

Felipe Ventura Vargas

**Supernova & uma Casca de Noz:
Um Estudo sobre a Transição da SN 2014c de
tipo I para tipo II**

Brasil

2019

Felipe Ventura Vargas

**Supernova & uma Casca de Noz:
Um Estudo sobre a Transição da SN 2014c de tipo I para
tipo II**

A presente dissertação de mestrado é requisito
para a pós-graduação no mestrado em Física.

Universidade Federal do Rio Grande - FURG

Programa de Pós-Graduação em Física

Instituto de Matemática Estatística e Física

Orientador: Prof. Dr. Cristian Giovanny Bernal

Coorientador: Prof. Dr. Fabio De Colle

Brasil

2019

Felipe Ventura Vargas

Supernova & uma Casca de Noz:

Um Estudo sobre a Transição da SN 2014c de tipo I para tipo II/ Felipe Ventura
Vargas. – Brasil, 2019-

58 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Cristian Giovanni Bernal

Dissertação de Mestrado – Universidade Federal do Rio Grande - FURG

Programa de Pós-Graduação em Física

Instituto de Matemática Estatística e Física, 2019.

1. Supernova. 2. Classificação. 3. Raio X. I. Prof. Dr. Cristian Giovanni Bernal.
II. Prof. Dr. Fabio De Colle III. Universidade Federal do Rio Grande. IV. PPG
Física . V. Supernova

Felipe Ventura Vargas

**Supernova & uma Casca de Noz:
Um Estudo sobre a Transição da SN 2014c de tipo I para
tipo II**

A presente dissertação de mestrado é requisito
para a pós-graduação no mestrado em Física.

Trabalho aprovado. Brasil, julho de 2019:

Prof. Dr. Cristian Giovanny Bernal
Orientador

Prof. Dr. Fabio De Colle
Coorientador

Prof. Dr. Cristiano Brenner Mariotto

Brasil
2019

Agradecimentos

Este foi um trabalho muito importante na minha vida, mas que com certeza não foi feito só por mim. Diversas pessoas, de maneira direta e indireta ajudaram na realização desta tese. Gostaria de agradecer ao professor Dr. Giovanni Bernal, que ao final não se mostrou apenas um excelente orientador e tutor, mas também um amigo. Agradeço muito ao professor Dr. Fabio De Colle, que disponibilizou muito de seu tempo neste projeto, trazendo o tema e disponibilizando uma das principais ferramentas para a realização deste trabalho, o código hidrodinâmico. Também agradeço ao professor Dr. Cristiano Brenner Mariotto, que não só é minha banca para esta tese, mas também foi o professor que mais me deu disciplinas na minha curta carreira acadêmica, sempre se mostrando uma pessoa flexível, um professor atencioso e um excelente ser humano. Agradeço ao meu colega e amigo Leonardo de Albernaz Ferreira pelas conversas construtivas e dicas úteis para a criação do código de transporte radiativo.

Também agradeço àqueles que ajudaram de forma indireta. Meus pais, Gilberto Santos Vargas e Maria Albertina Ventura, que sempre foram uma fonte de energia e uma base forte para as diversidades que encontrei pelo caminho. Agradeço à minha irmã Stefani Ventura Vargas que mesmo distante sempre está disposta a me dar apoio e força nos momentos de necessidade. Agradeço muito há minha namorada, Gabriela Siston, por ter sido uma grande fonte de apoio e energia nos últimos anos. E agradeço a todos os meus amigos que por todo o apoio e por toda a compreensão durante todo esse tempo de trabalho.

*“Não são os sentidos que percebem o infinito;
não é pelos sentidos que chegamos a esta conclusão,
porque o infinito não pode ser objeto dos sentidos. [...] Ora, se conhecemos por experiência que eles nos enganam com respeito à superfície do globo no qual nos encontramos, muito mais devemos suspeitar deles quando querem referir-se ao côncavo céu estrelado.”*

*Giordano Bruno, em
Sobre o Infinito, o Universo e os Mundos*

Resumo

Supernovae são o estágio final de evolução de estrelas massivas e um fenômeno amplamente estudado na astrofísica. A classificação atual de supernovae é baseada em seu espectro existindo dois tipos principais de supernovae: SN tipo I, onde não há presença de linhas de hidrogênio, e SN tipo II, onde linhas de hidrogênio são observadas. Um caso particular interessante, que contradiz a atual classificação de supernovae, é a SN 2014c: uma supernova classificada como tipo Ib que, após alguns dias de observação, passou a apresentar linhas de hidrogênio em seu espectro, se tornando uma supernova tipo II. Observações de [Margutti et al. \(2017\)](#) e [Milisavljevic et al. \(2015\)](#) apresentam fortes evidências de que o histórico de perda de massa de uma estrela antes do colapso pode ser muito mais complexo do que atualmente compreendido. Progenitores podem perder suas camadas mais externas antes da explosão, deixando material ao seu redor. A onda de choque de uma supernova viaja muito mais rápido que a velocidade do vento gerado por sua progenitora, criando uma interação entre a onda de choque e o meio próximo à estrela. Linhas de hidrogênio que não foram observadas inicialmente na supernova, foram detectadas após a interação com o meio. Neste trabalho será apresentada simulações da explosão desta supernova e sua interação com uma casca esférica exterior ao progenitor, emitida antes da explosão, mostrando que as simples estimativas analíticas de [Margutti et al. \(2017\)](#) se aproximaram muito do acontecido. Os autores estimam que a onda de choque interagiu com a casca em torno de cem dias depois da explosão. Nas simulações deste trabalho o choque interagiu em torno de 161 dias após a explosão, usando os parâmetros de energia, densidade e posição da casca estimados pelo artigo. Também, o resultado do pós processamento aplicando as equações de transporte radiativo indicam que a curva observada se encaixa bem com emissão em Bremsstrahlung. O fluxo de rede para a emissão de Bremsstrahlung foi muito próximo do observado, mostrando que a emissão deve ser proveniente da região de frente de choque que está a uma temperatura em torno de 18 keV. Esta simulação também possibilitou o estudo da interação complexa entre o choque da supernova e uma casca de simetria esférica no meio estelar da progenitora.

Palavras-chaves: Supernova. Classificação. Simulação numérica. Emissão em raio x.

Abstract

Supernovae are a phenomenon widely studied in astrophysics, and they represent the final stage of evolution of massive stars. The current classification of supernovae is based on their spectra, since there are two main types of Supernova: SN Type I, where there is no presence of Hydrogen lines, and Type II where Hydrogen lines are observed. A very interesting particular case, which contradicts the current classification of Supernovae, is the SN 2014c: a Supernova classified as Type Ib, that after a few hundred days of observation presented Hydrogen lines in its spectra, becoming a Type II Supernova. Observations from [Margutti et al. \(2017\)](#) and [Milisavljevic et al. \(2015\)](#) show strong evidence that the history of mass loss of a star before collapse might be far more complex than understood. Progenitors can lose their outer layers just before explosion, leaving material around its medium. The shock from a Supernova travels much faster than the wind of its progenitor, creating interaction between shock and the medium near the star. Hydrogen lines in the spectrum that were not observed in the beginning of the Supernova, were detected after interaction. We present simulations of the Supernova explosion and its interaction with a outer shell, showing that [Margutti et al. \(2017\)](#) simple analytical estimates were close to what might have happened. The author estimates that the shock have interacted with the outer shell around a hundred days after explosion. In the simulations of this work, using the parameters of energy, density and position of the shell estimated on the paper, the shock from the Supernova interacted in 161 days after the explosion. Also the post processing calculation of the radiation transfer equations shows that the observations indeed are well fit by Bremsstrahlung emission. The net flux curve for Bremsstrahlung emission was pretty close to the emission detected, showing that the emission should be from the forward shock region with temperature around 18 keV. The simulation also allowed us to study the complex interaction between the Supernova shock and the outer shell in its medium.

Key-words: Supernova. Classification. Numerical Simulation. X ray emission.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Remanescente SN 1006.	6
Figura 2 – Nebulosa do Caranguejo.	6
Figura 3 – Remanescente 3C58.	7
Figura 4 – Remanescente SN 1572.	7
Figura 5 – Remanescente SN 1604.	8
Figura 6 – Classificação de SNe	9
Figura 7 – Esquema ilustrativo: Estrutura Camadas Estelar	10
Figura 8 – Razão entre massa e raio de estrelas Anãs Brancas	12
Figura 9 – Distribuição espectral SNe Ia	13
Figura 10 – Distribuição espectral de SNe Ib	14
Figura 11 – Distribuição espectral de SNe Ic	14
Figura 12 – Curva de luz comparativa.	16
Figura 13 – Curva de luz de SNe II-P.	17
Figura 14 – SN 2014c em sua galáxia hospedeira	20
Figura 15 – Comparação da Distribuição Espectral de SNe Ib	21
Figura 16 – Evolução Espectral SN 2014c	22
Figura 17 – Evolução curva de luz em raio x SN 2014c	23
Figura 18 – Modelo Bremsstrahlung $t = 396$ d.	24
Figura 19 – Composição de gráficos com modelo de Bremsstrahlung, distribuição de densidade do meio e evolução da coluna de densidade.	25
Figura 20 – Comparação intensidade por frequência em escala logaritmica.	39
Figura 21 – Distribuição de densidade por raio com respectivamente 16, 18, 20 e 22 níveis de refinamento.	44
Figura 22 – Distribuição de densidade comparativa com 16 e 18 níveis de refinamento.	45
Figura 23 – Distribuição de densidade comparativa com 22 e 24 níveis de refinamento.	45
Figura 24 – Primeiro quadro da simulação interna da SN 2014c.	46
Figura 25 – Distribuição de densidade dos dias 0 e 602.	47
Figura 26 – Distribuição de densidade dos dias 602 e 1041.	48
Figura 27 – Distribuição de temperatura por raio. Quadro de 0 dias e quadro de 602 dias.	49
Figura 28 – Distribuição de temperatura por raio. Quadro de 602 dias e quadro de 1041 dias.	50
Figura 29 – Fluxo de rede para os quadros com 140 dias e 162 dias	51
Figura 30 – Fluxo de rede para 602 dias de simulação.	52
Figura 31 – Comparação do Fluxo de rede observado e calculado.	52

Lista de tabelas

Tabela 1 – Tabela com cinco SNe históricas.	5
---	---

Sumário

I	INTRODUÇÃO	1
1	CONTEXTUALIZANDO SUPERNOVAE	3
1.1	Supernovae e suas ordens de grandeza	3
1.2	Supernovae Históricas	5
2	CLASSIFICAÇÃO DE SUPERNOVAE	9
2.1	Supernovae Tipo I	10
2.1.1	Supernovae Tipo Ia	11
2.1.2	Supernovae Tipo Ib e Tipo Ic	12
2.2	Supernovae Tipo II	15
2.2.1	Supernovae II-P e II-L	16
3	SUPERNOVA 2014C	19
3.1	Apresentando a SN 2014c	19
3.2	Evolução da SN 2014c	20
II	METODOLOGIA	27
4	HIDRODINÂMICA	29
4.1	Equações Governantes	29
4.2	Simulações Hidrodinâmicas	31
4.2.1	Condições Iniciais da Simulação Interna	31
4.2.2	Condições Iniciais da Simulação Externa	32
5	TRANSPORTE RADIATIVO	35
5.1	Fluxo de Intensidade	36
5.2	Profundidade ótica	37
5.3	Emissão e Absorção	37
5.4	Radiação Bremsstrahlung	38
5.5	Código de Transporte Radiativo: Bremsstrahlung	39
III	RESULTADOS E DISCUSSÃO	41
6	RESULTADOS	43
6.1	Simulações hidrodinâmicas	43
6.1.1	Análise Níveis de Refinamento	43

6.1.1.1	Níveis de Refinamento Internos	43
6.1.1.2	Níveis de Refinamento Externos	44
6.1.2	Simulação da onda de choque interna	46
6.1.3	Simulação da onda de choque externa	47
6.1.3.1	Densidade por raio	47
6.1.3.2	Temperatura por raio	49
6.2	Cálculo de Bremsstrahlung	51
6.2.1	Fluxo de rede	51
7	DISCUSSÃO	53
7.1	Discussão de Resultados	53
7.2	Conclusões	54
	REFERÊNCIAS	57

Parte I

Introdução

1 Contextualizando Supernovae

“Já que o homem é instrumento do seu próprio conhecimento, é necessário estudá-lo como um instrumento antes de possamos avaliar o valor do que os seus sentidos nos dizem com respeito ao mundo”

Bertrand Russel, em *Delineamentos da Filosofia*

Supernovae são eventos astrofísicos que vêm sendo estudados há muitos anos. Representam o estágio final da evolução estelar de estrelas com mais de oito massas solares e são uma importante ferramenta na compreensão de alguns aspectos astrofísicos de interesse fundamental. Este trabalho consiste no estudo de diversos aspectos de uma supernova anômala, através de métodos computacionais, dos dados observados por [Margutti et al. \(2017\)](#), onde a supernova SN 2014C apresenta um comportamento anômalo do comumente conhecido pela literatura: SN 2014C muda sua classificação depois de alguns dias de observação, passando de uma supernova do tipo I para uma supernova do tipo II. Para podermos entender completamente o significado desta mudança de classificação deveremos abordar alguns aspectos sobre a classificação de supernovae e também estudar alguns eventos importantes que moldaram o estudo de supernovae na era antes dos telescópios. Por isso, neste capítulo veremos de forma geral as ordens das grandezas físicas que envolvem supernovae e posteriormente serão mostrados supernovae históricas e será realizada uma descrição de como a classificação de supernovae é feita e os possíveis progenitores de tais explosões. Tais informações são pertinentes para o entendimento do trabalho desenvolvido, pois precisamos compreender a importância das supernovae e o significado das diferentes classificações para podermos avaliar a relevância que existe na alteração da classificação de uma supernova.

1.1 Supernovae e suas ordens de grandeza

Inicialmente mal interpretadas como novas estrelas devido ao surgimento de um ponto brilhante no céu onde antes não havia nada, as supernovae¹ são na verdade o colapso de estrelas massivas ou o recolapso de anãs brancas em sistemas binários. O estudo do colapso estelar é um dos mais importantes dentro da astrofísica, com energias enormes até para padrões astronômicos. Supernovae são os laboratórios perfeitos para astrofísicos analisarem diversos aspectos da natureza das estrelas.

¹ Novae é plural em latim abreviado para “nova stella”. O prefixo “super” se dá pelo fato de terem encontrado brilhos mais intensos posteriormente, diferenciando novae de supernovae.

As supernovae são um dos poucos eventos naturais capazes de produzir elementos químicos mais pesados que o ferro, já que as reações nucleares que produzem tais elementos são endotérmicas e exigem grandes quantidades de energia que a estrela não consegue prover. Os colapsos estelares envolvem escalas tão grandes de energia que são capazes de produzir em torno de 10^{58} neutrinos (Alsabti; Murdin, 2017), ondas gravitacionais, remanescentes compactas como estrelas de neutrons ou buracos negros estelares e são os mecanismos responsáveis por algumas “Velas Padrão” da astronomia, objetos estudados para determinar distâncias cosmológicas.

SNe² são eventos extremamente energéticos que liberam grandes quantidades de energia. As estrelas são compostas por plasma, e se mantém coesas devido a um equilíbrio hidrostático entre a atração gravitacional e a pressão de gás e de radiação geradas pelos processos nucleares em seu centro. O núcleo estelar funde elementos químicos como H, He, C, O e outros, liberando grandes quantidades de energia na forma de fótons e neutrinos. A grande densidade próxima do núcleo estelar torna o meio totalmente opaco para os fótons, tornando seu livre caminho médio muito pequeno, fazendo com que possam levar centenas de milhares de anos para efetivamente deixarem a estrela, elevando muito a temperatura da região. Este processo ocorre até que elementos químicos mais metálicos³ sejam formados e o equilíbrio entre a pressão de gás e de radiação e a gravidade seja desfeito.

Segundo Alsabti e Murdin (2017) energia cinética emitida por uma SN é da ordem de 10^{51} ergs⁴. Para termos uma ideia melhor da ordem de grandeza de energia emitida nestes eventos, uma estrela como o nosso Sol, emitirá algo em torno de 10^{49} ergs de energia em toda a sua vida. O colapso gravitacional do núcleo estelar acontece de maneira muito rápida, em questão de segundos, a luminosidade emitida é em torno de 10^{54} ergs s^{-1} . Os neutrinos são responsáveis por grande parte do resfriamento do núcleo, pois a energia perdida dessa forma é da ordem de 10^{53} ergs, já que neutrinos interagem pouco com a matéria, e conseguem sair da estrela com muito mais facilidade que os fótons. A temperatura do núcleo no momento do colapso é muito grande, da ordem de 10^{10} K. No entanto estes valores são apenas aproximações para podermos ter uma ideia de quais as ordens de grandezas associadas aos eventos.

Supernovae que ocorrem através do mecanismo do colapso do núcleo estelar acontecem quando estrelas massivas, com massas entre oito e dez massas solares, formam um núcleo de baixa entropia (Janka et al., 2012), onde elétrons relativísticos são a principal influência na pressão. Os diversos processos de fusão nuclear na região formam camadas

² Na literatura é comumente utilizado a abreviação do plural, supernovae, como SNe, e do singular, supernova, como SN. Assim, a partir de agora, para facilitar a leitura, serão utilizadas tais abreviações.

³ A noção de metalicidade dentro da astrofísica é um pouco distinta da metalicidade encontrada na literatura usual. Para astrofísicos a metalicidade é uma característica que descreve a abundância de elementos mais massivos que hidrogênio e hélio.

⁴ Nesta discussão, será utilizado o sistema de unidades CGS (centímetro, grama, segundo). Erg é a unidade de energia e $1 \text{ erg} = 10^7 \text{ J}$.

de diferentes densidades e composição química na região central, o processo ocorre até que o núcleo se aproxime de um ponto de instabilidade, onde a pressão não é suficiente para manter o equilíbrio hidrostático, fazendo com que a progenitora colapse. Mais informações serão dadas no Capítulo 2.

