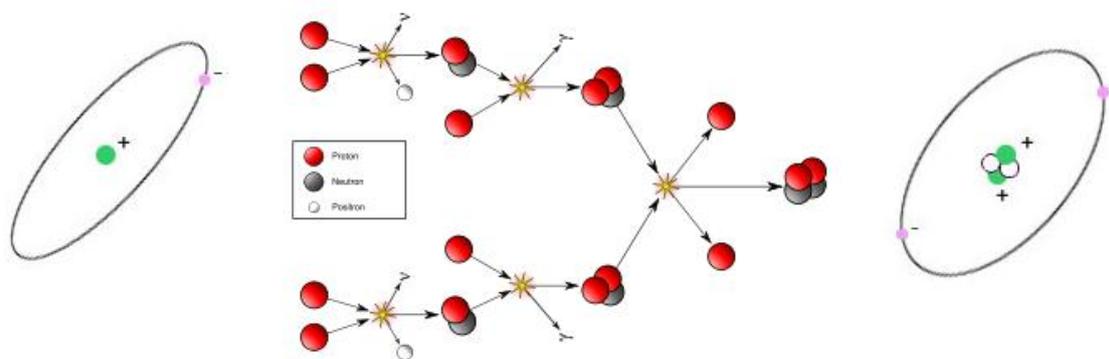


Figura 9.1: Esquerda: Hidrogênio; Centro: Hélio; Direita: Fusão nuclear.

No começo de suas vidas as estrelas são essencialmente constituídas de hidrogênio, algum hélio, e pequena quantidade de elementos pesados, tais como carbono, nitrogênio, e oxigênio. Elas geram energia convertendo os núcleos de hidrogênio em núcleos de hélio em sua região central extremamente quente. Esta conversão é chamada de fusão do hidrogênio. A energia liberada por uma estrela com essa queima no seu núcleo é causada pelo aquecimento de seu interior que dependendo de sua massa chega a alguns milhões de graus Kelvin (Fig. 9.2).

A alta temperatura no seu interior tem três importantes efeitos:

- a) Manter a pressão no seu interior em um valor suficientemente elevado para se contrapor à força de gravidade, que tenta contraí-la,

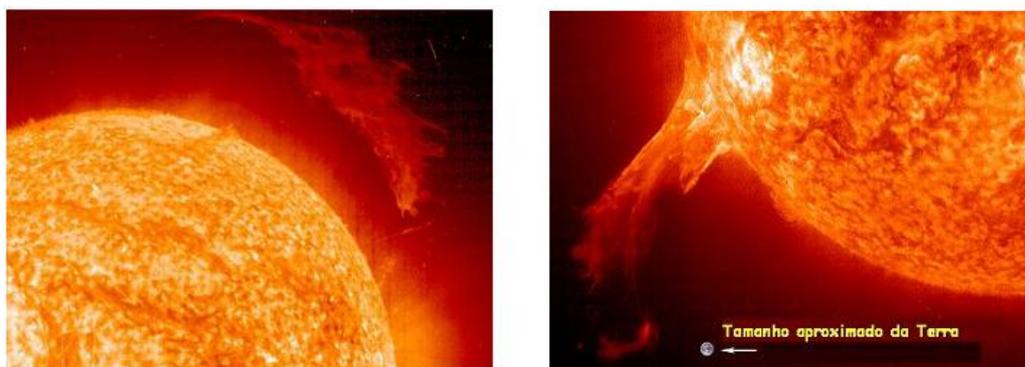


Figura 9.2: A energia que o Sol irradia para o espaço é gerada no seu interior pelas reações nucleares. Em contraposição corpos como os planetas e a Lua irradiam a luz solar refletida.

- b) Assegurar a reação nuclear e,
- c) Permitir que o calor (isto é, a energia) flua do seu interior para sua superfície mais fria, de onde irradia para o espaço fazendo a estrela brilhar.

As estrelas começam suas vidas transformando o hidrogênio em hélio nos seus núcleos pela reação da fusão nuclear. O produto desta reação é a produção do elemento hélio. Uma estrela que esteja processando o hidrogênio em seu núcleo é classificada como uma estrela da seqüência principal. O Sol é um exemplo de uma estrela pertencente á seqüência principal.

9.1 A seqüência principal

Depois de chegar a seqüência principal, uma estrela recém-nascida não mudará sua aparência externa por mais de 90% de sua vida. Porém, ao término deste período, com a falta de combustível, a estrela começa a morrer, e ao deixar a seqüência principal suas propriedades começam gradativamente a mudar. Seu destino final depende principalmente de sua massa. Uma estrela de baixa-massa tem uma morte relativamente calma, com suas camadas exteriores escapando para o espaço. Entretanto, existe potencialmente a possibilidade dessa estrela ter uma morte mais violenta, no caso das binárias, se sua companheira puder prover combustível adicional. Já uma estrela de alta-massa morrerá explosivamente, lançando grande quantidade de energia, criando muitos elementos, espalhando restos estelares por todo o espaço interestelar. Comparando-se cálculos teóricos minuciosos com observações detalhadas de diferentes tipos de estrelas, os astrônomos puderam elaborar uma teoria para explicar a evolução estelar usando-a como uma ferramenta precisa e poderosa para entender o universo.

9.2 A vida de uma estrela na seqüência principal.

A maioria das estrelas passa grande parte de suas vidas na seqüência principal. Uma estrela do tipo do Sol, por exemplo, depois de despender algumas dezenas de milhões de anos para a sua formação, permanecerá nas cercanias ou mesmo na seqüência principal cerca de 10 bilhões

de anos antes de evoluir. As principais transformações serão alvo de nosso interesse daqui para frente.

