



MINISTÉRIO DA
**CIÊNCIA, TECNOLOGIA,
INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES**



ANÁLISE COMPARATIVA DE MODELOS DE EXPLOSÃO DE SUPERNOVAS
ATRAVÉS DO GÁS INTRA-AGLOMERADO E SEU IMPACTO NOS
MECANISMOS DE AQUECIMENTO CENTRAL DE GRUPOS FÓSSEIS DE
GALÁXIAS

Rebeca Maria Batalha de Melo

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTI, como parte dos requisitos necessários à obtenção do Título de Doutor em Astronomia.

Orientador: Renato de Alencar Dupke

Rio de Janeiro
Outubro de 2022

ANÁLISE COMPARATIVA DE MODELOS DE EXPLOSÃO DE SUPERNOVAS
ATRAVÉS DO GÁS INTRA-AGLOMERADO E SEU IMPACTO NOS
MECANISMOS DE AQUECIMENTO CENTRAL DE GRUPOS FÓSSEIS DE
GALÁXIAS

Rebeca Maria Batalha de Melo

TESE SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL/MCTI COMO PARTE
DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
DOUTOR EM ASTRONOMIA.

Examinada por:

Prof. Dr. José Eduardo Telles, Ph.D.

Prof. Dr. Jailson de Souza de Alcaniz, Ph.D.

Prof. Dr. Gastão César Bierrenbach Lima Neto, Ph.D.

Prof. Dr. Raimundo Lopes de Oliveira Filho, Ph.D.

Prof. Dra. Yolanda Jiménez Teja, Ph.D.

Prof. Dra. Simone Daflon dos Santos, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
OUTUBRO DE 2022

Batalha de Melo, Rebeca Maria

Análise Comparativa de Modelos de Explosão de Supernovas através do Gás Intra-aglomerado e seu impacto nos Mecanismos de Aquecimento Central de Grupos Fósseis de Galáxias/Rebeca Maria Batalha de Melo. – Rio de Janeiro: ON/MCTI, 2022.

XX, 147 p.: il.; 29, 7cm.

Orientador: Renato de Alencar Dupke

Tese (doutorado) – ON/MCTI/Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2022.

Referências Bibliográficas: p. 134 – 146.

1. Aglomerados e grupos de galáxias. 2. Meio intra-aglomerado. 3. Modelos de explosão de Supernovas. 4. Abundâncias químicas. 5. Grupos Fósseis de galáxias. 6. Mecanismos de enriquecimento de metais. I. , . II. Observatório Nacional/MCTI, Programa de Pós-graduação em Astronomia. III. Título.

Agradecimentos

Diante da vastidão do tempo e da imensidão do universo, é um imenso prazer dividir um planeta e uma época com vocês. Agradeço a todos que contribuíram para que este trabalho fosse possível, especialmente:

- Ao meu orientador de doutorado, Prof. Dr. Renato Dupke, por sua orientação, pelas discussões, disponibilidade e entusiasmo, essenciais durante esses quatro anos de doutorado e que certamente moldaram minha trajetória profissional e pessoal.
- Ao Prof. Dr. Jimmy Irwin por me co-orientar durante minha estadia na Universidade do Alabama em Tuscaloosa, proporcionando um excelente ambiente para aprender e colaborar com seu grupo e no departamento, sobretudo durante o período pandêmico. Também gostaria de agradecer à Universidade do Alabama por sua hospitalidade.
- À Prof. Dr. YuanYuan Su, por toda ajuda e suporte durante o aprendizado da redução e análise de dados XMM-Newton em um momento tão complicado quanto o da pandemia.
- Ao Dr. Eric Miller, pelas discussões e assistências durante a redução de dados do Suzaku durante esses anos.
- À todos os meus colegas do nosso grupo de pesquisa do Observatório Nacional, que sem dúvida contribuíram significativamente para a minha formação científica. Em especial a Dr. Yolanda Jiménez-Teja, pelas diversas assistências e pelos valiosos conselhos durante sua passagem pelo Observatório Nacional.
- Ao Observatório Nacional, por oferecer a infraestrutura necessária para minha formação e realização deste trabalho.
- À todos os meus professores do Observatório Nacional, que desde o mestrado vem me ensinando e estimulando a ser cientista.
- À todos os meus professores da UFRRJ, que durante a graduação me proporcionaram o conhecimento e o incentivo que me trouxeram até aqui. Em especial

ao Prof. Dr. Mário Junior por pelo incentivo nessa época e ainda durante o ano que estivemos em Tuscaloosa na mesma época totalmente por acaso.