Existem diversos tipos de supernovae e cada um destes tipos apresenta diferentes características, fazendo com que as energias envolvidas possam variar drasticamente de acordo com cada progenitor. As SNe dependem muito da quantidade de massa envolvida no momento do colapso. Diferentes tipos de estrelas com massas diferentes, podem evoluir de forma mais rápida ou mais lenta.

1.2 Supernovae Históricas

Embora as explosões de SNe sejam muito energéticas e liberem muito material para o meio interestelar, a extinção causada pela matéria no nosso disco galáctico torna muito difícil a observação de SNe na Via Láctea ([Alsabti; Murdin, 2017](#)). Para uma galáxia como a nossa, a estimativa é de que hajam duas SNe por século, mas devido a coluna de material na linha de visada do plano galáctico as SNe podem não ser detectadas.

Data	Duração da visibilidade	Nome do remanescente	Registros Históricos				
			Leste Asiático			Europeus	Árabes
			Chineses	Coreanos	Japoneses		
DC 1006	3 anos	G327,6 + 14,5	Y		Y	Y	Y
DC 1054	21 meses	Nebulosa do Caranguejo	Y		Y		Y
DC 1181	6 meses	3C58	Y		Y		
DC 1572	18 meses	Remanescente de supernova de Tycho	Y	Y		Y	
DC 1604	12 meses	Remanescente de supernova de Kepler	Y	Y		Y	

Tabela 1 – A Tabela mostra cinco SNe históricas, com seus respectivos tempos de duração, o nome da remanescente e os locais onde foram observadas. Extraído de [Alsabti e Murdin \(2017\)](#).

Existem cinco SNe muito famosas que foram vistas por diversos povos no último milênio e seus nomes são correspondentes aos anos em que foram observadas: SN 1006, SN 1054, SN 1181, SN 1572 e SN 1604. Na Tabela 1 é temos um conjunto de dados extraídos de [Alsabti e Murdin \(2017\)](#), onde há cinco SNe históricas, com seus respectivos tempos de duração, o nome da remanescente e os povos que as observaram.

A SN 1006 é a SN mais brilhante dentre as cinco, com uma magnitude aparente estimada em torno de -7, era visível a olho nú durante o dia. Para se ter uma ideia

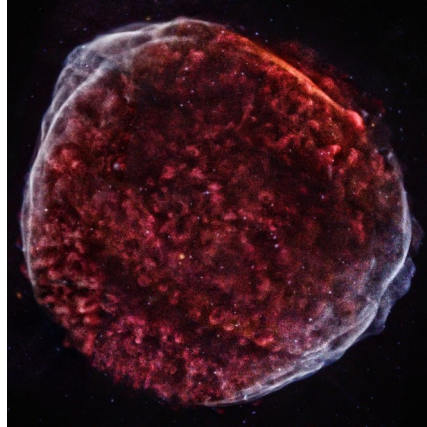


Figura 1 – Remanescente da SN 1006. Extraído do site da Agência Espacial Americana: nasa.gov/mission_pages/chandra/multimedia/tapestry.html.

comparativa, a magnitude aparente da Lua em sua fase mais brilhante é de -12,74, de Vênus é de -4,89. Podendo ser vista por um período de três anos e sendo muito brilhante, como podemos ver na Figura 1, a SN 1006 foi a mais observada pelos povos. Sua remanescente pode ser vista na Figura 1.

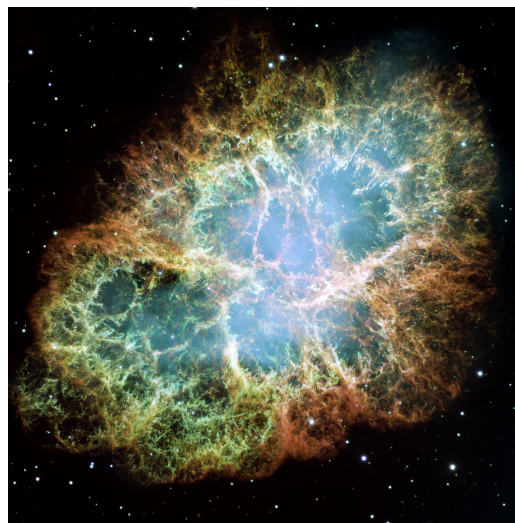


Figura 2 – A imagem mostra uma foto da Nebulosa do Caranguejo obtida pelo satélite espacial Hubble. Extraído do site da Agência Espacial Americana: nasa.gov/multimedia/imagegallery/image_feature_1604.html.

O primeiro registro sobre a SN 1054 foi feito em 4 de julho na China. Vista pelos árabes, japoneses e chineses por um período de vinte e um meses, esta SN é famosa até hoje devido à sua remanescente, a Nebulosa do Caranguejo (Figura 2). A Nebulosa do Caranguejo é um dos objetos mais estudados na astrofísica, apresentando fortes emissões em raio X, gamma e rádio. No seu centro há o Pulsar do Caranguejo, uma estrela de nêutrons rotacionando trinta vezes por segundo.

A SN 1181 tem seus primeiros relatos registrados no sul da China em 6 de agosto do ano de 1181. Seu remanescente é uma fonte brilhante em rádio e pode se visto na Figura



Figura 3 – Remanescente 3C58 da SN 1181. Extraído do site da Agência Espacial Americana: <nasa.gov/chandra/multimedia/chandra-15th-anniversary-3c58.html>.

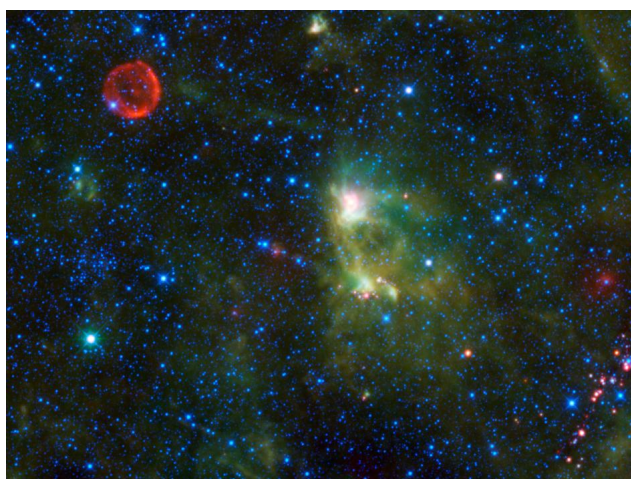


Figura 4 – Resmanescente da Supernovae de Tycho, SN 1572. Extraído do site da Agência Espacial Americana: <nasa.gov/mission_pages/WISE/multimedia/gallery/pia13119.html>.

3. Sua morfologia indicava a existência de um pulsar em seu centro, que foi confirmado em 2002.

A SN 1572, é também conhecida como SN de Tycho pois foi estudada por Tycho Brahe, foi uma SN na constelação de Cassiopeia primeiro registrada em 6 de novembro. Existem registros desse período na Europa, Coréia e na China. Esta SN é importante pois era muito brilhante e podia ser vista ao olho nú na Europa. Ao alterar o número de pontos brilhantes no céu, estimulou à crítica ao conceito de que o céu era composto por esferas celestes imutáveis.

A SN 1604, é também conhecida como Supernova de Kepler, já que Johannes Kepler fez detalhadas observações sobre este evento. Seus primeiros registros são datados em 9 de outubro de 1604 na Europa. Esta supernova foi visível a olho nú por um ano e pôde ser observada na Europa e na Ásia.

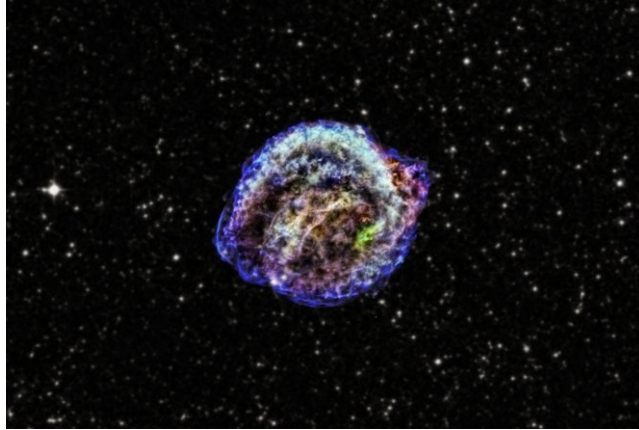


Figura 5 – Remanescente da Supernovae de Kepler, SN 1604. Extraído do site da Agência Espacial Americana: <nasa.gov/mission_pages/chandra/multimedia/kepler2013.html>.

Estas SNe apresentadas são aquelas que apresentam mais registros históricos, no entanto durante todo a história da humanidade diversas SNe foram relatadas e muitos registros são estudados até hoje para atestar a comprovação dos eventos. Depois da SN 1604 não foram registradas observações olho nú até a aparição da SN 1987A, uma das SN mais famosas da astrofísica. A SN 1987A foi a primeira supernova estudada com equipamentos modernos.

2 Classificação de Supernovae

A classificação de SNe se dá principalmente por suas características espectrais e não está diretamente relacionada com seu mecanismo de explosão ou com sua morfologia (da Silva, 1993). Existem dois tipos principais: as SNe tipo I, nas quais os espectros observados não contém linhas de hidrogênio e as SNe tipo II, onde linhas de hidrogênio podem ser observadas. Na Figura 6 é possível ver um esquema de classificação de SNe - extraído de Zhang (2018) - onde estão os dois principais tipos de supernovae e suas subdivisões. Em torno de dois terços de todas as supernovae são oriundas de colapso nuclear estelar, apenas as Tipo Ia são diferentes por se tratarem de sistemas binários onde uma Anã Branca acreta as camadas mais externas de uma companheira e tem uma explosão considerada termonuclear.

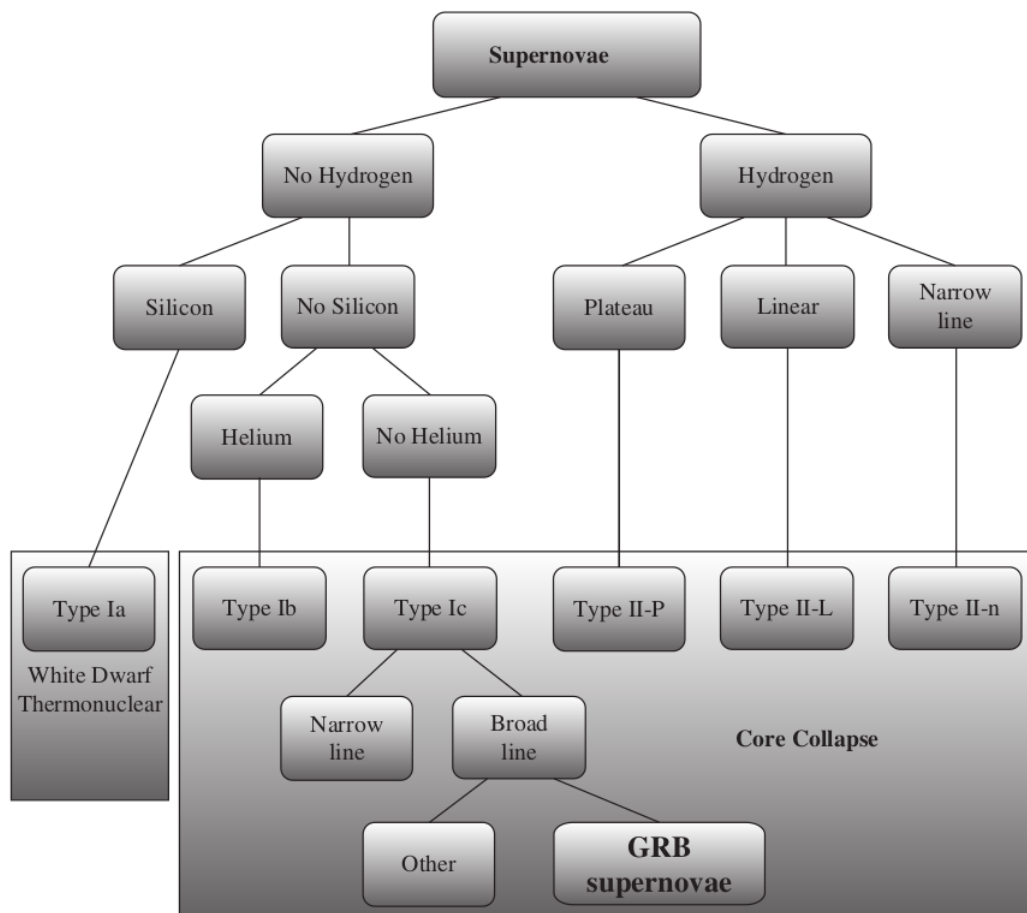


Figura 6 – Classificação de espectral de Supernovae. Há dois tipos principais, tipo I (sem Hidrogênio) e tipo II (com Hidrogênio). De acordo com a largura e a presença de linhas espectrais de outros elementos, há subdivisões para a classificação. Extraído de Zhang (2018).

O hidrogênio é importante para a classificação de SNe pois, além de ser o elemento

mais leve da tabela periódica, correspondendo a 90% da massa de todos os elementos químicos é o elemento mais abundante do universo, sendo muito comum no meio interestelar e também nas estrelas. É o primeiro elemento a sofrer o processo de fusão nuclear nas regiões próximas ao núcleo estelar, transformando-se em hélio. As estrelas fundem material no seu interior podendo criar várias regiões com composição de elementos químicos diferentes. A estrutura formada é muitas vezes comparada de maneira didática a uma cebola, pois apresentam muitas camadas compostas pelos elementos químicos mais pesados ao centro e os mais leves nas camadas mais externas. Na Figura 7 podemos ver uma ilustração representativa de como se organizam as camadas internas de uma estrela conforme evolui e funde os elementos mais próximos ao núcleo. Dependendo de como a estrela evoluiu e até onde funde seus elementos, a estrela terá uma composição espectral diferente, já que sua composição química nas camadas se alteram. Por isso a classificação espectral das SNe é importante e nos dá informação sobre a progenitora e sobre como os processos que levaram ao seu colapso ocorrem. Este processo, para as SNe de colapso nuclear, ocorre até que a estrela comece a fundir Fe, onde a reação nuclear passa a ser endotérmica e a estrela não tenha mais como manter o equilíbrio hidrostático, colapsando.

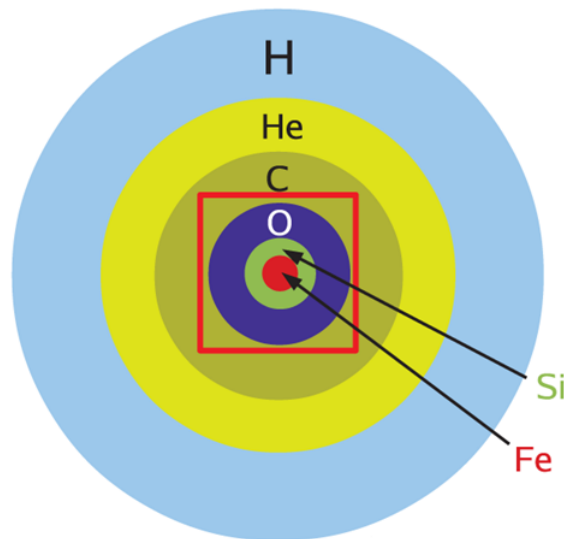


Figura 7 – Esquema ilustrativo de uma estrutura de camadas estelar. As camadas não foram desenhadas em escala e são meramente ilustrativas. A estrela funde elementos em seu núcleo criando camadas internas, deixando elementos mais pesados no centro e os mais leves nas partes mais externas. Extraído de [Janka et al. \(2012\)](#).

2.1 Supernovae Tipo I

As SNe que não apresentam linhas espectrais de hidrogênio são classificadas como SNe Tipo I. A falta de linhas espectrais de hidrogênio indica que por algum motivo o elemento desapareceu das camadas mais externas da progenitora da SNe. O hidrogênio,

por ser o elemento mais leve da tabela periódica e o mais abundante no universo, é o primeiro a sofrer o processo de fusão nuclear. A distribuição de densidade de elementos na estrutura estelar normalmente se dá por elementos mais pesados no núcleo e os mais leves nas camadas mais externas onde a fusão nuclear não está ocorrendo ou demora mais para ocorrer. Para que não haja detecção de hidrogênio em uma SNe, o elemento precisa ter sido varrido das camadas mais externas ou fundido em outros elementos nas camadas mais internas. Para classificar a supernova é preciso analisar seu espectro. Isto pode ser feito através da análise de distribuições de fluxo por comprimento de onda.

Em uma distribuição espectral de SNe, os picos representam uma quantidade extra de fluxo de ondas eletromagnéticas em determinados comprimentos de onda, e os vales representam uma absorção do fluxo naquele comprimento de onda. Isto indica que há abundância de elementos químicos que reemitem ou absorvem em tais frequências e, portanto, serve para ajudar a classificar a supernova com base na sua composição química.

A fase fotosférica de uma SN é onde a estrela ainda é densa o suficiente para ser opaca para a radiação eletromagnética. Durante esta fase não são observadas as linhas espectrais das partes mais internas da estrela, mas sim de suas camadas mais externas. Para as SNe Tipo I há três subclassificações que se dão principalmente nesta fase e estão diretamente relacionadas com as linhas espectrais observadas: SN Ia, SN Ib e SN Ic.

2.1.1 Supernovae Tipo Ia

Supernovae Ia surgem da interação entre estrelas em um sistema binário, uma Anã Branca é uma estrela companheira que está na sequência principal. Anãs Brancas surgem quando estrelas com menos de $8 M_{\odot}$ ¹ chegam ao fim de seu ciclo evolutivo. Tais estrelas não têm massa o suficiente para que o resfriamento por neutrinos seja um processo predominante em seu núcleo, portanto, como as camadas da estrela são opacas para ondas eletromagnéticas, os fótons produzidos pelos processos nucleares empurram para fora as camadas mais externas, compostas por elementos mais leves como H e He, mantendo apenas seu núcleo com elementos mais pesados que surgiram através dos processos de fusão nuclear. Este núcleo é o que conhecemos por Anã Branca, uma pequena estrela tão pouco massiva que a sua principal emissão de ondas eletromagnéticas é proveniente de interação eletrônica. Para termos uma ideia das relações de massa e tamanho de Anãs Brancas podemos ver a Figura 8.