É possível que todas as estrelas de baixa-massa que se formaram ainda existam como estrelas. Uma estrela fria do tipo M - anã vermelha - consome seu combustível vagarosamente de forma que possivelmente nenhuma delas, depois de sua formação, ainda não deixou a seqüência principal. Alguns consumirão seu combustível durante trilhões de anos ou mais. Reciprocamente, uma estrela mais volumosa do tipo O ou B evolui e deixará a seqüência principal após algumas dezenas de milhões de anos. Muitas dessas estrelas de alta-massa já morreram há muito tempo. Entre estes dois extremos, são observadas aquelas em fases avançadas de evolução, com propriedades bastante diferentes de quando se formaram. Combinando estas observações com modelos teóricos, astrônomos construíram um cenário compreensivo de como as estrelas evoluem.

Na seqüência principal, uma estrela transforma (funde) lentamente o hidrogênio em hélio em seu núcleo. Este processo é chamado de fusão nuclear do hidrogênio e ocorre essencialmente no núcleo das estrelas. Este processo de transformação do hidrogênio em hélio proporciona que a força de pressão exercida para fora na estrela equilibre a gravidade gerada pela queda da matéria para o centro da estrela. Eventualmente, porém, como o hidrogênio no núcleo vai sendo consumido, o equilíbrio começa a ser alterado e tanto a estrutura interna da estrela bem como o seu aspecto externo começam a mudar: a estrela deixa então a seqüência principal. Muito desse comportamento complexo da estrela pode ser entendido com esse tipo de consideração, ou seja, considerando-se o equilíbrio entre a pressão, para fora, e a gravidade, conforme é visto na Figura 9.3.

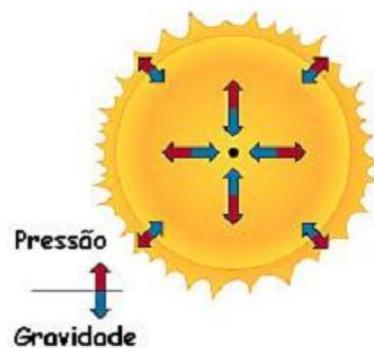


Figura 9.3: Equilíbrio entre a pressão e gravidade.

Uma vez a estrela fora da seqüência principal, sua evolução fará com que seus dias estejam contados. Os estágios que se seguem levarão ao final de sua vida que depende fundamentalmente de sua massa. Como regra geral, podemos dizer que uma estrela de baixa massa morre suavemente, enquanto que estrela de alta-massa morre catastróficamente. A linha divisória entre estas duas condições determina um valor para a massa da ordem de oito vezes a massa do Sol, de forma que mais a frente nos próximos capítulos nós consideraremos estrelas com mais de 8 massas solares como estrelas de alta-massa. Porém, note que pode haver entre estas duas categorias diferenças significativas. Nos concentraremos, porém em explicar duas seqüências evolutivas - uma para uma estrela de uma massa solar e outra para estrela mais volumosa genericamente de muitas massas solar.

9.3 A evolução de uma estrela do tipo Solar.

Com a queima do núcleo, a composição do interior estelar muda. A Figura 4 ilustra o aumento da abundância do hélio e a correspondente diminuição da abundância do hidrogênio que acontece no núcleo estelar em função da idade da estrela. O conteúdo de hélio no centro da estrela aumenta rapidamente, onde as temperaturas são mais altas e o processo de queima mais rápido. O conteúdo de hélio também aumenta, mais lentamente, ao redor do núcleo porque a taxa de fusão é mais lenta ali. A região interna é rica em hélio e fica maior e mais deficiente em hidrogênio com o contínuo brilho da estrela. Eventualmente, o hidrogênio é completamente consumido no núcleo cessando a fusão no centro da estrela, ocorrendo a fusão em camadas mais longe do núcleo estelar. Um núcleo interno não ativo começa a crescer no centro da estrela.

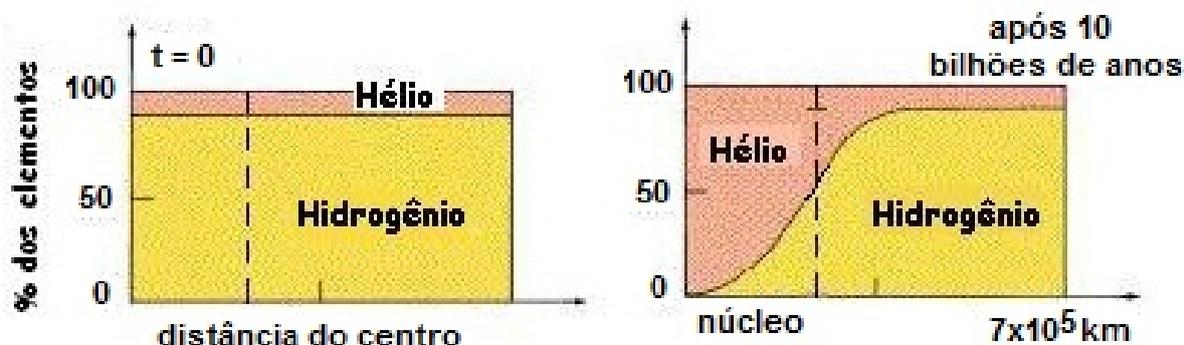


Figura 9.4: Relação entre as abundâncias de hidrogênio e hélio.