Caso uma Anã Branca esteja em um sistema binário, pode absorver as camadas mais externas de sua companheira, aumentando sua massa e, eventualmente, atingindo o Limite de Chandrasekhar². Ao atingir este limite reações termonucleares começam

¹ M_{\odot} é comumente utilizado na literatura como abreviação para massa solar. $1 M_{\odot} \approx 1,9891 \times 10^{30}$ Kg (sistema internacional) ou $1,9891 \times 10^{33}$ g (sistema CGS).

² O Limite de Chandrasekhar representa o máximo de massa possível para que a anã branca suporte a

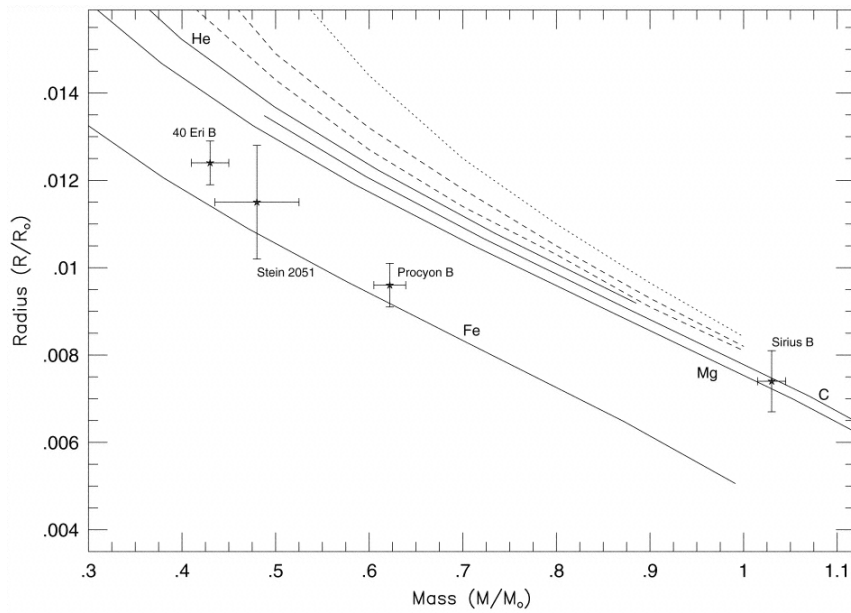


Figura 8 – O gráfico representa a razão entre massa e raio de estrelas Anãs Brancas. Os raios estão normalizados por R_{\odot} , o raio solar e as massas estão normalizadas por M_{\odot} , a massa solar. Extraído de [Provencal et al. \(1998\)](#).

a existir, pois se passa a ter massa o suficiente e os elementos mais leves absorvidos das camadas externas da companheira da Anã Branca permitem que processos de fusão nuclear ocorram normalmente, transformando os principais elementos da Anã Branca, como oxigênio e carbono, em zinco e níquel. Assim, surge uma SN com um comportamento bem característico, já que a explosão nesse tipo de sistema sempre ocorre com aproximadamente a mesma quantidade de massa e emitem o mesmo tipo de espectro. Tais tipos de SNe são utilizados como “velas padrão” na astrofísica, pois são objetos com um comportamento muito característico e qualquer desvio de suas características esperadas nos dá informação sobre o meio. Estas velas padrão são utilizadas para a determinação de distâncias em escalas cosmológicas e, através delas, foi feita a medição indireta da energia escura do universo.

SNe Tipo Ia apresentam como principais características em seu espectro linhas de emissão e absorção de silício (Si), ferro (Fe), magnésio (Mg) e cálcio (Ca). A Figura 9 mostra a distribuição de fluxo em função do comprimento de onda de três SNe Ia diferentes: SN 2011fe, SN 1991T e SN 1991bg. De maneira característica podemos ver linhas de absorção de Si II (615 nm), mas não de H e He.

2.1.2 Supernovae Tipo Ib e Tipo Ic

Supernovae Tipo Ib e Tipo Ic não apresentam linhas espectrais de hidrogênio por ter perdido as camadas mais externas. Diferente das SNe Ia, seu progenitor não é um

pressão que a gravidade gera antes de colapsar, cerca de $1,44 M_{\odot}$.

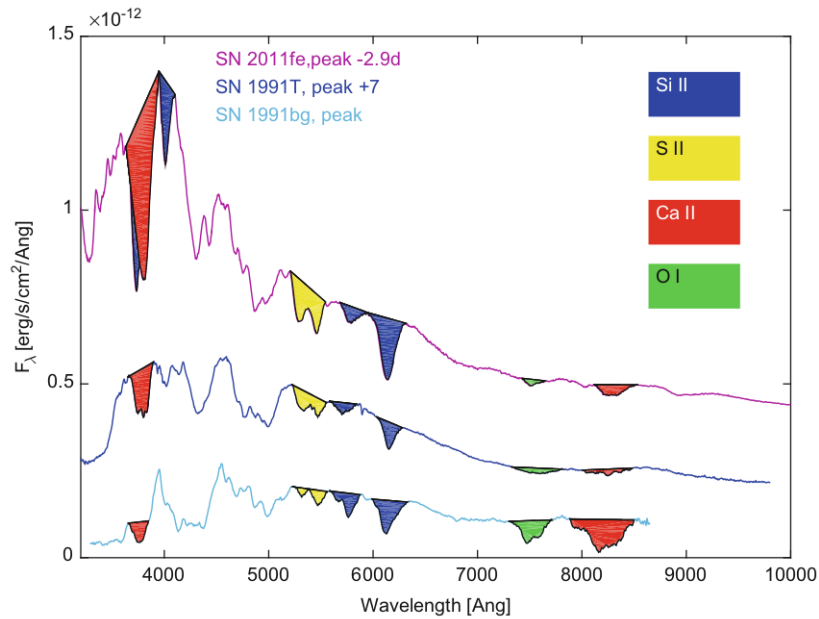


Figura 9 – A figura mostra a distribuição de fluxo em função do comprimento de onda de três SNe Ia diferentes: SN 2011fe, SN 1991T e SN 1991bg. As distribuições espectrais de fluxo são marcadas por diversas linhas de absorção de elementos distintos, o que nos ajuda a classificá-las como SNe Ia. Extraído de [Alsabti e Murdin \(2017\)](#).

sistema binário, mas sim uma estrelas chamadas de Wolf-Rayet, estrelas muito massivas - com mais de $8 M_{\odot}$ - e evoluídas, que perderam toda sua camada externa de hidrogênio e estão fundindo hélio ou elementos mais pesados nas capas mais externas do núcleo. Como uma das principais características de SNe Ib, seu espectro não apresenta linhas de Si, mas apresenta linhas de He. Já as SNe Ic não apresentam linhas de He nem de Si.

Desconsiderando a presença de He, a distribuição do fluxo espectral de SNe Ib e SNe Ic é muito parecida, sendo muitas vezes difícil distinguir entre os dois tipos de SNe, pois a quantidade de He pode ser pequena ou estar entre os limites que variam de acordo com o autor para cada tipo. Comparando as Figuras 10 e 11 podemos ter uma ideia da diferença entre as distribuição de fluxo espectrais de cada uma. Como mencionado, é possível ver na Figura 10 a presença de linhas de He, enquanto na Figura 11 não há He. Já que os progenitores de tais SNe são estrelas muito massivas, as explosões geradas podem ser muito fortes. De fato, SNe Ic são possíveis progenitoras de GRBs (abreviação em inglês de Gamma Ray Bursts), conhecidos por serem os eventos astrofísicos mais energéticos já detectados.

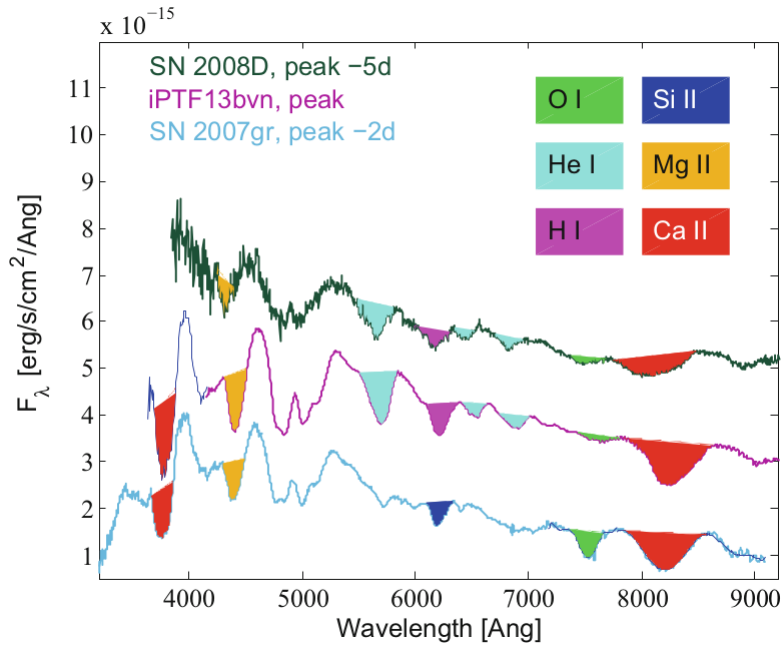


Figura 10 – A figura apresenta a distribuição espectral (fluxo por comprimento de onda) de três SNe Ib: SN 2008D, iPTF13bvn e SN 2007gr. Como características gerais, SNe Ib apresentam linhas de He mas não apresentam linhas de Si. Extraído de [Alsabti e Murdin \(2017\)](#).

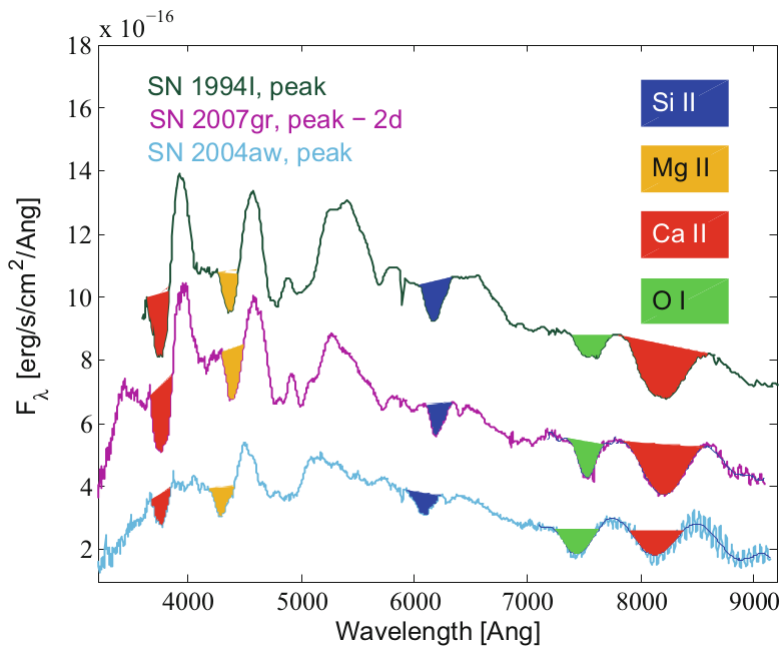


Figura 11 – A figura apresenta a distribuição espectral (fluxo por comprimento de onda) de três SNe Ic: SN 1994I, 2007gr e SN 2004aw. Como características gerais, SNe Ic são parecidas com SNe Ib, mas não apresentam linhas de He. Extraído de [Alsabti e Murdin \(2017\)](#).

2.2 Supernovae Tipo II

Assim como SNe Ib e Ic, as SNe II ocorrem através de colapso nuclear. Mas diferente destas, não perderam suas camadas externas onde estão os elementos mais leves e, portanto, SNe II contém linhas de hidrogênio. Na literatura, existem diferentes formas de subclassificar as SNe II, mas focarei nos principais tipos encontrados, que são: SNe II-P e SNe II-L.

No geral, para que a estrela progenitora da supernova não perca suas camadas mais externas de hidrogênio é necessário um processo muito eficiente de resfriamento do núcleo, para que os fótons gerados nos processos nucleares não empurrem para fora da estrela as camadas menos densas. As estrelas progenitoras de SNe II têm entre $8 M_{\odot}$ e $50 M_{\odot}$, ou seja, são relativamente muito massivas e produzem neutrinos em seus processos nucleares.

Em regiões muito densas e com alta temperatura - como nos núcleos estelares prestes a colapsar, ou nas regiões de choque interno de uma SN - alguns processos de reações nucleares improváveis podem ocorrer com uma maior probabilidade. Um dos principais processos que ocorrem em SNe com colapso nuclear são os processos de captura de elétrons, onde, devido a grande pressão gerada pela gravidade, prótons e elétrons podem se juntar, formando neutrons e neutrinos. Nêutrons, por sua vez, são instáveis sozinhos e podem sofrer decaimento beta, que é quando um neutron emite um próton, um elétron e um antineutrino ($n^0 \rightarrow p^+ + \beta^- + \bar{\nu}$). Isto faz com que muitos neutrinos sejam criados nos colapsos estelares. Neutrinos interagem muito pouco com a matéria e, mesmo nas regiões mais densas do núcleo estelar, têm um livre caminho médio muito maior que o dos fótons. Portanto existe um processo muito eficiente de perda de energia através dos neutrinos, este processo no núcleo estelar se chama “resfriamento por neutrinos” e permite que o núcleo continue formando camadas de elementos químicos pesados sem perder suas camadas externas, fazendo com que em seu colapso final elementos mais leves, como H, sejam detectados.

A grande pressão de gás e de radiação é equilibrada pela atração gravitacional, mantendo a estrela coesa e criando uma região estável sob condições extremas, possibilitando a produção de elementos mais pesados que os gerados em estrelas menos massivas, mas ao começar a produzir ferro a pressão de radiação passa a não ser suficiente pra conter o colapso gravitacional. O núcleo estelar então colapsa exercendo uma grande força sobre suas camadas mais internas e implodindo. Em questão de segundos, as camadas mais externas do núcleo explodem devido à grande pressão gerada pelo aumento repentino de densidade, causando uma onda de choque que empurra as camadas mais externas e mais leves para fora da estrela.

2.2.1 Supernovae II-P e II-L

As SNe Tipo I são classificadas principalmente de acordo com o espectro de elementos encontrados em suas observações, já as SNe Tipo II são distinguíveis principalmente por conter hidrogênio e por como a sua curva de luz evolui ao longo do tempo. Durante a fase fotosférica da estrela, o meio é opaco para luz, mas a medida que as camadas da estrela expandem o meio vai se tornando menos denso até que a SN entra na fase nebular, quando o espectro observado passa a ser determinado pelo interior estelar. De maneira geral as curvas de luz de SNe apresentam um pico devido ao início da fase nebular, onde todos os fótons que estavam “presos” na fase fotosférica são liberados. Posteriormente a curva apresenta um decaimento exponencial de luminosidade e a temperatura cai adiabaticamente, já que a energia dos fótons é transferida para o material das camadas mais externas da estrela, transformando-se em energia cinética. Resumidamente, a curva de luz apresenta um pico devido ao aumento da transparência do material a medida que expande, mas em contrapartida, a temperatura cai com a expansão, formando as curvas características que podemos ver na Figura 12. No caso especial das SNe II-P, como podemos ver na Figura

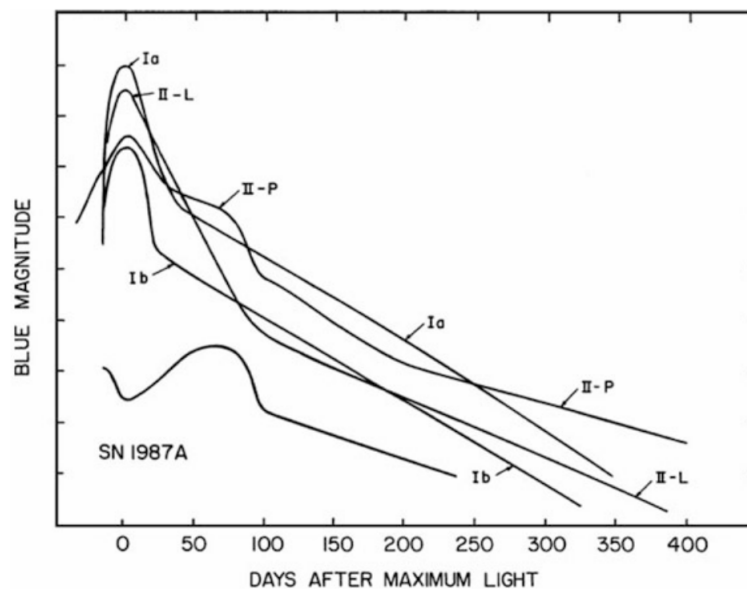


Figura 12 – Curva de luz comparativa entre diversos tipos de SNe. A anomalia vista nas SNe II-P é sua principal característica de classificação. Extraído de [Branch e Wheeler \(2017\)](#).

13 e na Figura 12, há um platô³. Nas duas primeiras semanas de observação, as SNe se comportam de maneira parecida até que entram na fase nebular, em torno de 20 dias depois do início de sua observação, e a curva de luz para de cair tão rapidamente se mantendo quase constante por alguns dias. O platô encontrado em tais SNe se dá por causa do decaimento de elementos radiativos instáveis. ^{56}Ni começa a decair em ^{56}Co em torno de 6 dias depois do início da fase fotosférica, no entanto sua contribuição não é

³ O “P” de SNe II-P vem da palavra latina *plateau*.

relevante o suficiente para ser observada até que a fase nebular permita que o excesso de fótons saia das camadas estelares. Posteriormente, em torno de 80 dias depois do início da SN, ^{56}Co decai em ^{56}Fe , aumentando por mais tempo a intensidade da luminosidade observada.

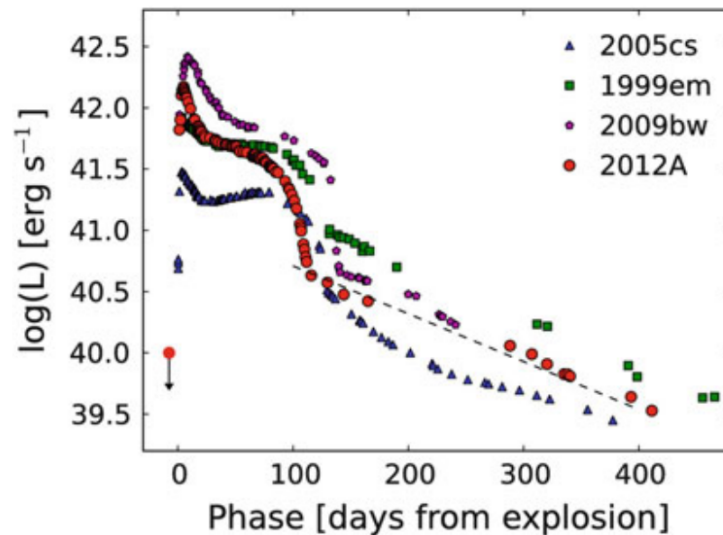


Figura 13 – A Figura apresenta uma curva de luz por tempo observada para quatro diferentes SNe: 2005cs, 1999em, 2009bw e 2012A. Extraído de [Branch e Wheeler \(2017\)](#).

As SNe II-L apresentam um comportamento mais linear⁴ na escala logarítmica. De maneira geral as SNe II-P e SNe II-L têm muitas características em comum, mas o que as diferencia é o comportamento de platô das SNe II-P que também apresentam mais quantidade de hidrogênio.

⁴ A escala é logarítmica, logo o decaimento não é linear. Mas a curva em escala logarítmica apresenta esta queda linear e por isso SNe II-L tem “L” em seu nome.

3 Supernova 2014c

A SN 2014c é um caso importante da quebra do entendimento da classificação de supernovae aceito pela comunidade astrofísica. Popularmente conhecida como “*Supernova Camaleão*”, nesta SN é observado um comportamento distinto das demais. Como vimos no capítulo 2, existem dois principais tipos de SNe: tipo I, sem linhas de hidrogênio e tipo II, com linhas de hidrogênio em seu espectro. A SN 2014c, que foi inicialmente classificada como tipo Ib, passa a ser classificada como tipo II depois de dias. A progenitora da SN 2014c ejeta uma camada de material (99% hidrogênio) no meio e posteriormente a onda de choque da explosão da SN interagiu com este material. O estudo deste evento é importante por dois motivos principais. Primeiro, há uma mudança de classificação devido a esta interação mostrando que o sistema de classificação atual, baseado apenas na distribuição espectral, pode nos levar a erros já que o espectro da SN muda consideravelmente com o tempo. Segundo, a camada expelida pela progenitora contém informação sobre a estrela, pois fazia parte dela ou do sistema que posteriormente gerou a SN. A onda de choque da SN se move a uma velocidade muito maior que o vento emitido pela progenitora no período antes da explosão, por isso o choque alcança qualquer material que tenha sido ejetado e interage com o mesmo. Como um material muito energético interage com essas camadas ejetadas, os astrofísicos passam a ter ferramentas para estudar o que havia na progenitora antes e têm a oportunidade de compreender melhor as estrelas. Neste capítulo será discutida esta mudança de classificação, a interação observada e como a SN 2014c emite, e as evidências que apontam para a possível explicação dada por [Margutti et al. \(2017\)](#).

3.1 Apresentando a SN 2014c

A SN 2014c foi descoberta pelo *Lick Observatory Supernova Search* ([Kim et al., 2014](#)). Sua galáxia hospedeira é uma galáxia espiral chamada NGC 7331, que está a uma distância de 14,7 Mpc¹. Na Figura 14 há uma composição de imagens onde mostra a galáxia hospedeira e a SN 2014c.

A maior parte da emissão de SNe se dá na faixa de comprimento de onda do óptico, e em torno de 1 % da energia luminosa total é emitida nas faixas de comprimento de onda de rádio e raios X. No entanto, a análise em outros comprimentos de onda pode nos dar novas informações sobre as SNe. A SN 2014c foi analisada por três diferentes instrumentos em faixas diferentes de comprimentos de onda do raio X. Segue abaixo a lista dos instrumentos e as faixas de energia dos fótons correspondentes:

¹ A abreviação pc significa Parsec. $1 \text{ pc} = 3,086 \times 10^{16} \text{ m}$.

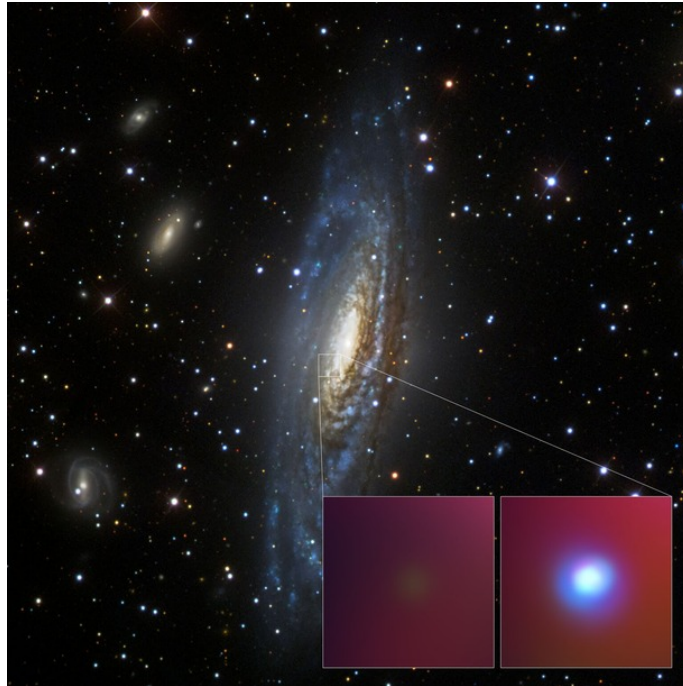


Figura 14 – SN 2014c em sua galáxia hospedeira, NGC 7331. Uma composição de imagens: a foto da galáxia é do *Sloan Digital Sky Survey* e a foto imagem da SN 2014c é em Raios-X e foi obtida pelo *Chandra X-ray Observatory*. Extraído de nustar.caltech.edu/image/nustar170124c.

- *Swift X-ray Telescope (XRT)*: detecta fótons entre 0,2 keV e 10 keV.
- *Chandra X-ray Observatory (CXO)*: detecta fótons entre 0,2 keV e 10 keV.
- *Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR)*: detecta fótons entre 3 keV e 79 keV.

A maior parte da emissão de fótons da SN 2014c se concentra em um intervalo de energia de fótons que vai de 3 keV a 40 keV.

3.2 Evolução da SN 2014c

Na figura 15 podemos ver uma comparação da distribuição espectral de diferentes SN Ib com a SN 2014c, obtido dia 9 de Janeiro de 2014, dia -4, ou seja, 4 dias antes do ponto de máximo da luminosidade da Supernovae. De maneira geral, nos primeiros dias de observação de seu evento, a SN 2014c apresenta características comuns de uma típica SN Ib. Em sua emissão há linhas associadas com Fe II, He I e Ca II a uma velocidade de aproximadamente $1,3 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$, o que é esperado para uma onda de choque de supernova. Inicialmente, a SN 2014c não apresenta características distintas de outras SN Ib, sendo uma SN ordinária.

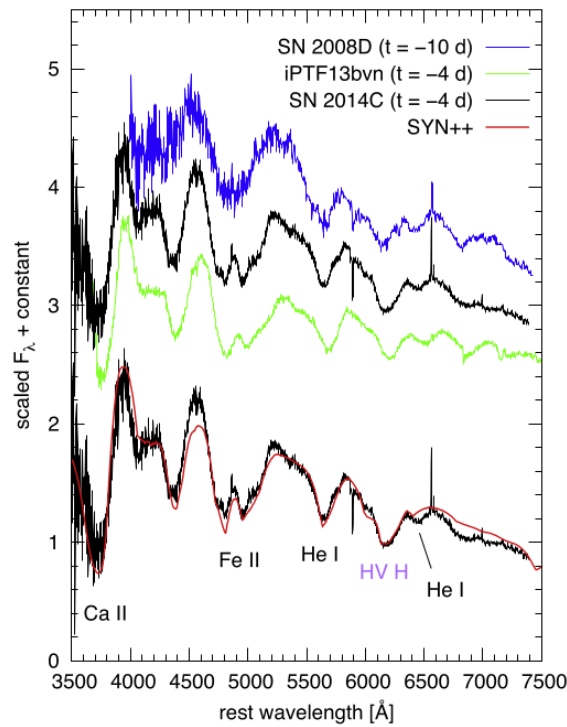


Figura 15 – Distribuição Espectral de diferentes SN Ib comparadas com a SN 2014c. Esta comparação mostra que a SN 2014c apresenta características comuns a SNe Ib, não apresentando nenhuma anomalia em seus primeiros dias de observação. Linhas de Fe II, He I e Ca II podem ser claramente observadas. Extraído de [Milisavljevic et al. \(2015\)](#).

No entanto, como podemos ver na Figura 16, com o passar do tempo há um aumento no fluxo detectado no comprimento de onda de H_{α} , que se dá em torno de 656,28 nm. Inicialmente, em um tempo quatro dias antes do máximo de luminosidade da SN ($t = -4$ dias), o fluxo em H_{α} corresponde ao da galáxia hospedeira da progenitora da SN. Nas curvas correspondentes aos dias seguintes, que estão separadas por um fator constante para facilitar a visualização, há visivelmente um aumento para os dias 113, 282 e 373. A quantidade de hidrogênio no meio aumentou consideravelmente se comparado aos primeiros dias de emissão da SN 2014c. Tais observações mostram que algo diferente aconteceu durante o percurso da onda de choque, aumentando a quantidade de hidrogênio detectada no caminho.

Na Figura 17 há uma curva de luz em função do tempo após o evento da explosão da SN. Com o passar do tempo a tendência da luminosidade da SN é diminuir, já que devido à expansão adiabática do material expelido pela explosão, a temperatura deve cair a medida que o volume aumenta. No entanto, nesta SN em particular é possível observar um aumento da luminosidade do fluxo em raio X integrado na faixa entre 0,3 keV e 100 keV. Isto nos dá fortes evidências de que o modelo proposto por [Margutti et al. \(2017\)](#) está correto e a onda de choque da explosão da SN interage com algo no meio estelar próximo à progenitora. Observações da SN 2014c ao longo dos dias mostram emissão em raio X

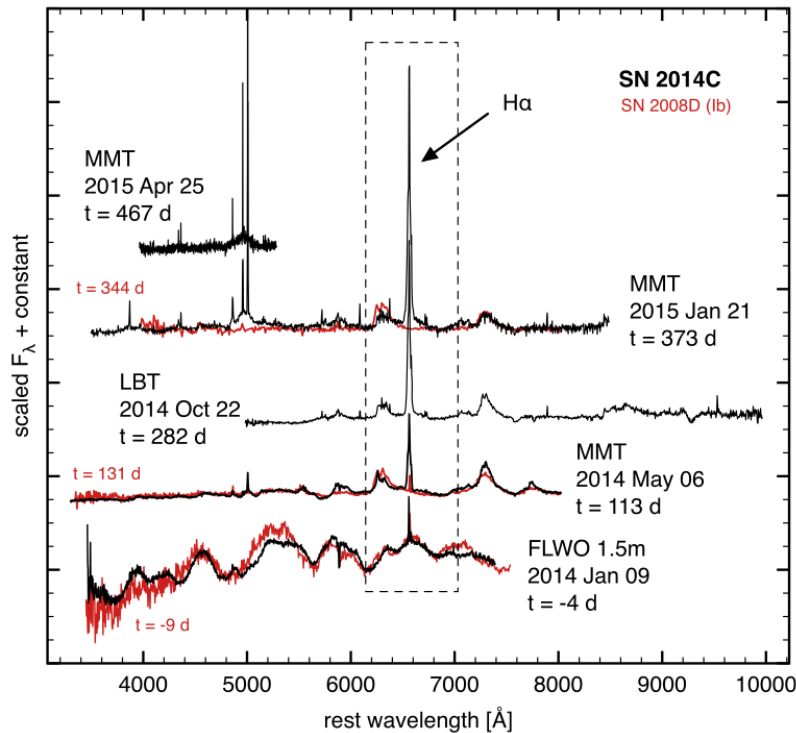


Figura 16 – A imagem mostra o aumento do fluxo eletromagnético na frequência que corresponde à linha de H_{α} . O tempo está marcado em dias após o ponto de máximo da Supernova. Há uma comparação de diferentes curvas da distribuição do fluxo em função do comprimento de onda para a SN 2014c para os dias $t = -4$ d, $t = 113$ d, $t = 282$ d e $t = 373$. Extraído de (Milisavljevic et al., 2015).

coerentes com Bremsstrahlung² ou livre livre. Na Figura 18 podemos ver observações em rádio e raio X. Os dados em rádio são bem explicados por radiação Síncrotron, no entanto a linha tracejada mostra que este tipo de radiação cai muito com a frequência, não podendo explicar as observações de radiação em raio X. A radiação em raio X, segundo Margutti et al. (2017), é compatível com um modelo de radiação Bremsstrahlung com temperatura em torno de $T = 18$ keV, o que se dá aproximadamente em torno de uma temperatura de 10^8 K.

Este tipo de observação também é coerente com variações bruscas para meios de grande densidade, já que a emissão de Bremsstrahlung é proporcional a uma função da densidade ao quadrado. Na Figura 19 vemos à esquerda o comportamento do emissão em raio X em três diferentes tempos, $t = 308$ d, $t = 396$ d e $t = 472$ d. Nestes três dias a distribuição dos dados se encaixa muito bem com modelos de emissão em Bremsstrahlung em torno de $T \approx 20$ keV. No lado direito superior da Figura vemos uma distribuição de densidade por raio (distância da progenitora) modelada pelos autores que se encaixa

² Bremsstrahlung é uma palavra composta de origem alemã. *Bremsen* significa frear, *Strahlung* significa radiação. Também é conhecida na literatura por *free free*, que significa *livre livre*, já que se dá devido a alteração de velocidade de cargas livres.

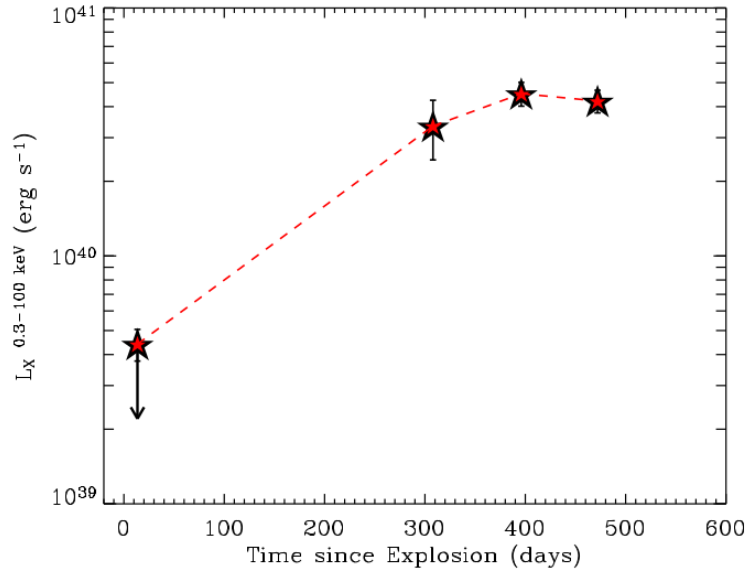


Figura 17 – Curva de luz em raio X com fluxo integrado entre 0,3 keV e 100 keV. A imagem mostra a evolução da curva de luz em raio X em função do tempo para a SN 2014c. Diferente do esperado, a luminosidade da SN aumenta com o tempo. Extraído de (Margutti et al., 2017).

com seu modelo de distribuição de radiação em Bremsstrahlung. Os autores estimam um meio com uma baixa densidade, formado principalmente pelo vento estelar emitido pela progenitora antes da explosão, e a medida que o raio cresce se encontra um meio com maior densidade, que pode ser visto como uma casca de simetria esférica. Tal simetria parece consistente já que a força gravitacional que rege a progenitora é uma força central e a expansão adiabática de um gás também tem simetria esférica. No canto direito inferior da imagem vemos a evolução da densidade de coluna na linha de visada do observador, mostrando que a medida que o choque evolui no tempo, a quantidade de material entre o observador e o choque da supernova diminui, já que a onda de choque atravessa aos poucos essa região densa.