Com um núcleo inativo, a pressão interna não é suficiente para manter o equilíbrio resultante da queda de matéria em direção ao centro da estrela provocada pelo gás. Uma vez que a pressão não consegue se contrapor à gravidade, a mudança da estrutura da estrela torna-se inevitável. Assim que o hidrogênio se esgota no núcleo, o que ocorre aproximadamente 10 bilhões de anos depois da estrela chegar à seqüência principal, o núcleo de hélio começa a se contrair.

Se mais calor pudesse ser gerado, então o núcleo possivelmente restabeleceria o equilíbrio. Por exemplo, se o hélio no núcleo pudesse começar a fundir em algum elemento mais pesado, então tudo se restabeleceria novamente. Seria criada uma quantidade de energia, como subproduto da queima do hélio, que a pressão externa seria compensada restabelecendo-se o equilíbrio. Mas o hélio no centro não queima pelo menos por enquanto. Apesar da temperatura ser alta no núcleo ela é muito baixa e, portanto longe de conseguir fundir o hélio em um elemento mais pesado.

Lembrar que $10^7 K$ é a temperatura necessária para fundir o hidrogênio em hélio, só acima desta temperatura os núcleos de hidrogênio (prótons) colidem com velocidade suficiente para vencer a força eletromagnética repulsiva entre eles. Os núcleos de hélio (com dois prótons) carregam cargas positivas maiores, o que resulta em uma maior repulsão e, portanto sendo necessária uma temperatura da ordem que é da ordem de $10^8 K$ para que haja a fusão. O núcleo agora composto por hélio a $10^7 K$ não pode gerar energia suficiente para a fusão.

O encolhimento do núcleo de hélio se dá graças a energia gravitacional que provoca o aumento da temperatura central da estrela, aquecendo suas camadas externas. A temperatura agora mais alta que $10^7 K$ (mas ainda menor que $10^8 K$) causa a fusão dos núcleos de hidrogênio mais rapidamente que antes. A Figure 9.5 mostra esquematicamente esta situação na qual o

hidrogênio está queimando a uma taxa altíssima em uma envoltória do núcleo ainda inerte de “cinzas” de hélio. Esta fase é conhecida como a fase da fusão da envoltória de hidrogênio. Essa energia é gerada mais rapidamente do que a estrela produziria quando na seqüência principal queimava o hidrogênio em seu núcleo, e essa produção nessas camadas exteriores continua aumentando enquanto que o núcleo de hélio segue encolhendo. Por estranho que possa parecer a resposta da estrela para o desaparecimento do “fogo” no seu centro é se fazer mais luminosa!

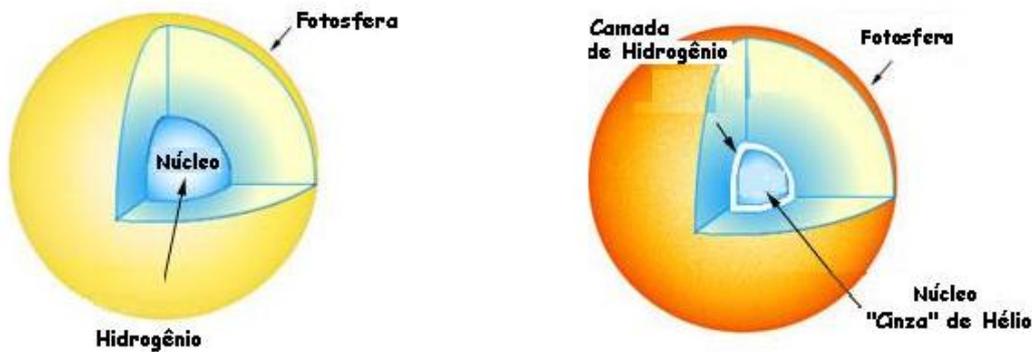


Figura 9.5: Esquerda (a): Estrela na seqüência principal; Direita (b): Início da fase gigante vermelha.

9.4 Gigantes vermelhas.

O envelhecimento, devido às mudanças nas condições físicas da estrutura da estrela, alterou seu equilíbrio interno que caracterizou sua vida como um objeto da seqüência principal. O núcleo de hélio está em desequilíbrio e encolhendo. As demais camadas próximas do núcleo também estão em desequilíbrio fundindo hidrogênio em hélio a uma taxa crescente. A pressão exercida pelo gás, por isto, aumentou a fusão do hidrogênio nas camadas mais externas forçando o aumento do raio exterior da estrela. Nem mesmo a gravidade pode deter esse processo. Enquanto o caroço central está encolhendo e aquecendo, as camadas externas da estrela estão se expandindo e esfriando. A estrela, envelhecendo e em desequilíbrio está próxima de se tornar uma gigante vermelha. O processo de transformação de uma estrela normal da seqüência principal em uma gigante vermelha leva aproximadamente 100 milhões de anos.

Nós podemos caracterizar estas mudanças no diagrama H-R. A Figure 6 mostra o caminho percorrido pela estrela fora da seqüência principal. Primeiro a estrela evolui para a direita no diagrama H-R. Enquanto sua temperatura superficial diminui sua luminosidade aumenta ligeiramente. A estrela descreve uma trajetória horizontal desde de sua posição na seqüência principal até aquela região denominada de ramo das subgigantes. Nesta fase o raio da estrela está aumentado de aproximadamente três vezes o raio do Sol.

A temperatura superficial nesta fase cai a tal ponto que o interior torna-se opaco à radiação. Além disso, a convecção trás do interior uma grande quantidade de energia que escapa pela superfície. Uma consequência é que a temperatura superficial da estrela permanece quase constante, seguindo uma trajetória vertical no diagrama H-R atingindo o ramo das gigantes vermelhas. Nesta fase sua luminosidade é centenas de vezes à do Sol e seu raio está ao redor de 100 raios solares.

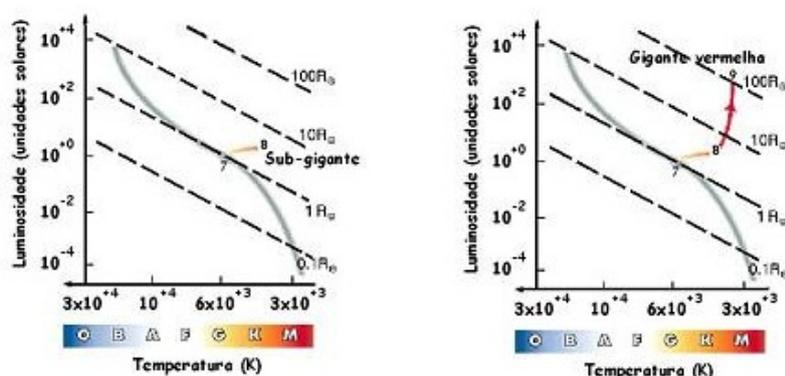


Figura 9.6: Com seu núcleo de hélio inerte encolhendo e seu envelope externo se expandindo, a estrela deixa a seqüência principal (fase 7). Na fase 8, a estrela está no ramo das sub-gigantes. Sua luminosidade continua aumentando a medida que se aproxima do ramo das gigantes vermelhas (fase 9). As linhas em diagonal permitem acompanhar as mudanças do tamanho da estrela.

A Figure 9.7 compara os tamanhos relativos de uma estrela do tipo solar G com aquele de sua fase de gigante vermelha. Também indica as fases pelas quais a estrela evoluirá. A gigante vermelha é enorme: seu raio é da ordem do tamanho da órbita do planeta Mercúrio. Em contraste, seu núcleo de hélio é surpreendentemente pequeno e aproximadamente igual a milésima parte do tamanho da estrela comparável a poucas vezes o da Terra.



Figura 9.7: Fases da evolução de uma estrela de $1M_{\odot}$ desde sua formação até seus estágios mais avançados.

A densidade no centro de um gigante vermelha é enorme. A diminuição continuada de seu núcleo compactou o gás hélio de modo que sua densidade tornou-se aproximadamente $10^8 kg/m^3$, diferente dos $10^3 kg/m^3$ de suas camadas externas, dos $5000 kg/m^3$ representativa da densidade média da Terra, e dos $150.000 kg/m^3$ do núcleo do Sol. Cerca de 25% da massa total da estrela está em seu núcleo que agora é do tamanho de um planeta.

A gigante vermelha mais famoso que pode ser vista o olho nu é a estrela Betelgeuse da constelação de Orion (Figura 5.5). Apesar de se localizar a aproximadamente $150 pc$, sua luminosidade da ordem de 10^4 vezes a do Sol é grande o suficiente o que a faz uma das mais brilhantes estrelas do céu.

9.5 Fusão de hélio

Se o estado de desequilíbrio de uma gigante vermelha continuasse, seu núcleo colapsaria e o resto da estrela vaguearia lentamente pelo espaço. Porém, este encolhe (o núcleo) e expande (as camadas externas) simultâneos não pode continuar indefinidamente. Cerca de cem milhões de anos depois de uma estrela de uma massa solar deixar a seqüência principal o hélio começa a queimar no núcleo. Neste tempo a densidade central subiu aproximadamente para 10^8kg/m^3 , a temperatura alcançou o valor de 10^8K , condições necessárias para fundir o hélio em carbono.

Para estrelas comparáveis em massa com o Sol, há uma complicação adicional maior quando a fusão do hélio se inicia. Devido as altas densidades encontradas no núcleo, o gás encontra-se em um estado cujas propriedades são governadas pelas leis da mecânica quântica ao invés daquelas que governam a física clássica. Até agora, nós nos preocupamos principalmente com os núcleos que compõem potencialmente toda a massa da estrela e que participam das reações que geram sua energia (os prótons). Porém, a estrela é formada por outras partículas, como os elétrons, que foram arrancados de seus correspondentes núcleos pelas altas temperaturas reinantes, e que em grandes quantidades reinam no interior estelar. Nesta fase, estes elétrons têm um papel crítico determinando a evolução da estrela.

Devido as condições reinantes no núcleo da estrela, as regras da mecânica quântica proíbem que os elétrons estejam agrupados (bastante juntos). Nós podemos imaginar elétrons como esferas minúsculas e rígidas que podem ser aglomerados facilmente até o ponto de contato, mas que se torna virtualmente incompressível depois disso. Nesse estágio, a pressão gerada no núcleo que resiste a força de gravidade é formada quase que completamente por elétrons firmemente ligados. Assim que esta pressão for revertida em uma pressão térmica “normal”, este fato tem como consequência o início da queima do hélio.

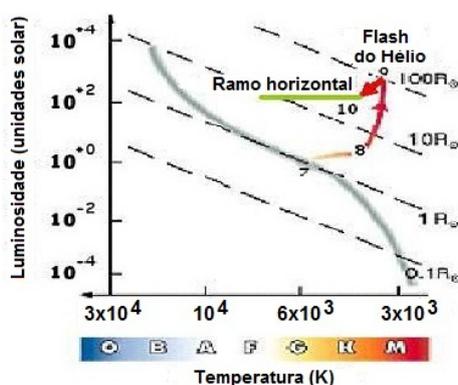


Figura 9.8: O aumento de luminosidade da estrela termina com o “flash” do hélio. A estrela estabiliza em outro estágio, no ramo horizontal.