Margutti et al. (2017) cria um cenário para explicar como tal evento pode ter ocorrido. Segundo os autores, um dos cenários prováveis é de que havia um sistema binário de estrelas. Devido às forças de maré causadas pela interação gravitacional, as estrelas perderam suas camadas mais externas formadas por elementos leves, composta principalmente por hidrogênio. Esta camada viaja a uma velocidade em torno de 1000 km s^{-1} alguns dias antes da explosão da SN. Quando a SN ocorre, a onda de choque enviando material muito energético e quente, viaja pelo meio com densidade baixa e as detecções apontam para uma SN Ib até que o choque começa a interagir com o meio mais denso formado pela casca de hidrogênio que havia sido liberada dias antes, emitindo um espectro de uma SN II. Neste momento a interação entre a onda de choque o meio mais denso aquece o material e aumenta sua densidade, explicando a emissão em raio X. Como a região é formada pelas camadas mais externas de elementos mais leve, vemos um aumento

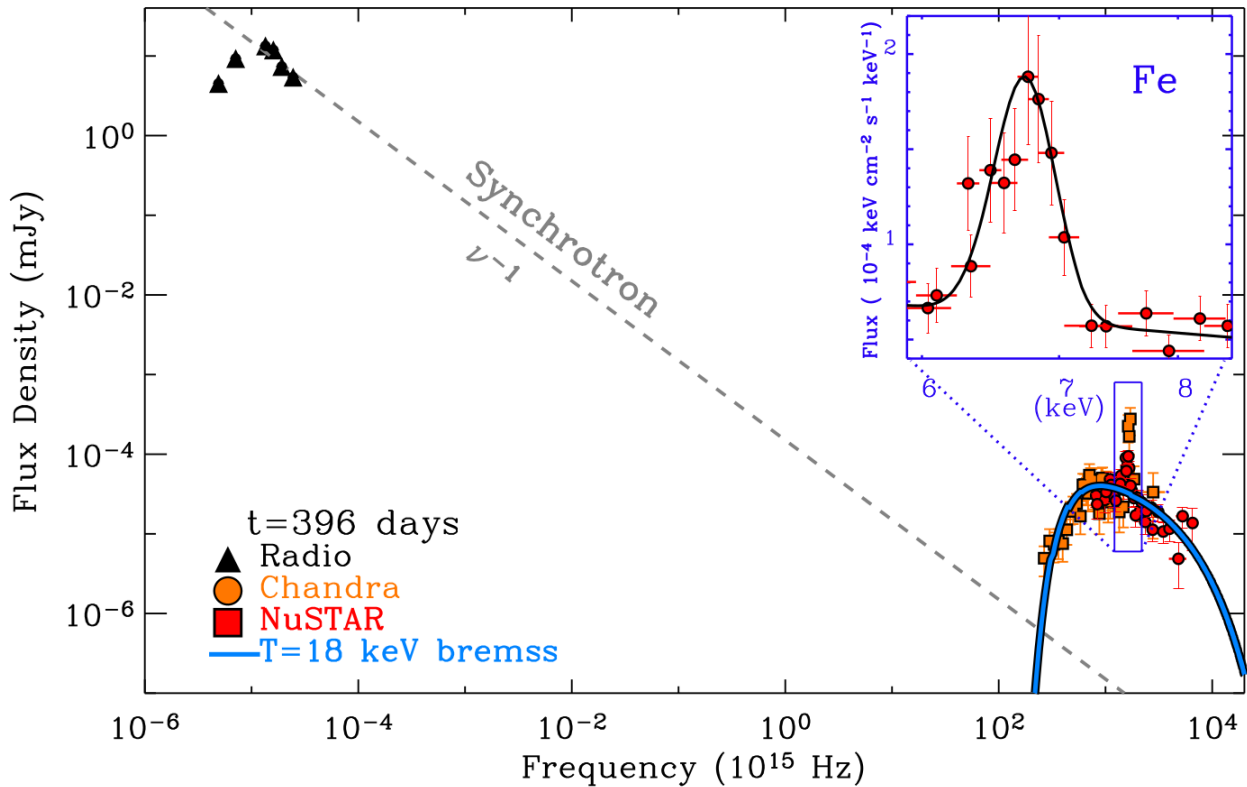


Figura 18 – A imagem mostra os dados observados por *Chandra* e *NuSTAR* no dia $t = 396$ d (396 dias depois do ponto de máximo de luminosidade da SN) no intervalo de comprimento de onda de raio X ao lado direito inferior. Também mostra observações em rádio, que são compatíveis com radiação Síncrotron, no entanto a linha tracejada mostra como este tipo de radiação evolui com a frequência. As observações em raio X são melhor explicadas por um modelo de radiação Bremsstrahlung com uma temperatura $T = 18$ keV. Extraído de [Margutti et al. \(2017\)](#).

na linha de H_{α} .

Neste trabalho, a partir das estimativas de [Margutti et al. \(2017\)](#), serão mostradas simulações da SN 2014c partindo de dentro da progenitora, evoluindo a onda de choque também no meio externo à progenitora, considerando a interação do choque com o material no meio próximo à estrela. A ideia é verificar se as estimativas dos autores são ou não coerentes e posteriormente compreender de maneira mais profunda como este evento tão distinto ocorreu.

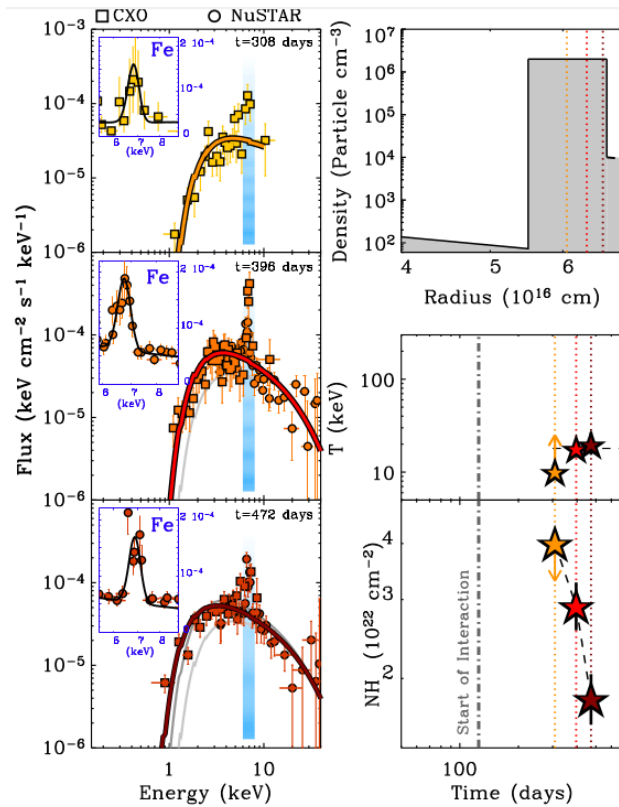


Figura 19 – A imagem é uma composição de gráficos que podem ser divididos em três ideias principais: 1) No lado esquerdo temos a detecção de raio X feita por *Chandra* e *NuSTAR* para três dias diferentes. Também há um modelo de emissão em Bremsstrahlung que explica a emissão para temperaturas em torno de $T \approx 20$ keV. 2) No canto direito superior há um modelo da distribuição de densidade em função do raio que pode explicar a emissão de raio X em tempos mais tardios. 3) No canto direito inferior há um gráfico que mostra como a coluna de densidade de material na linha de visada evolui a medida que a onda de choque passa pela região densa. Acima do gráfico da coluna de densidade há um gráfico da evolução da temperatura. A medida que o choque interage com o meio e atravessa esta região densa a temperatura sobe. Extraído de (Margutti et al., 2017).

Parte II

Metodologia

4 Hidrodinâmica

O trabalho realizado nesta dissertação consiste em duas partes principais: simulações numéricas hidrodinâmicas de alguns aspectos da SN 2014c, realizado com o código *Mezcal* (De Colle et al., 2012), e o cálculo numérico do transporte radiativo da radiação de Bremsstrahlung que surge a partir da interação entre onda de choque da SN com uma casca esférica que está em torno da estrela progenitora. A partir das análises feitas por Margutti et al. (2017) e por Milisavljevic et al. (2015), a SN 2014C foi modelada utilizando as estimativas analíticas feitas nos artigos. Como pós processamento para os resultados das simulações hidrodinâmicas, foi criado um código de transporte radiativo que calculou a radiação de Bremsstrahlung que utiliza os dados de saída do código *Mezcal* para calcular a evolução do transporte radiativo em cada célula da malha computacional gerada pelo código de simulação hidrodinâmica. Uma descrição mais detalhada das ferramentas implementadas será feitas neste capítulo e no seguinte, onde serão descritas as equações governantes que regem os cálculos numéricos utilizados nos códigos. Será dada uma ênfase maior às equações de transporte radiativo no capítulo 5, que é a principal contribuição deste trabalho devido à criação do código de transporte radiativo para radiação Bremsstrahlung.

4.1 Equações Governantes

As simulações hidrodinâmicas foram realizadas com o código *Mezcal* (De Colle et al., 2012). O código *Mezcal* é um código Euleriano, paralelizado, de malha adaptativa e multifísica, capaz de resolver as equações da hidrodinâmicas, hidrodinâmicas relativísticas e magnetohidrodinâmicas, incluindo um conjunto de ingredientes físicos necessários nos contextos astrofísicos. O código já foi aplicado para estudar propagação de ondas de uma explosão de simetria esférica unidimensionais em um regime no limite entre a mecânica Newtoniana (solução de Sedov-Taylor) e a relatividade especial (solução de Blandford-McKee). Também, o código é capaz de solucionar unidimensionalmente e bidimensionalmente o comportamento de fluidos e a propagação de ondas de choque em meios de densidade constante ou variável, podendo utilizar sistemas de coordenadas cartesianos, cilíndricos e esféricos. Devido as particularidades deste trabalho, as simulações serão feitas em uma dimensão já que há simetria esférica.

Para um sistema clássico em referencial Euleriano as equações hidrodinâmicas podem ser escritas com base na conservação de três grandezas físicas, massa, momento e energia:

- Conservação de massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0. \quad (4.1)$$

- Conservação de momento

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \cdot \vec{u}) + \nabla p = 0. \quad (4.2)$$

- Conservação de energia

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p)\vec{u}] = 0, \quad (4.3)$$

onde ρ é a densidade de massa, \vec{u} é a velocidade do fluido, p a pressão total, E a energia total do sistema. De maneira análoga às equações clássicas, podemos escrever as equações hidrodinâmicas relativísticas em suas formas conservativas em referencial Euleriano De Colle et al. (2012):

- Conservação de massa de repouso

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \nabla \cdot (D\vec{v}) = 0. \quad (4.4)$$

- Conservação de momento

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{S} \times \vec{v} + p\vec{I}) = 0. \quad (4.5)$$

- Conservação de energia

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \nabla \cdot (\tau\vec{v} + p\vec{v}), \quad (4.6)$$

onde $\vec{v} = \vec{\beta}c$ é a velocidade relativística do fluido, para $\beta \equiv \frac{u}{c}$, I uma matriz identidade, c a velocidade da luz. As variáveis conservadas D , \vec{S} e τ , são medidas a partir do referencial do laboratório e têm relação com as variáveis primitivas clássicas ρ , \vec{u} e p através das transformações de Lorentz:

$$D = \rho\Gamma, \quad (4.7)$$

$$\vec{S} = Dh\Gamma\vec{v}, \quad (4.8)$$

$$\tau = Dh\Gamma c^2 - p - Dc^2, \quad (4.9)$$

sendo h definido como a entalpia específica, Γ o fator de Lorentz,

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4.10)$$

4.2 Simulações Hidrodinâmicas

De forma genérica, as equações de conservação descritas na seção 4.1 podem ser escritas como

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F} = 0, \quad (4.11)$$

onde A é um escalar qualquer e \vec{F} um vetor qualquer. A evolução numérica em uma dimensão pode ser dada por

$$A_i^{n+1} = A_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} (F_{i+1/2}^{n+1/2} - F_{i-1/2}^{n+1/2}). \quad (4.12)$$

Onde i é o centro de uma célula de tamanho $\Delta x_i = \Delta x_{i+1/2} - \Delta x_{i-1/2}$. O método utilizado para resolver equações do tipo da Equação 4.11 é método Harten, Lax e Van Leer (HLL) Schneider et al. (1993). Os integradores são resolvidos aplicando o método de Runge-Kutta de segunda ordem temporal.

Devido a simetria esférica do problema as simulações foram realizadas em apenas uma dimensão, a radial, considerando a evolução das variáveis primitivas discutidas na seção 4.1 em função do raio em relação ao centro da estrela. As simulações da SN 2014c foram divididas em duas partes: primeiro uma simulação interna do colapso no interior da estrela e, posteriormente uma simulação externa da evolução da onda de choque, utilizando o último quadro da simulação interna como condição inicial para a evolução da onda de choque externa. Como *Mezcal* é um código de malha adaptativa foi realizado um estudo, que será mostrado no capítulo 6, sobre o nível de refinamento mais adequado para a realização das simulações. A malha adaptativa no *Mezcal* utiliza critérios de refinamento e desrefinamento pré estabelecidos pelo usuário. Por exemplo, podemos estipular valores nos quais a variação das variáveis primitivas façam com que o código aumente a resolução localmente para que não se perca informação sobre o problema. Neste caso o critério utilizado foi a variação de densidade relativa entre um ponto da malha e o seguinte, onde o código calcula um coeficiente de refinamento e a partir deste critério é estabelecido se a malha deve ser refinada,

$$e = \frac{\rho_i - \rho_{i+1}}{\rho_i}. \quad (4.13)$$

Caso este coeficiente de refinamento seja $e > 0.5$, a malha aumenta a resolução localmente e caso $e < 0.05$, a malha diminui a resolução localmente.

4.2.1 Condições Iniciais da Simulação Interna

A simulação do colapso interno da estrela foi realizada utilizando o modelo de Heger, Langer e Woosley (2000) para estrelas com $25 M_{\odot}$. A equação de estado utilizada

foi a equação para um gás ideal relativístico com índice adiabático $\gamma = 4/3$. A malha principal onde os cálculos começaram a ser realizados foi criada com resolução igual a 20. O nível de refinamento da malha foi configurado como 22, ou seja, a malha pode ser refinada até vinte e duas vezes. O tamanho físico da malha foi ajustado para um intervalo de raio entre $2,19 \times 10^8$ cm e $6,57 \times 10^{11}$ cm. A taxa de perda de massa em função do tempo devido ao vento estelar, \dot{M}_w foi considerado $3,174603175 \times 10^{14}$ g s⁻¹, ou em função de massa solar por ano, $5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{ano}$, a velocidade do vento, v_w , foi de 1×10^8 cm s⁻¹, o tempo físico total da simulação interna foi de $t = 50$ segundos.

Considerando a conservação de massa de um meio em coordenadas esféricas,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \rho v = 0 \quad (4.14)$$

Se não há perda ou ganho de massa em função do tempo, $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$. Assim podemos igualar o argumento do segundo termo da equação a uma constante $r^2 \rho v = \dot{M}_w$, que é justamente a taxa de massa devido ao vento estelar. A densidade inicial do vento pode ser escrita como,

$$\rho = \frac{\dot{M}_w}{4\pi r^2 v_w}. \quad (4.15)$$

Para o meio fora da estrela foi escolhido um valor de pressão baixo onde, próximo ao valor real do meio interestelar,

$$p = \rho \times c^2 \times 10^{-10}. \quad (4.16)$$

Também foi configurada a região central onde se inicia o mecanismo da explosão. Utilizando uma energia cinética de $E_k = 10^{51}$ ergs, foi dado um “empurrão” inicial no interior da progenitora para iniciar o processo. A massa ejetada foi de $M_{ejet} = 10^{32}$ g. A densidade na região do mecanismo de explosão foi escrita como,

$$\rho_{ejet} = \frac{2M_{ejet}}{3V} \quad (4.17)$$

Onde V é o volume da região. A pressão na região,

$$p = \frac{E_k}{3V} \quad (4.18)$$

4.2.2 Condições Iniciais da Simulação Externa

Utilizando o último quadro de evolução da simulação interna da SN 2014c, foi realizada uma simulação externa. Neste caso há dois regimes de energias distintos. No

início a onda de choque se propaga com velocidade muito grande, mas ao interagir com o meio mais denso da casca esférica na parte externa, a onda de choque freia e passa para velocidades mais baixas. O código *Mezcal* é projetado para reconhecer as regiões de regime clássico e de regime relativístico e pode de forma inteligente e automática trocar as soluções numéricas para resolver os casos específicos. Para regiões onde há altas temperaturas utiliza a equação de estado para um gás relativístico com índice adiabático de $\gamma = 4/3$. Já para regiões menos energéticas utiliza a equação de estado para um gás ideal clássico de índice adiabático $\gamma = 5/3$.

A malha para a simulação externa foi criada com resolução de 150 e com 24 níveis de refinamento seguindo os mesmos critérios explicados na Equação 4.13, onde caso o refinamento seja $e > 0.5$, a malha aumenta a resolução localmente e caso $e < 0.05$, a malha diminui a resolução localmente. A região física definida foi de em um intervalo de 10^{10} cm até 3×10^{17} cm. O tempo físico total de simulação foi de $t = 2 \times 10^8$ segundos (aproximadamente 6,6 anos). Também foi criada uma região para representar a casca esférica que envolve à progenitora. A casca fica em uma região entre 6×10^{16} cm e $7,5 \times 10^{16}$, tendo uma densidade de $\rho_{shell} = 2 \times 10^6$ partículas por cm^3 e a mesma pressão ambiente configurada na seção anterior.

5 Transporte Radiativo

“Vemos a luz do pôr-do-sol alaranjada pois fica cansada ao lutar pelo caminho com o espaço-tempo.”
Albert Einstein

O estudo da astrofísica tem uma grande dependência do entendimento que temos da radiação eletromagnética. Como Isaac Newton descobriu em 1672, a radiação eletromagnética é um espectro feito de componentes distintas. Quando a escala do sistema é muito maior que seu comprimento de onda, λ , podemos considerar que a radiação viaja como raios. No entanto, absorção, emissão e espalhamento da luz são problemas de transporte radiativo dos quais são modelados através das equações de Transporte de Radiativo. Tais equações são considerações em regimes estatísticos de como ondas eletromagnéticas interagem com a matéria em escalas maiores que a de um átomo.

As ondas eletromagnéticas podem, desde o momento que são geradas até o momento que são observadas, sofrer diversas interações e espalhamentos. Entender como tais interações ocorrem pode nos dar informações tanto sobre os meios com os quais a onda interage, quanto sobre a fonte que a gerou. Temos como exemplo o núcleo estelar, que funde elementos químicos emitindo radiação. A pressão de radiação impede o colapso gravitacional e as ondas eletromagnéticas que os astrônomos detectam chegam após a interação com o fluido estelar e o meio que nos separa. Por isso, é importante entender como a radiação eletromagnética interage com a matéria e como se propaga.

Devido a sua alta temperatura e densidade, estrelas podem ser estudadas através da aproximação por um corpo negro. Corpo negro é definido como um meio ou substância que absorve toda energia incidente sobre ele, nenhuma parte da radiação incidente é refletida ou transmitida. Logo, toda radiação emitida é função da temperatura. As partículas contidas e a radiação estão em equilíbrio termodinâmico. Todo o processo de emissão é balanceado por um processo de absorção. A intensidade¹ é constante no caminho $\frac{dI_\nu}{ds} = 0$. No entanto, aproximar a um Corpo Negro é um caso ideal e devem ser consideradas correções. Os principais desvios espectrais que diferem estrelas de um corpo negro se dão principalmente por quatro processos de absorção: troca de orbital eletrônico, fotoionização, radiação Bremsstrahlung e espalhamento Thomson.

Nesta seção será feito um estudo geral das equações de transporte radiativo, baseado em [Rybicki e Lightman \(1985\)](#), a fim de entender como a radiação Bremsstrahlung evolui em um sistema astrofísico.

¹ A intensidade luminosa é a medida diferencial da potência luminosa emitida por uma fonte em uma dada direção diferencial.