Em uma estrela suportada pela pressão térmica, o aumento da temperatura produzida pelo início da fusão do hélio conduz a um aumento da pressão. O gás então se expande e esfria, reduzindo a taxa de fusão restabelecendo o equilíbrio. No núcleo de uma gigante vermelha de uma massa solar a alta pressão suportada pelos elétrons é independente da temperatura. Quando a fusão começa e a temperatura aumenta, não há nenhuma expansão correspondente da pressão do gás, nenhuma diminuição da temperatura, nem o núcleo se estabiliza. Ao invés disso, o núcleo está impossibilitado de responder rapidamente as modificação das condições internas.

A pressão permanece mais ou menos inalterada com o aumento da taxas de reação nuclear e a temperatura sobe rapidamente a caminho de uma explosão chamada de “flash” do hélio.

Por algumas horas, o hélio queima rapidamente, como uma bomba descontrolada. Eventualmente, a grande quantidade de energia gerada neste período pela rápida fusão, eventualmente aquece o núcleo de modo a restabelecer o domínio da pressão térmica normal. Finalmente capaz reagir à energia gerada no núcleo pela queima do hélio, este se expande, sua densidade cai, e o equilíbrio é restabelecido entre a gravidade e a pressão e o gás retorna ao equilíbrio inicial. O núcleo, agora estável, começa transformar o hélio em carbono a uma temperatura superior a $10^8 K$.

Com o “flash” do hélio termina a ascensão da estrela no ramo das gigantes vermelhas no diagrama H-R conforme visto na Figura 9.6. Contudo apesar da explosão do hélio no núcleo, este evento não provoca o aumento da luminosidade da estrela. Pelo contrário, o “flash” do hélio produz um rearranjo no núcleo que em última instância resulta em uma redução na produção de energia. No diagrama H-R, a estrela salta para uma fase mais estável, na qual o hélio queima continuamente no núcleo.

Nessa fase, nossa estrela estabiliza a queima do hélio no seu núcleo e a do hidrogênio nas camadas mais próximas dessa região central. Nossa estrela agora se localiza em uma região do diagrama de H-R conhecida como o ramo horizontal, a queima do hélio persiste por algum tempo antes de retomar sua jornada evolutiva. Como indica a Figura 9.8, nesta fase a temperatura superficial da estrela é mais alta daquela que ela tinha no ramo das gigantes vermelhas, considerando que sua luminosidade é consideravelmente menor quando da fase do “flash” de hélio. Todos estes ajustes, referentes às propriedades da estrela, acontecem em aproximadamente 100.000 anos.

9.6 Núcleo de Carbono

As reações nucleares se processam a taxas que aumentam muito rapidamente com a temperatura. Para temperaturas extremamente altas que reinam no núcleo de uma estrela do ramo horizontal, o hélio não dura muito tempo - não mais do que algumas dezenas de milhões de anos após o “flash” inicial.

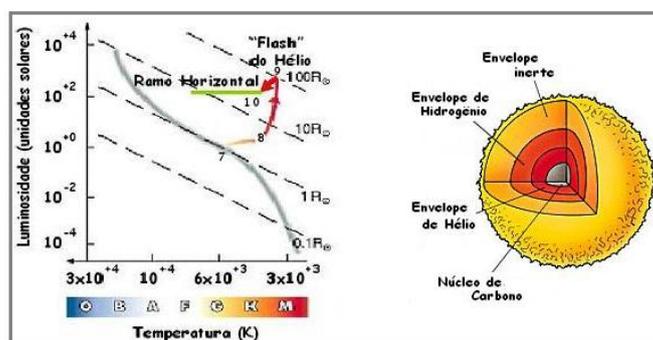


Figura 9.9: Alguns milhões de anos depois do início da queima do hélio (fase 9), carbono inerte acumula-se no núcleo interno da estrela. Em camadas superiores estão ainda queimando hidrogênio e hélio. A estrela com núcleo de carbono reentra na região de gigante vermelha pela segunda vez (fase 11).

Com a fusão do hélio em carbono, um novo núcleo de cinzas de carbono se forma e um fenômeno semelhante ao anterior correspondente a formação da cinza de hélio acontece. Com o consumo do hélio na região central do núcleo, eventualmente sua fusão cessa. Em compensação, o núcleo de carbono inerte diminuiu e as temperaturas começam a aumentar e ser transferida para as camadas superiores causando um aumento nas taxas de fusão do hélio e do hidrogênio. A estrela que contém em seu núcleo cinzas de carbono está cercada por uma camada de hélio, que por sua vez está revestido por uma de hidrogênio em fusão (Figura 9.9). O envelope externo dessas camadas inerte que cercam o núcleo se expande como na primeira fase de gigante vermelha, até que alcance a fase de super gigante.

As taxas de fusão no centro da estrela são muito mais importantes do que aquelas havidas durante sua segunda passagem pela região das gigantes vermelhas, e seu raio e sua luminosidade aumentam para valores até maiores do que aqueles alcançados na primeira vez. Nossa estrela é agora uma supergigante vermelha. Seu núcleo de carbono continua encolhendo condicionando a queima do hidrogênio e do hélio nas camadas externas com temperaturas e luminosidades cada vez mais altas.

A tabela 9.6 resume as fases mais importantes pelas quais nossa estrela de uma massa solar evolui. Nessa tabela foram juntadas as fases iniciais correspondentes a formação da estrela para que se tenha uma visão geral da evolução desde a sua formação. Os números especificados na coluna denominada Fase correspondem as fases evolutivas representadas por todo o texto.

Tabela 9.6. Fases evolutivas de uma estrela ($1 M_{\odot}$)

Etapa	Duração na Etapa (anos)	Temperatura Central (K)	Temperatura Superficial (K)	Densidade Central part/ m^3	Diâmetro (km)	Objeto
1	2×10^6	10^1	10^1	10^9	10^{14}	núvens interestelar
2	3×10^4	10^2	10^1	10^{12}	10^{12}	fragmentação
3	10^5	10^4	10^2	10^{18}	10^{10}	núvens
4	10^6	10^6	3×10^3	10^{24}	10^8	protoestrela
5	10^7	5×10^6	4×10^3	10^{28}	10^7	protoestrela
6	3×10^7	10^7	45×10^2	10^{31}	2×10^6	estrela
7	10^{10}	15×10^6	6×10^3	10^{32}	1.5×10^6	sequência
				kg/ m^3	R_{\odot}	
8	10^8	5×10^7	4×10^3	10^7	3	sub-gigante
9	10^5	10^8	4×10^3	10^8	100	“flash” hélio
10	5×10^7	2×10^8	5×10^3	10^7	10	Ramo horizontal
11	10^4	$2,5 \times 10^8$	4×10^3	10^8	500	Supergigante vermelha
12			3×10^3	10^{-17}	10^3	nebulosa planetária
13		10^8	5×10^4	10^{10}	0,01	anã branca
14		~ 0	~ 0	10^{10}	0,01	anã negra

Todos os diagramas H-R e os caminhos evolutivos aqui apresentados são teóricos e construídos baseados em modelos computacionais. Antes de continuar nossos estudos sobre a evolução estelar, vamos traçar um paralelo entre a teoria e a observação. A Figure 9.10 mostra um diagrama H-R traçado com dados observacionais obtidos do aglomerado globular M3. A semelhança entre

teoria e observação é bastante boa - em cada fase evolutiva vê-se que os modelos teóricos são consistentes com a observação.

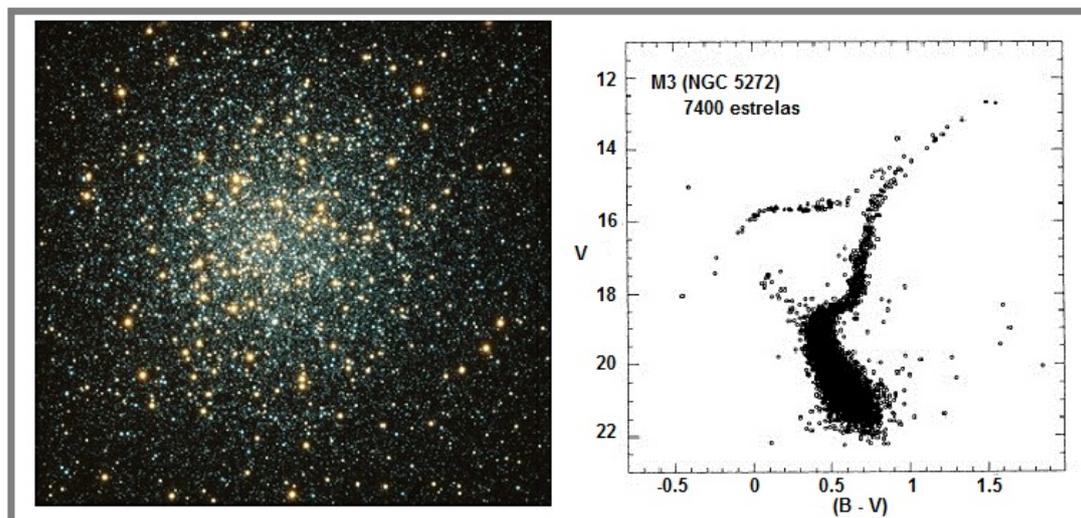


Figura 9.10: Diferentes fases evolutivas de uma estrela são vistos no diagrama H-R acima que caracteriza o aglomerado globular M3.

9.7 Nebulosa planetária

Ao se mover da região do ramo horizontal para o das supergigantes o envelope de nossa estrela aumentou enquanto que seu núcleo, agora relativamente frio para as próximas etapas de fusão, continua se contraindo. Se a temperatura central pudesse permanecer alta o suficiente para a fusão do carbono, elementos mais pesados seriam sintetizados, e a energia assim gerada poderia suportar a estrela restabelecendo, durante um tempo, o equilíbrio entre gravidade e calor (pressão). Para estrelas de uma massa solar, porém, isso não acontece. A temperatura não alcançará os aproximados 600 milhões de Kelvin necessária para que novas reações ocorram. Nossa supergigante vermelha está agora muito perto do fim de sua vida de fusão nuclear.

Antes que o núcleo de carbono possa atingir as altas temperaturas necessárias para a ignição do carbono, sua densidade alcançará um valor muito além daquele que o núcleo possa sustentar. A aproximados $10^{10} \text{kg}/\text{m}^3$, os elétrons no núcleo submetidos a altas pressões não mais se contraem estabilizando a temperatura.

A densidade do núcleo nesta fase é extremamente alta. Um centímetro cúbico de matéria pesaria 1000kg na Terra - uma tonelada de matéria caberia em um volume correspondente ao tamanho de um grão de bico. Apesar da extrema compressão que está sujeito o núcleo, a temperatura central é de aproximadamente 300 milhões de Kelvin. Colisões entre as partículas no núcleo não são nem freqüentes nem tão pouco violentas o suficiente para provocar a fusão do carbono. Cessa a produção de energia no centro da estrela uma vez que o carbono tenha se formado.