5.1 Fluxo de Intensidade

A quantidade de energia que passa por uma área em um dado tempo é diretamente proporcional à variação da área e à variação do tempo $E = FdAdt$. A quantidade que iguala essa proporcionalidade é conhecida como Fluxo

$$F \equiv \frac{E}{dAdt}, \quad (5.1)$$

sendo definido como a energia carregada por todos os raios em uma certa área.

Não faz sentido definir a quantidade de energia transportada por apenas um raio, já que a aproximação macroscópica exige um tratamento estatístico. Um raio apenas não carregaria energia; para podermos tratar o problema de forma diferencial deve-se, então, definir uma nova quantidade. Considerando uma pequena área, onde os raios estejam muito próximos, em um intervalo pequeno para uma pequena variação de frequência, a energia total desta pequena região

$$dE = I_\nu dAdtd\Omega d\nu, \quad (5.2)$$

onde I_ν é a intensidade específica, que é a quantidade de energia em um pequeno volume, em um intervalo de tempo para uma certa frequência.

Consideremos o caso em que raios passam por um gás nos quais alguns são absorvidos por átomos em uma região de volume $V = S\Delta x$, onde S é uma área transversal e Δx uma variação de profundidade. A intensidade I deve variar $I_f = I_i + \Delta I$. Caso não hajam fontes, $\Delta I < 0$, já que os raios só poderão ser absorvidos e não gerados. Considerando uma seção transversal, σ , proporcional a uma probabilidade de absorção, pois se houver um átomo em uma região, a probabilidade de que um fóton passe pela região em que ele está é σ/S :

$$P = -\frac{\Delta I}{I} = \frac{\sigma}{S}. \quad (5.3)$$

Para diversos átomos, a probabilidade total de absorção será a seção transversal vezes o número de átomos, ou seja, o número de partículas absorvendo no volume

$$N = nS\Delta x, \quad (5.4)$$

onde n é a densidade. Assim,

$$\frac{\Delta I}{I} = -\frac{N\sigma}{S} = -n\sigma\Delta x. \quad (5.5)$$

De forma diferencial, quando a variação for muito pequena, podemos escrever

$$\frac{dI}{I} = -n\sigma dx. \quad (5.6)$$

Se n e σ não dependem de x

$$\ln I = -n\sigma x + C. \quad (5.7)$$

Sendo $I = I_0$ em $x = 0$,

$$I(x) = I_0 e^{-n\sigma x}. \quad (5.8)$$

5.2 Profundidade ótica

Neste caso, o único processo sendo considerado é a absorção. Caso $n = n(x)$, pode-se definir o número total de partículas absorvendo na região,

$$N(x) = \int_0^x n(x')dx. \quad (5.9)$$

A profundidade ótica é então definida como

$$\tau(x) = \sigma \int_0^x n(x')dx' = \sigma N(x). \quad (5.10)$$

τ nos diz o quanto da intensidade de luz é atenuada pela interação. Se $n = cte$, $\tau(x) = n\sigma x$. Em termos de profundidade ótica podemos escrever a intensidade

$$I(x) = I_0 e^{-\tau(x)}. \quad (5.11)$$

Assim, se $\tau \ll 1$ o meio é transparente, caso $\tau \gg 1$ o meio é opaco.

O livre caminho médio de um raio, antes de ser absorvido em um gás pode ser escrito como

$$\langle x \rangle = \frac{\int_0^x x e^{-n\sigma x} dx}{\int_0^x e^{-n\sigma x} dx} = \frac{1}{n\sigma}. \quad (5.12)$$

O livre caminho médio é a distância na qual τ varia de $\tau = 0$ a $\tau = 1$. O fluxo, em meios simétricos, pode ser escrito como diretamente proporcional à intensidade

$$F = \int I \cos \theta d\omega \propto I. \quad (5.13)$$

Assim,

$$\frac{F}{F_0} = \frac{I}{I_0}, \quad (5.14)$$

e

$$F = F_0 e^{-\tau} = F_0 e^{-n\sigma r}. \quad (5.15)$$

5.3 Emissão e Absorção

Quando raios interagem com a matéria a energia pode ser emitida ou absorvida. Podemos definir um coeficiente de emissão,

$$dI_\nu = j_\nu ds. \quad (5.16)$$

E um coeficiente de absorção,

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds. \quad (5.17)$$

A emissão e a absorção variando a intensidade dos raios pode ser escrita como,

$$dI_\nu = j_\nu ds - \alpha_\nu I_\nu ds. \quad (5.18)$$

Para entender como a intensidade se altera no caminho podemos escrever

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu, \quad (5.19)$$

$$\frac{dI_\nu}{\alpha_\nu ds} = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} - I_\nu. \quad (5.20)$$

Podemos definir $d\tau_\nu \equiv \alpha_\nu ds$. Para determinar a intensidade específica Bremsstrahlung para cada frequência, utilizaremos a equação de transporte radiativo

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu, \quad (5.21)$$

onde S_ν é a função de fonte, que é definida pela razão entre os coeficientes de emissão e absorção

$$S_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}. \quad (5.22)$$

Esta equação tem solução conhecida da forma

$$I_\nu(\tau_\nu) = S_\nu + (I_\nu(0) - S_\nu)e^{-\tau_\nu}. \quad (5.23)$$

5.4 Radiação Bremsstrahlung

A função que define os coeficientes de emissão e absorção depende do tipo de radiação. Para Bremsstrahlung, no sistema CGS de unidade, temos

$$j = \frac{6,8}{4\pi} \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} G, \quad (5.24)$$

$$\alpha = 3,7 \times 10^8 T^{-1/2} \frac{Z^2 n_e n_i}{\nu^3} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) G. \quad (5.25)$$

Onde Z é o número atômico, n_e e n_i são, respectivamente, a densidade de elétrons e a densidade de íons, ν é a frequência, G é um fator de correção quântico conhecido como Fator de Gaunt, e as outras variáveis têm seu significado usual.

Para ter o fluxo de rede² total do sistema, devemos integrar a intensidade específica por toda a área transversa.

$$F_\nu = \frac{1}{D^2} \int I_\nu \cos\theta d\omega. \quad (5.26)$$

O fluxo total, então, deve ser integrado sobre todas as frequências

$$F = \int F_\nu d\nu. \quad (5.27)$$

² Fluxo de rede é o fluxo para cada comprimento de onda.

5.5 Código de Transporte Radiativo: Bremsstrahlung

Como vimos na Equação 5.23, podemos escrever a evolução numérica de I_ν como

$$I[i + 1] = \frac{j}{\alpha} + (I[i] - \frac{j}{\alpha})e^{-\tau}. \quad (5.28)$$

A partir de uma distribuição numérica de densidade, $n(r)$, e temperatura $T(r)$, podemos evoluir a intensidade $I(\nu)$ para uma faixa de frequências na direção de i , que é o elemento de iteração entre as células. Para uma distribuição bidimensional, por exemplo, são calculados os valores em cada i e posteriormente em cada j e a mesma lógica se aplica para mais dimensões.

O código criado é composto de três módulos principais: o primeiro módulo faz o cálculo da emissão em uma célula. O segundo módulo utiliza a simetria esférica do sistema para transformar os resultados unidimensionais do código *Mezcal* em uma região tridimensional, aplicando o primeiro módulo em cada uma das células desta nova malha e projetando na direção da linha de visada de um observador na terra. O terceiro módulo do código é o módulo de paralelização, que distribui os cálculos independentes em diferentes núcleos do processador do computador, para que os resultados sejam gerados mais rapidamente.

Para testar o código criado foi reproduzido um exemplo do livro de Ghisellini (2013). Foi calculada a intensidade em função da frequência para emissão em Bremsstrahlung de uma região esférica variando a distribuição de densidade. A variação de densidade foi de 10^{10} partículas cm^{-3} até 10^{18} partículas cm^{-3} . Cada curva das imagens da Figura 20 representa uma densidade diferente. A temperatura para todos os casos foi constante em 10^7 K.

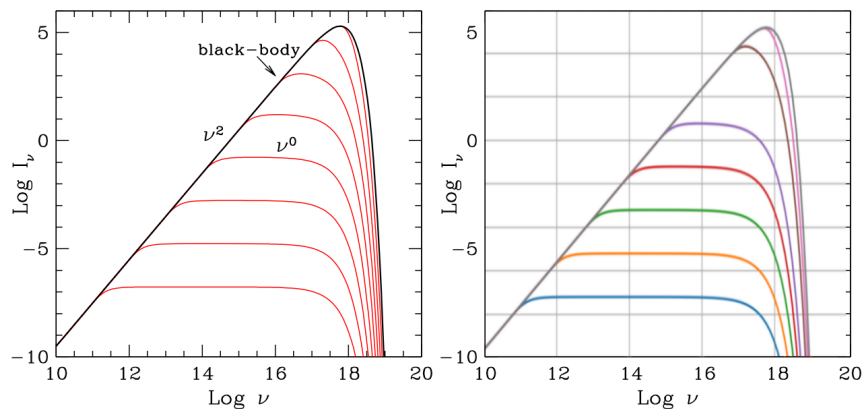


Figura 20 – Intensidade por frequência em escala logarítmica. À esquerda imagem extraído de Ghisellini (2013). À direita resultado do código em python.

Como se pode ver na Figura 20, os resultados são muito próximos, mostrando que o código reproduz resultados encontrados na literatura. Ambos os resultados mostram que a

medida que a densidade aumenta, o comportamento da intensidade em função da frequência se aproxima ao comportamento de um corpo negro. Este é um resultado esperado já que a medida que se aumenta a densidade de um meio, também se aumenta a taxa colisional das partículas. Assim, quanto mais denso o meio, mais rápido as partículas trocam de energia e entram na partição mais provável encontrando o equilíbrio termodinâmico. No caso de um meio muito denso isso faz com que se aproxime do comportamento de um corpo negro, pois quando um corpo está em completo equilíbrio térmico, toda sua emissão é térmica e será função da temperatura.

Parte III

Resultados e Discussão

6 Resultados

Os resultados deste trabalho são divididos em duas partes principais. Primeiro foram feitas simulações hidrodinâmicas da SN 2014c, desde a explosão da progenitora até a interação com uma casca esférica proposta por [Margutti et al. \(2017\)](#). Posteriormente, foi criado um código para o cálculo do transporte radiativo emitido devido à radiação Bremsstrahlung que utiliza os resultados das simulações hidrodinâmicas, feitos com o código *Mezcal*, para calcular o fluxo de rede, o fluxo total e diversos outros parâmetros, para cada quadro de evolução dos resultados das simulações hidrodinâmicas. Neste capítulo serão apresentados alguns resultados que resumem as simulações e os cálculos de transporte radiativo, ressaltando as principais características encontradas.

6.1 Simulações hidrodinâmicas

As simulações hidrodinâmicas são compostas por duas partes principais utilizando as condições iniciais discutidas no capítulo 4.2. Primeiro foi realizada uma simulação da propagação da onda de choque no interior da progenitora da SN 2014c e, utilizando o último quadro de evolução da simulação do interior da progenitora como condição inicial, foi feita uma segunda simulação que evolui a onda de choque que interage e com uma camada externa de hidrogênio.

6.1.1 Análise dos Níveis de Refinamento

O código *Mezcal* é um código de malha adaptativa. Isso significa que quando há gradientes nas grandezas físicas das simulações, o código pode aumentar a resolução da malha localmente, para garantir que não se perca informações, como discutido na seção 4.2. Foram realizados testes com o nível de refinamento das simulações para encontrar o nível de refinamento no qual os resultados começam a convergir.

6.1.1.1 Níveis de Refinamento Internos

Nesta seção serão mostrados distribuições de densidade em função do raio para quatro diferentes níveis de refinamento. A Figura 21 mostram o último quadro da simulação interna para respectivamente 16, 18, 20 e 22 níveis de refinamento da malha. Como podemos ver pelas distribuições, na Figura 21 as simulações variam muito entre 16 e 18 níveis, mas entre 20 e 22 a propagação da onda de choque se mantém quase constante.

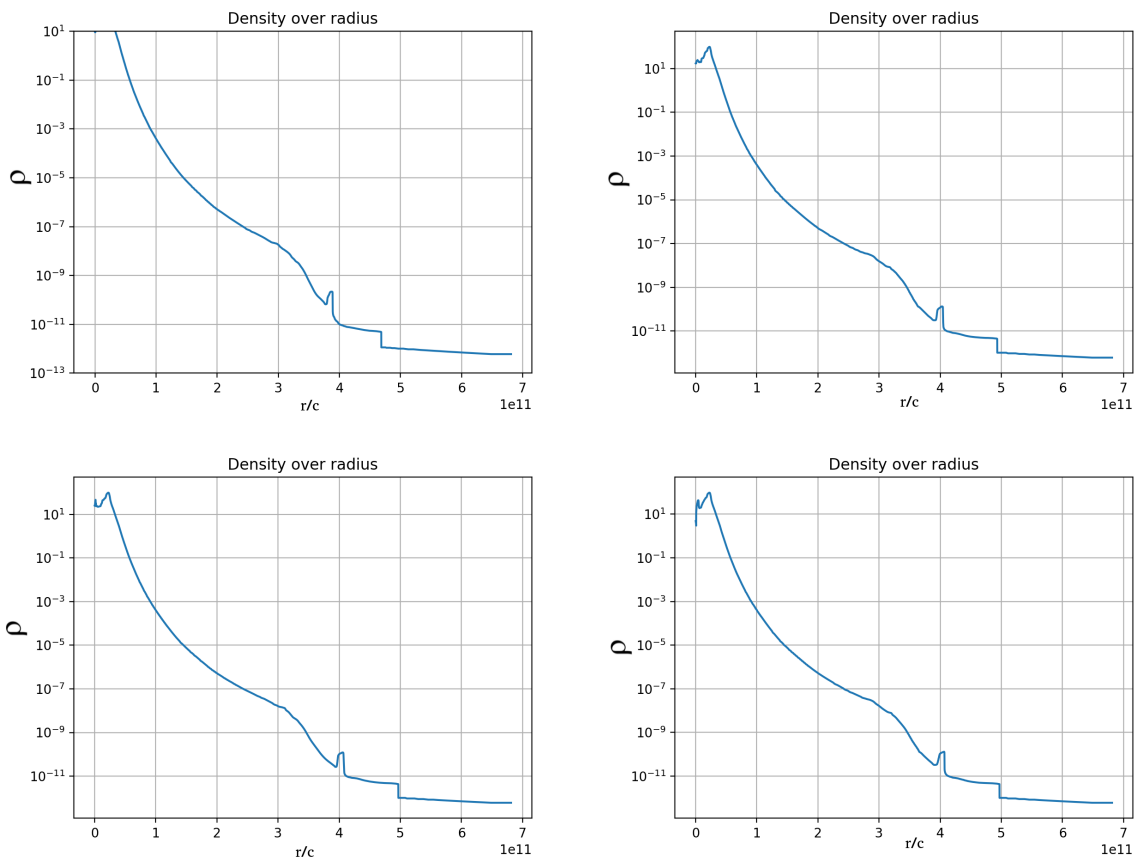


Figura 21 – Distribuição de densidade por raio com respectivamente 16 (esquerda superior), 18 (direita superior), 20 (esquerda inferior) e 22 (direita inferior) níveis de refinamento. Último quadro da simulação hidrodinâmica interna.

6.1.1.2 Níveis de Refinamento Externos

Nesta seção serão mostrados distribuições de densidade em função do raio para o último quadro da simulação hidrodinâmica para cinco diferentes níveis de refinamento. A Figura 22 é uma comparação entre simulações com 16, 18, 20 e 22 níveis de refinamento. A Figura 23 é uma comparação entre simulações com 22 níveis e 24 níveis de refinamento, onde os resultados finais convergiram. Inicialmente se vê que a variação dos níveis de refinamento altera bastante o resultado final da simulação, no entanto, na Figura 23 se verifica que a distribuição de densidade converge, mostrando que mais níveis de refinamento não são necessários.

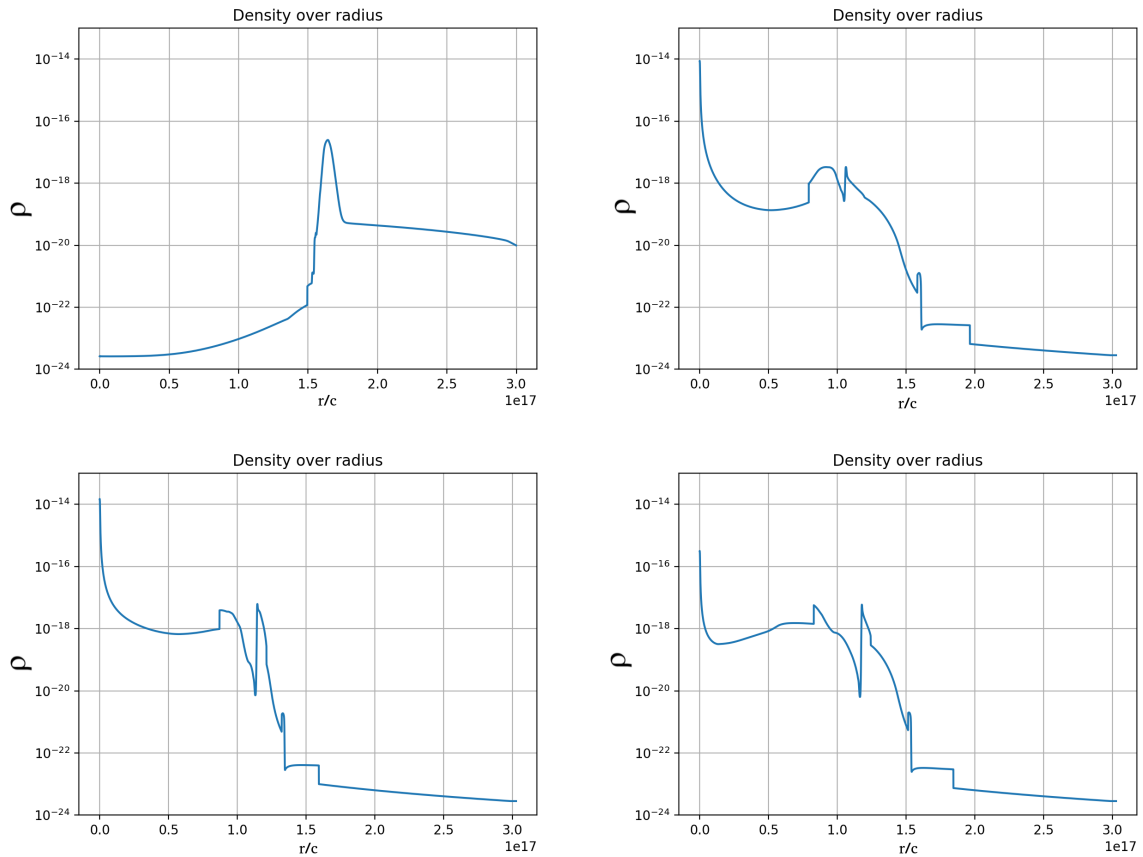


Figura 22 – Comparação entre níveis de refinamento para distribuições de densidade em função do raio para o último quadro da simulação externa da onda de choque da SN 2014c. À esquerda superior temos a imagem com 16 níveis de refinamento, à direita superior a distribuição com 18 níveis de refinamento, à esquerda inferior temos a imagem com 20 níveis de refinamento, à direita inferior a distribuição com 22 níveis de refinamento.

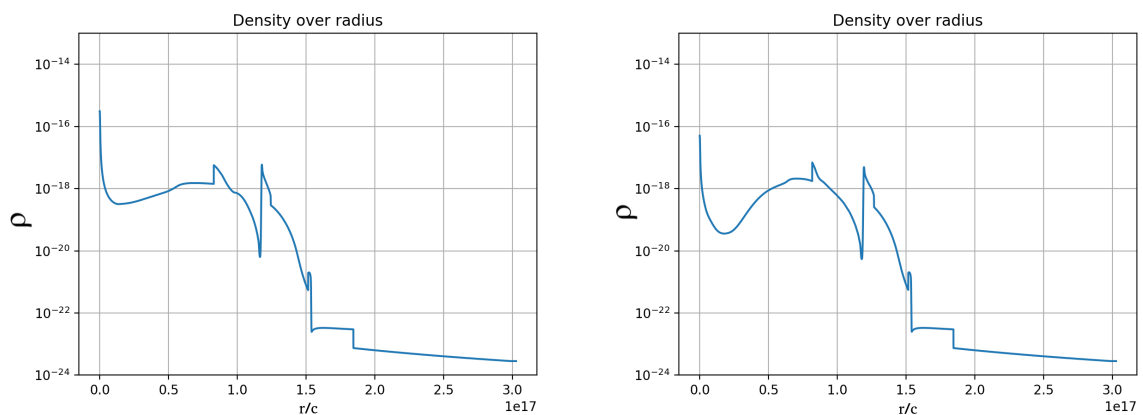


Figura 23 – Comparação entre níveis de refinamento para distribuições de densidade em função do raio para o último quadro da simulação externa da onda de choque da SN 2014c. À esquerda temos a imagem com 22 níveis de refinamento, à direita a distribuição com 24 níveis de refinamento.

6.1.2 Simulação da onda de choque interna

Nesta seção será mostradas distribuições de densidade em função do raio, que são os resultados das simulações da propagação da onda de choque no interior da progenitora da SN 2014c. A simulação foi realizada utilizando o modelo de [Heger, Langer e Woosley \(2000\)](#) para estrelas com $25 M_{\odot}$. A densidade nas imagens é a densidade numérica de partículas, ou seja, a quantidade de partículas por unidade de volume. A distância radial está em centímetros. A Figura 24 mostra a evolução da onda de choque ao longo do raio. A última imagem da Figura 24 é o último quadro simulado que serve como condição inicial para o início da simulação externa à progenitora.

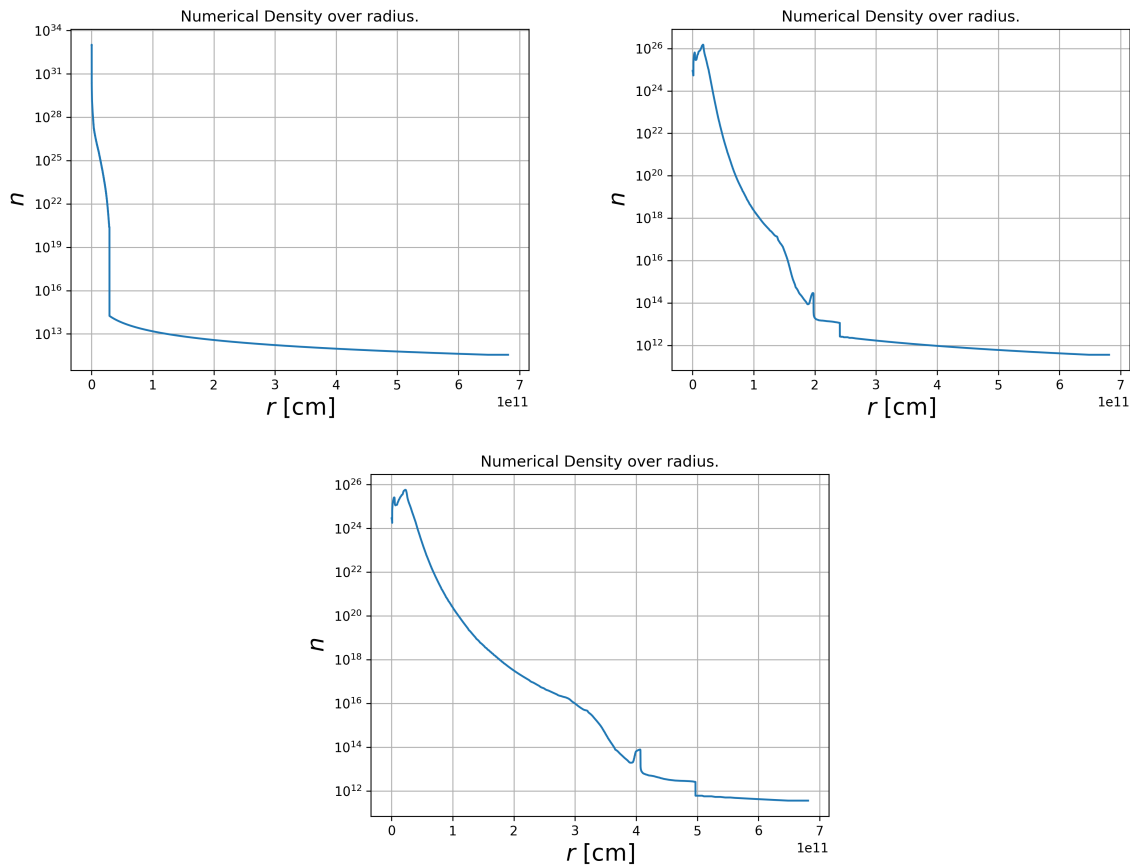


Figura 24 – À esquerda superior a imagem representa o primeiro quadro de distribuição de densidade em função do raio. À direita superior a imagem mostra um quadro intermediário da simulação da propagação da onda de choque interna, mostrando a densidade em função do raio. Embaixo é representado o último quadro de da simulação. É o resultado da simulação do início da SN 2014c dentro da região de sua progenitora.

6.1.3 Simulação da onda de choque externa

Após fazer a simulação da propagação da onda de choque interna, foi realizada uma simulação, utilizando o quadro representado pela Figura 24 como condição inicial para evoluir a onda de choque na região exterior à progenitora. Nesta seção serão mostrados quadros de evolução da onda de choque representados pela distribuição de densidade em função do raio e também a evolução da temperatura em função do raio.

6.1.3.1 Densidade por raio

Neste seção será mostrada alguns tempos da evolução da distribuição de densidade por raio da simulação externa à progenitora. Na imagem 25 podemos ver os primeiros quadros da simulação, onde a esquerda vemos a configuração inicial antes da passagem da onda de choque e à direita vemos a onda de choque quase interagindo com a casca esférica que está inicialmente na posição de $r = 6 \times 10^{16}$ cm.

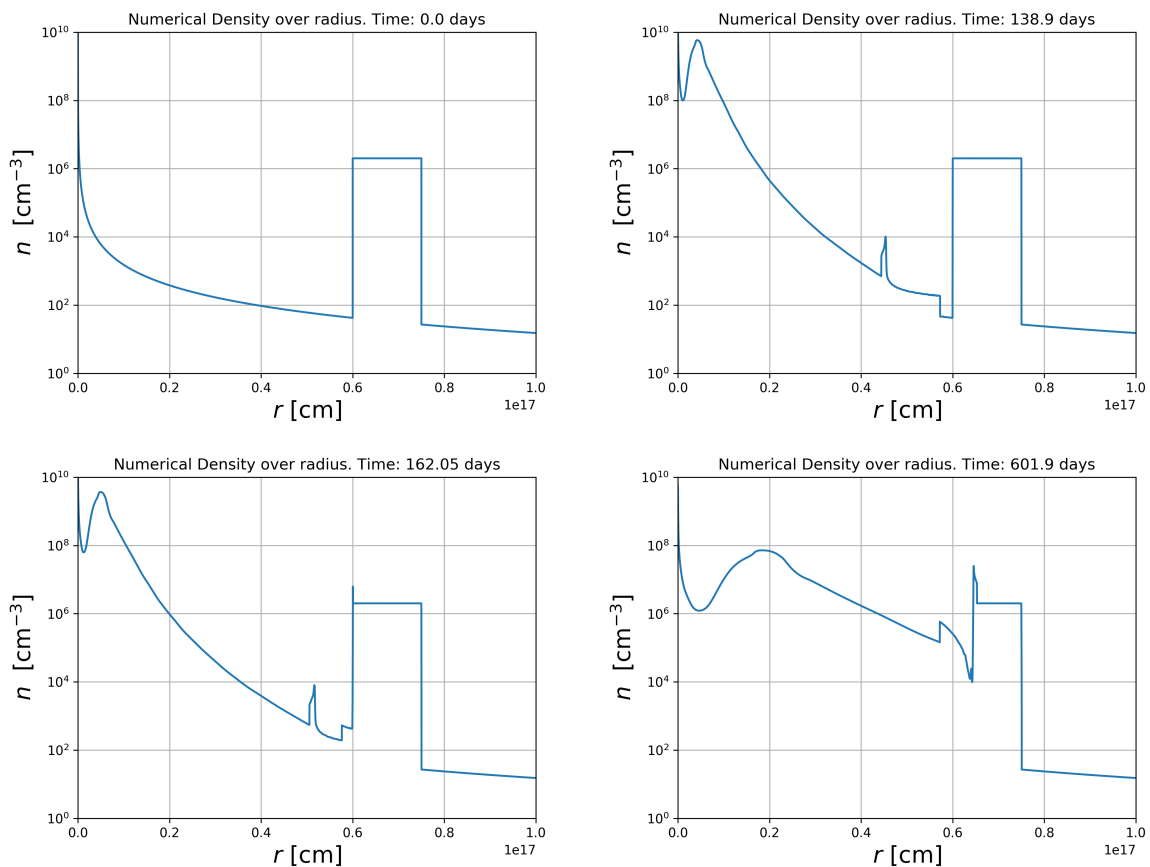


Figura 25 – Distribuição de densidade dos dias 0 e 602. Vemos os quadros da simulação externa com a casca esférica iniciando em $r = 6 \times 10^{16}$ cm.

Podemos identificar a interação entre a onda de choque e a casca esférica, onde se vê que inicialmente a densidade começa a aumentar a medida que a onda de choque chega. Também se vê o início de uma onda de refração causada pela interação entre o choque o

meio muito mais denso. Posteriormente se vê que a densidade na região da casca aumenta e a casca é levemente empurrada.

Na Figura 26 podemos comparar o quadro com 602 dias, onde a casca esférica não está totalmente desfeita, com o quadro com 1041 dias, quando a onda de choque já deformou totalmente a casca esférica e consegue passar para a região menos densa, saindo do outro lado da distribuição.

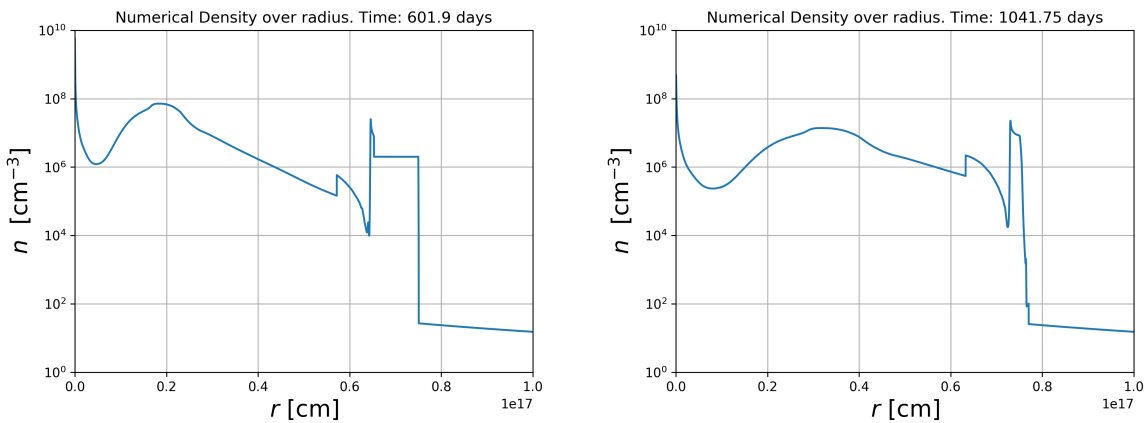


Figura 26 – À esquerda se vê a distribuição de densidade com a onda de refração e à direita, o quadro da simulação com 1041 dias, podemos ver a casca deformada após interação e a onda de choque vencendo o meio mais denso.

6.1.3.2 Temperatura por raio

Neste seção serão mostrados os mesmos quadros da seção anterior, no entanto no lugar da distribuição de densidade, será mostrada uma distribuição de temperatura em função do raio. A análise da temperatura é importante pois está fortemente ligada à emissão. Segundo [Margutti et al. \(2017\)](#), o melhor modelo de emissão em raio X se dá por temperaturas entre 18 keV e 20 keV, em torno de $T = 10^8$ K.

Na Figura 27, vemos os mesmos quadros da Figura 25, mas para temperatura. Inicialmente à esquerda, se vê que a temperatura do meio é a temperatura ambiente para o vento do meio estelar, em torno de $T = 10^3$ K. Mas a medida que a onda de choque da SN evolui, vemos à direita da Figura 27 que a temperatura aumenta consideravelmente passando de 10^{10} K.

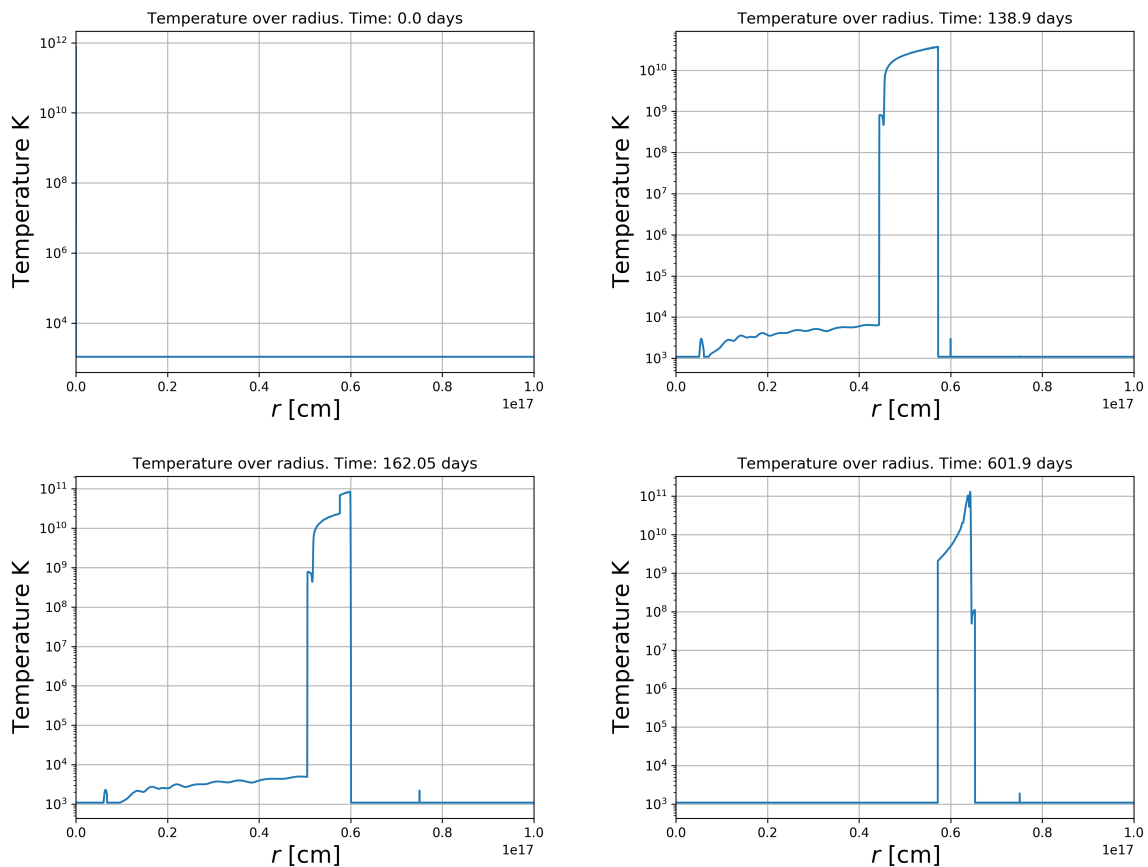


Figura 27 – Distribuição de temperatura por raio. Quadro de 0 dias e quadro de 602 dias. Vemos o primeiro quadro da simulação com 0 dias, 139 dias, 162 dias e 602 dias. Onde inicialmente a temperatura se dá em torno de 10^3 . A medida que o sistema evolui é possível verificar o incremento na temperatura passando de 10^{10} K.