O núcleo de carbono, para todos os efeitos práticos, está inerte. As camadas externas continuam queimando hélio e hidrogênio, e, como cada vez mais o núcleo aproxima-se do final, a fusão

aumenta de intensidade. Enquanto isso, o envelope continua se expandindo e esfriando. Eventualmente, devido ao aumentando da radiação interna essa energia provoca uma recombinação dos elétrons e prótons gerando uma instabilidade no envelope que é lançado para o espaço a uma velocidade de algumas dezenas de quilômetros por segundo.

O resultado desse processo é um objeto bastante incomum. Essa estrela possui duas partes distintas e que caracteriza a próxima fase de sua evolução. O centro é formado por um núcleo pequeno de cinzas de carbono. Quente e denso, as camadas externas desse caroço ainda fundem hélio. Bem além dessa região central há uma espécie de envoltório de matéria fria e pouco densa - o envelope ejetado - do tamanho aproximado do nosso sistema solar. Um tal objeto é denominado de nebulosa planetária (Figura 9.11).

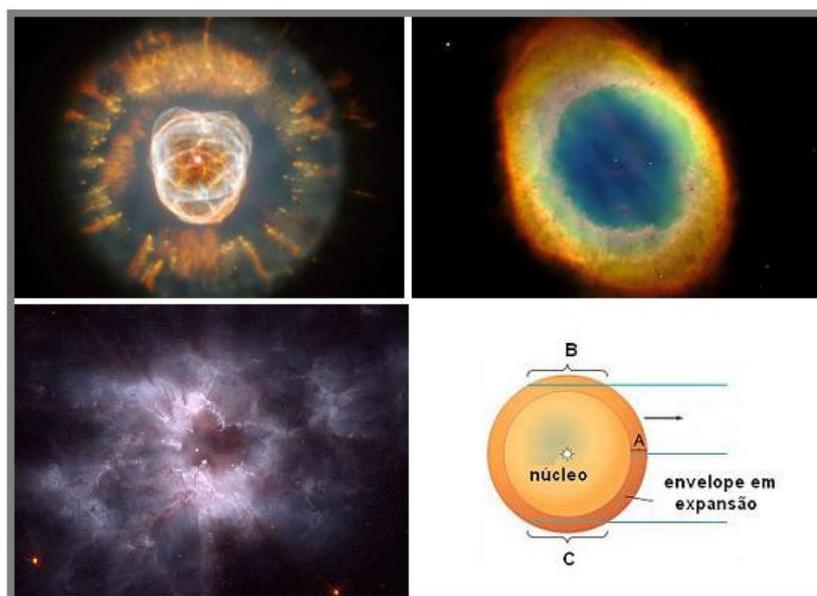


Figura 9.11: A nebulosa planetária é um objeto com um pequeno e denso núcleo envolvido por um envelope extenso de matéria. Na parte direita da figura temos as planetárias Eskimo e a NGC2440, enquanto na parte superior a direita “Ring”. O esquema na parte de baixo explica o porque vemos esses objetos como se fossem um anel.

O termo planetária é empregado sem que tenha alguma associação com planetas. Na verdade o nome originou-se no século dezoito quando as observações realizadas com telescópios de baixa resolução mostravam estes objetos como um disco circular à semelhança de um sistema planetário.

O anel de uma nebulosa planetária é na realidade uma envoltória tridimensional de gás morno, que cerca um objeto compacto central. Sua forma de um halo é ilusória. Essa concha envolve todo o objeto central que o expeliu, entretanto nós só podemos ver os limbos de matéria que ali acumulada emite na nossa direção.

A nebulosa planetária continua se expandindo tornando-se mais difusa e fria. Espalhando-se pelo meio interestelar enriquecendo-o com elementos mais pesados, como o hélio e carbono, dragados das partes mais profundas da estrela resultado de sua evolução.

9.8 Anãs brancas

O núcleo de carbono (estrela central), resto estelar encontrado no centro da nebulosa planetária, continua evoluindo. Escondido pela atmosfera da gigante vermelha, essa estrela fica visível quando o envelope se afasta. Ela tem o tamanho aproximado da Terra, com uma massa da ordem da metade da do Sol. Brilha devido ao calor armazenado já que seu núcleo não apresenta nenhuma atividade. Sua superfície apresenta uma baixa temperatura e devido a seu tamanho é difícil de observá-la. Seu tamanho e sua temperatura caracterizam, por analogia, seu nome - anã branca. O caminho aproximado seguido pela estrela no diagrama de H-R é mostrado na Figura 9.12.

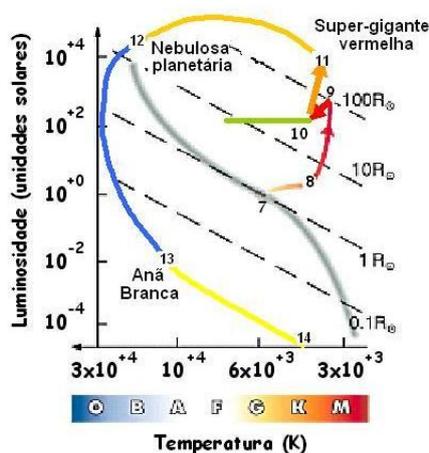


Figura 9.12: A passagem de uma estrela do ramo horizontal (fase 10) para a fase anã branca (fase 13) cria um caminho evolutivo através do diagrama H-R.