O início da interação entre a onda de choque se dá no quadro equivalente a 162 dias de simulação. Na Figura 27, podemos ver que há um pico de temperatura na região de interação, pois há uma colisão entre a onda de choque e o material do meio mais denso. Na

imagem correspondente a 602 dias de simulação, vemos claramente a criação da frente de choque, um pico menor em torno de $T = 10^8$ K, esta região segundo o modelo de [Margutti et al. \(2017\)](#), é a região que emite os dados observados. Atrás da frente de choque há um pico de temperatura em torno de 10^{11} K e uma queda, correspondente a temperatura do choque reverso.

Posteriormente podemos ver comparando as imagens da Figura 28, que a frente de choque se acentua assim como a onda de refração gerada pela interação com o meio mais denso. Após a interação, a emissão, segundo o modelo de [Margutti et al. \(2017\)](#), vem da frente de choque, região onde a temperatura ainda se encontra próxima a 10^8 K.

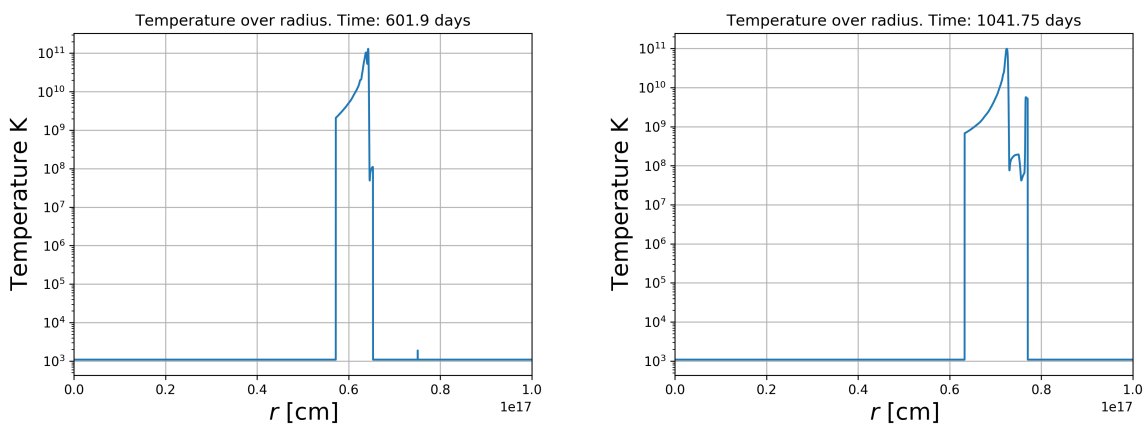


Figura 28 – Distribuição de temperatura por raio. À esquerda se verifica a formação de uma frente de choque, onda de refração e um choque reverso que, à direita, é completamente acentuado. A emissão, na imagem a direita, se dá claramente pelo choque reverso e não mais pela frente de choque.

6.2 Cálculo de Bremsstrahlung

Utilizando os quadros simulados por *Mezcal*, foi criado o código de transporte radiativo que calcula a radiação Bremsstrahlung, discutido na seção 5.5. Nesta seção será mostrado a distribuição do fluxo de rede para os principais quadros mostrados nas seções anteriores. O intervalo de frequência está limitado pelo intervalo de frequência observado para que se possam fazer comparações. Posteriormente será mostrado uma comparação com os dados observados.

6.2.1 Fluxo de rede

Na Figura 29, podemos ver o fluxo de rede correspondentes aos tempos com respectivamente 140 e 162 dias da simulação. Logo antes da interação o fluxo integrado é de aproximadamente $1,9 \times 10^{-9}$ Jy¹. No primeiro quadro de interação é possível ver um aumento considerável no fluxo integrado para 2×10^{-4} Jy. Isto mostra que a interação entre a onda de choque e o meio mais denso aumenta consideravelmente o fluxo neste intervalo de frequências.

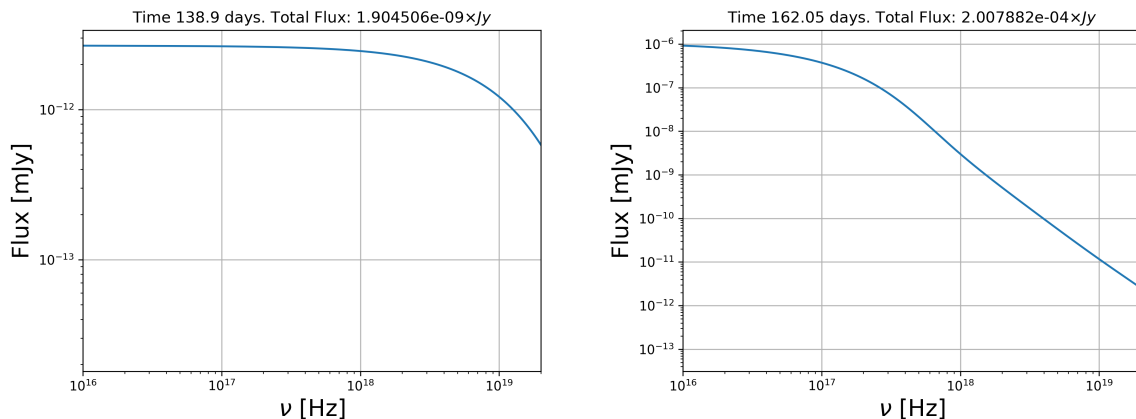


Figura 29 – Fluxo de rede de emissão Bremsstrahlung para os quadros da simulação de *Mezcal* com 140 dias e 162 dias. À esquerda temos a distribuição do fluxo de rede com 140 dias, logo antes da interação com a casca esférica. À direita temos a distribuição com 162 dias, primeiro quadro onde há interação com casca esférica.

Na Figura 30 vemos o quadro, calculado a partir das simulações do código *Mezcal*, que melhor se encaixa com os dados observados por [Margutti et al. \(2017\)](#).

Para melhor comparar os dados foi criada uma imagem composta com os resultados de [Margutti et al. \(2017\)](#) para que se visualize o quão bem os resultados se encaixam. É possível ver na Figura 31 o fluxo de rede para 396 dias, quando segundo o autor a

¹ O jansky, ou Jy, é uma unidade usada em Astronomia para medir densidade de fluxo. O nome da unidade se dá por Karl Jansky, que em 1932 detectou pela primeira vez ondas de rádio emitidas pela Via Láctea. A unidade corresponde $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

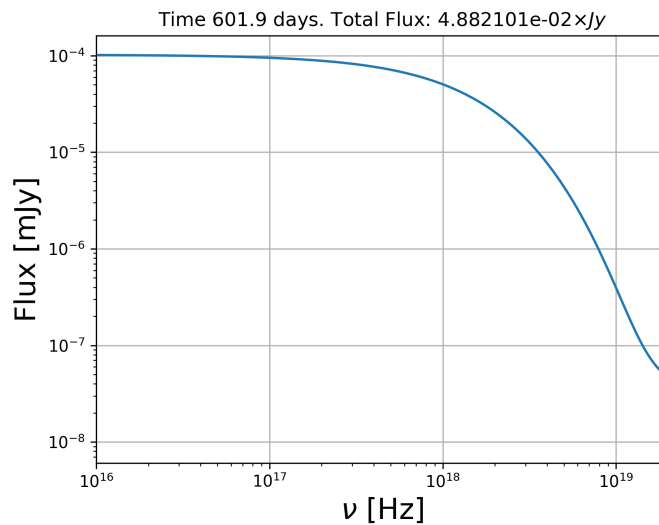


Figura 30 – Fluxo de rede para 602 dias de simulação. A imagem mostra o quadro que melhor representa os dados observados por [Margutti et al. \(2017\)](#).

emissão ocorreu. No entanto os dados da simulação que melhor se encaixam com os dados observados são os de 598 dias de simulação. As curvas obtidas através do código apresentam o comportamento característico da emissão livre livre, sendo mais auto-absorvida em maiores frequências. A divergência de comportamento entre as curvas nas regiões tracejadas e os dados observados se dá pois não foi considerada a absorção que se dá entre elétrons ligados e livres.

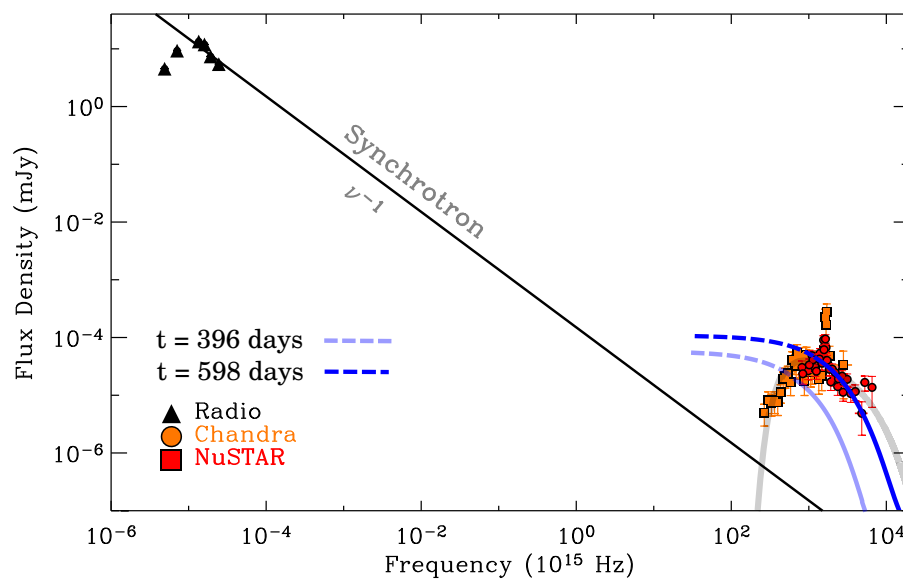


Figura 31 – Comparação entre o fluxo de rede observado e o calculado a partir das simulações com o código criado. O fluxo de rede que melhor se encaixa com os dados observados é em torno de 602 dias de simulação.

7 Discussão de Resultados e Conclusões

Neste capítulo será apresentada uma breve discussão de resultados e as conclusões obtidas através de análises dos resultados obtidos.

7.1 Discussão de Resultados

Neste capítulo será realizada uma discussão dos resultados apresentados no Capítulo 6. Foram realizadas simulações da SN 2014c, utilizando as observações, estimativas e suposições realizadas por [Margutti et al. \(2017\)](#).

Na seção 6.1.1 foram realizados testes variando o nível de refinamento das malhas. Os resultados dos últimos quadros de simulação de diferentes níveis de refinamento mostraram que as simulações convergem até que não hajam variações significativas nos resultados finais após a interação. O valor do nível de refinamento ideal encontrado para a simulação interna foi de 22, já para a simulação externa 24. Assim, tais níveis de refinamento foram utilizados para as simulações e para os resultados apresentados posteriormente.

Com os níveis de refinamento ideais foram realizadas simulações hidrodinâmicas. Na seção 6.1.2, foi apresentada a simulação externa. Utilizando o modelo de [Heger, Langer e Woosley \(2000\)](#) para progenitoras de 25 massas solares foi criada no interior da estrela com energia cinética suficiente para gerar a onda de choque estimada por [Margutti et al. \(2017\)](#). A onda de choque passa pelo perfil de densidade da estrela até a região mais externa, onde se propaga. O último quadro da simulação foi utilizado como condição inicial para realizar uma simulação da propagação da onda de choque na região externa à a progenitora.

Na seção 6.1.3, são mostrados os resultados da evolução da onda de choque no meio externo à progenitora e também a interação da onda de choque com uma casca esférica mais densa na posição $r = 6 \times 10^{16}$ cm. Nesta seção, são mostradas imagens de distribuições de densidade e de temperatura. Os resultados encontrados mostram que a onda de choque interage com o meio mais denso criando regiões distintas de densidade com também diferentes temperaturas. Inicialmente a emissão se dá devido a frente de choque que apresenta temperatura próxima à estimada por [Margutti et al. \(2017\)](#). Posteriormente é criada uma onda de refração e um choque reverso gerado pelo material em alta velocidade sendo freado pela interação com um material mais lento e mais frio. São formadas regiões de convecção, onde o material na área de descontinuidade de densidade é desacelerado e acumulado em uma região anterior a frente de choque. Após a interação com a casca esférica a região com temperatura que se encaixa com o modelo é a do choque reverso,

sendo a região responsável pela emissão.

Então, são mostrados os cálculos realizados para o fluxo de rede devido à radiação Bremsstrahlung. Na seção 6.2 é possível ver como a interação entre a onda de choque e o meio mais denso aumenta consideravelmente a radiação emitida. A radiação Bremsstrahlung se dá devido à variação de velocidade das cargas livres do material energizado. Esta radiação é característica deste tipo de interação, pois a colisão entre as partículas com velocidades distintas desacelera cargas que, então, emitem. Posteriormente se vê a imagem que melhor se encaixa com os dados observados. Diferente do estimado por [Margutti et al. \(2017\)](#), a emissão nas simulações se dá 602 dias após o início da SN. Os autores detectaram os dados observados 396 dias após o início das simulações.

7.2 Conclusões

A partir das questões até então expostas pode-se tirar conclusões importantes. Os autores ([Margutti et al., 2017](#)) fizeram simples estimativas e suposições que, salvo a diferença entre os dias simulados e observados, apresentam grande acurácia. Existem diversos parâmetros livres que os autores não puderam determinar com exatidão, e estes podem ser os principais responsáveis pela divergência entre as simulações e as observações. Características como o perfil de densidade e posição podem ser alterados para encontrar valores mais próximos aos observados. Por exemplo, caso a casca esteja mais próxima da progenitora, ou tenha uma massa diferente, diferentes distribuições de fluxo serão observadas em diferentes dias simulados.

No entanto pode-se concluir que as estimativas e suposições realizadas pelos autores podem explicar o evento observado de maneira impressionante, mostrando que o entendimento atual da evolução estelar e também da classificação de Supernovae precisa ser aprimorado. Segundo as observações de [Margutti et al. \(2017\)](#), corroboradas por este trabalho, o histórico de perda de massa estelar é algo mais complexo do que é apresentado pela literatura atual. Estrelas podem perder parte das camadas externas em períodos antes da explosão, fazendo com que a onda de choque interaja com tais regiões ejetadas posteriormente.

Existem duas grandes contribuições científicas desta dissertação para o estudo deste tipo de eventos. Primeiro, a ideia de que a interação com a onda de choque emita radiação que pode ser posteriormente analisada para que se possa estudar as camadas ejetadas pela progenitora, nos fornecendo assim uma importante ferramenta para entender o interior estelar. Segundo, uma evidência clara de que o sistema atual de classificação de SNe precisa ser atualizado, pois uma classificação puramente espectroscópica nos mostra dois tipos distintos SNe para um mesmo evento. A SN 2014c pode ser classificada como Tipo I no período antes da interação com a casca esférica e, caso observada após a interação com a

casca, seria classificada como Tipo II devido à presença de hidrogênio.

Referências

- Alsabti, A.; Murdin, P. *Handbook of Supernovae*. Springer International Publishing, 2017. (Handbook of Supernovae). ISBN 9783319218458. Disponível em: <https://books.google.com.mx/books?id=JY_RsgEACAAJ>. Citado 4 vezes nas páginas 4, 5, 13 e 14.
- Branch, D.; WHEELER, J. *Supernova Explosions*. Springer Berlin Heidelberg, 2017. (Astronomy and Astrophysics Library). ISBN 9783662550526. Disponível em: <https://books.google.com.mx/books?id=_pOQtAEACAAJ>. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- da Silva, L. A. L. The classification of supernovae. , v. 202, p. 215–236, abr. 1993. Citado na página 9.
- De Colle, F. et al. Gamma-Ray Burst Dynamics and Afterglow Radiation from Adaptive Mesh Refinement, Special Relativistic Hydrodynamic Simulations. *apj*, v. 746, p. 122, fev. 2012. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 30.
- Ghisellini, G. *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*. Springer International Publishing, 2013. (Lecture Notes in Physics). ISBN 9783319006123. Disponível em: <<https://books.google.com.mx/books?id=Ffi6BQAAQBAJ>>. Citado na página 39.
- Heger, A.; Langer, N.; Woosley, S. E. Presupernova evolution of rotating massive stars. i. numerical method and evolution of the internal stellar structure. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 528, n. 1, p. 368–396, jan 2000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086%2F308158>>. Citado 3 vezes nas páginas 31, 46 e 53.
- Janka, H.-T. et al. Core-collapse supernovae: Reflections and directions. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, v. 2012, n. 1, 12 2012. ISSN 2050-3911. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/ptep/pts067>>. Citado 2 vezes nas páginas 4 e 10.
- Kim, M. et al. Supernova 2014C in NGC 7331 = Psn J22370560+3424319. *Central Bureau Electronic Telegrams*, v. 3777, jan. 2014. Citado na página 19.
- Margutti, R. et al. Ejection of the massive hydrogen-rich envelope timed with the collapse of the stripped SN 2014c. *The Astrophysical Journal*, American Astronomical Society, v. 835, n. 2, p. 140, jan 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847%2F1538-4357%2F835%2F2%2F140>>. Citado 17 vezes nas páginas 9, 11, 3, 19, 21, 22, 23, 24, 25, 29, 43, 49, 50, 51, 52, 53 e 54.
- Milisavljevic, D. et al. METAMORPHOSIS OF SN 2014c: DELAYED INTERACTION BETWEEN a HYDROGEN POOR CORE-COLLAPSE SUPERNOVA AND a NEARBY CIRCUMSTELLAR SHELL. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 815, n. 2, p. 120, dec 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F815%2F2%2F120>>. Citado 5 vezes nas páginas 9, 11, 21, 22 e 29.
- Provencal, J. L. et al. Testing the white dwarf mass-radius relation with Hipparcos. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 494, n. 2, p. 759–767, fev 1998. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086%2F305238>>. Citado na página 12.

Rybicki, G. B.; LIGHTMAN, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*. New York, NY: Wiley, 1985. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/847173>>. Citado na página 35.

Schneider, V. et al. New algorithms for ultra-relativistic numerical hydrodynamics. *Journal of Computational Physics - J COMPUT PHYS*, v. 105, p. 92–107, 03 1993. Citado na página 31.

Zhang, B. *The Physics of Gamma-Ray Bursts*. Cambridge University Press, 2018. ISBN 9781107027619. Disponível em: <<https://books.google.com.mx/books?id=pya2twEACAAJ>>. Citado na página 9.