Nem todas as anãs brancas são vistas com o núcleo de uma nebulosa planetária. Centenas desses objetos foram descobertos e se mostram sem a envoltória característica que as tornou por muito tempo invisíveis. A Figura 9.13 mostra uma anã branca, Sirius B, que pode ser

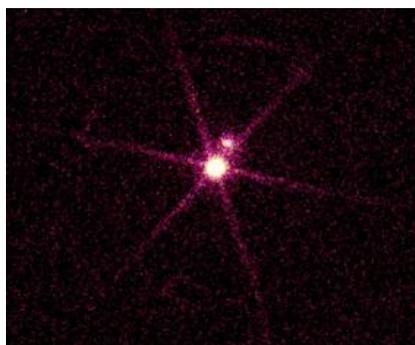


Figura 9.13: Sirius B e A. A primeira aparece muito mais brilhante nesta figura por ser uma tomada em Raio-X. Na verdade a estrela à direita é a estrela mais brilhante do céu.

vista por estar particularmente perto de Terra; é a companheira mais fraca do sistema binário cuja companheira a Sirius A é mais brilhante. Com mais de uma massa solar e um volume

correspondente ao tamanho da Terra, a Sirius B tem a densidade um milhão de vezes maior do que qualquer objeto do sistema solar, e sua massa, maior do que para os padrões usuais de uma anã branca, leva-nos a acreditar tratar-se do produto evolutivo de uma estrela de 4 massas solar.

Uma vez que a estrela se torna uma anã branca, sua trajetória evolutiva está terminada. Continua esfriando e perdendo luminosidade com o tempo seguindo uma trajetória em função da temperatura como uma anã primeiro denominada branca, depois amarela, vermelha para finalmente chegar ao estágio de uma anã preta, fria e densa (A morte de uma estrela).

9.9 Novas

Em alguns casos, a fase de anã branca não representa o fim para uma estrela do tipo solar. Em determinadas circunstâncias, é possível que uma anã branca se torna uma explosiva, ativa e altamente luminosa: uma Nova. A palavra Nova com o mesmo significado em latim, denota o fato dessas estrelas aparecerem de repente no céu como uma recém nascida. Os astrônomos reconhecem agora que uma nova é o que nós vemos quando uma anã branca sofre uma explosão violenta em sua superfície o que resulta um aumento temporário de sua luminosidade. As figuras 9.14(a) e (b) ilustram o aparecimento de uma nova típica que dura três dias. A figura 9.14(c) mostra como varia sua luminosidade ao longo do tempo enfraquecendo lentamente para restabelecer sua normalidade depois de alguns meses. Na média, são observadas dois ou três novas por ano.

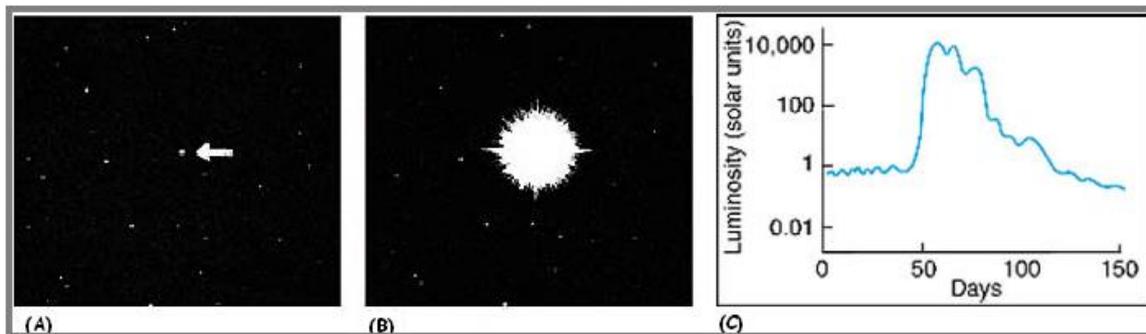


Figura 9.14: Nova Herculis 1934 em (A) março de 1935 e (B) em maio do mesmo ano, após sua luminosidade ter aumentado de um fator 60.000. (C) Curva de luz de uma Nova típica.

O que poderia causar uma tal explosão em uma estrela morta e, portanto pouco luminosa? A energia envolvida neste processo está longe de ser considerado por uma atividade intrínseca de sua superfície, pois como nós há pouco vimos, não existe mais nenhuma atividade nuclear na estrela. A resposta para esta deve ser procurada nos arredores da estrela. Se a anã branca está isolada, então ela se esfriará tornando-se uma anã preta. Porém, se ela fizer parte de um sistema binário no qual a outra estrela é da seqüência principal ou uma gigante, abre-se uma nova possibilidade.

Se a distância entre a anã e a companheira é pequena o suficiente para que o campo gravitacional da anã possa dragar material - hidrogênio e hélio - da superfície da companheira, como mostra a figura 9.15, então a evolução do sistema binário terá um outro fim. Com a transferência esse gás tornar-se-á quente e denso e se eventualmente sua temperatura chegar ao valor de $10^7 K$,

Referências Bibliográficas

- [1] Zeilik, Michael. *The Evolving Universe*, 1991, 6 ed..
- [2] Zeilik & Smith. *Introductory Astronomy & Astrophysics*, 1987, 2 ed..
- [3] Amâncio, F.; Elisabete, G.; Laerte, S.; Vera J. *Astronomia: uma visão geral do Universo*, 2000, 2 ed..
- [4] Chaisson and McMillan. *Astronomy: a beginner's guide to the Universe*, 1999, 2 ed..
- [5] Acker, Agnes. *Astronomie: Introduction*, 1999, 1 ed..
- [6] Kepler, S.O. & Saraiva, M.F.O. *Astronomia e Astrofísica*, 2000, 1 ed..
- [7] Nemiroff, Robert & Bonnell, Jerry. APOD
<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/lib/aptree.html>
- [8] SOHO - Solar and Heliospheric Observatory.
<http://sohowww.nascom.nasa.gov/home.html>
- [9] STEREO - Solar Terrestrial Relation Observatory.
<http://stereo.gsfc.nasa.gov/>