- Aos colegas que estão ou já saíram do Observatório Nacional por todos bons momentos nas salas, na copa, na casa branca e fora do Observatório Nacional também.
- À todos os funcionários do Observatório Nacional, pelo empenho em torná-lo um excelente local de trabalho.
- Ao meu parceiro, Dr. Uendert Andrade, por estar ao meu lado durante estes quase 10 anos, que sempre me incentivou a seguir meus objetivos.
- À minha família por todo apoio e incentivo, mesmo quando parecia que chegar aqui não seria possível. Cada um deles merecia uma nova tese de agradecimentos. Obrigada!
- À todos os meus amigos de longa data de Miguel Couto e arredores em Nova Iguaçu — RJ e aos amigos que fiz em Tuscaloosa, pelos bons momentos e pelo apoio.
- Aos programas sociais do governo brasileiro, sem os quais eu certamente não estaria aqui hoje.
- À CAPES, pelo financiamento do doutorado e do doutorado-sanduíche.
- À todos, que de alguma forma contribuíram para o desenvolvimento desta Tese.

Resumo da Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTI como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Astronomia (D.Sc.)

ANÁLISE COMPARATIVA DE MODELOS DE EXPLOSÃO DE SUPERNOVAS
ATRAVÉS DO GÁS INTRA-AGLOMERADO E SEU IMPACTO NOS
MECANISMOS DE AQUECIMENTO CENTRAL DE GRUPOS FÓSSEIS DE
GALÁXIAS

Rebeca Maria Batalha de Melo

Outubro/2022

Orientador: Renato de Alencar Dupke

Programa: Astronomia

Esta tese investiga o transporte de metais de galáxias-membros de aglomerados e grupos de galáxias para o meio intra-grupo/aglomerado e a eficiência dos mecanismos envolvidos no enriquecimento de metais nestes meios. O meio intra-aglomerado (ICM) é um reservatório de elementos pesados sintetizados por diferentes tipos de supernovas (SNe) ao longo da história cósmica. Diferentes mecanismos de enriquecimento de elementos pesados produzem diferentes quantidades relativas de elementos pesados causada por dominâncias diferentes de cada tipo de SNe. No entanto, para quantificar tal importância relativa entre esses mecanismos de enriquecimento é necessário adotar modelos de SN, ou seja, um modelo de supernova do colapso do núcleo (SNcc) e um modelo de supernova do tipo Ia (SNIa). Tal escolha é crucial, visto que os modelos de SN preveem *yields* teóricos bem diferentes entre si. Para diminuir essa incerteza, implementamos uma análise da função densidade de probabilidade das razões de abundância de metais e classificamos 7192 modelos de explosão SNe da literatura que fornecem *yields* comparando seu desempenho com oito razões de abundância de observações *Suzaku* de 18 sistemas de galáxias (aglomerados e grupos) próximos ($z \leq 0.0391$) para testar suas previsões. Dentre os pares teóricos de modelos de SN com melhor desempenho, selecionamos o par teórico (SNIa+SNcc) com mais flexibilidade de combinações para investigar os mecanismos

de enriquecimento de metais para determinar a evolução de um tipo especial de grupos de galáxias chamados Grupos Fósseis (FG). Para isso, determinamos as razões de abundâncias elementares para várias regiões de 3 FGs em redshifts intermediários ($z \sim 0.1$) com observações *EPIC/XMM-Newton*, que foram posteriormente usadas para calcular o excesso/déficit da fração de massa em Fe por supernova do tipo II (SNI) nas regiões centrais destes objetos. Além disso, analisamos a fração de luz intra-aglomerado do RX J1007+3800 e RX J0856+0553 como indicador do seu estado dinâmico e idade usando observações do Hubble, Gemini e XMM-Newton. Nossos resultados indicam que os núcleos quentes dos sistemas RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553 podem ser eficientemente enriquecidos e aquecidos nessa região por injeção de energia por superventos galácticos energizados por explosões de SNeII.

Abstract of Thesis presented to Observatório Nacional/MCTI as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

COMPARATIVE ANALYSIS OF SUPERNOVA EXPLOSION MODELS
THROUGH INTRACLUSTER GAS AND ITS IMPACT ON CENTRAL
HEATING MECHANISMS OF FOSSIL GROUPS OF GALAXIES

Rebeca Maria Batalha de Melo

October/2022

Advisor: Renato de Alencar Dupke

Department: Astronomy

This PhD thesis investigates the transport of metals from member galaxies of clusters and groups of galaxies to the intragroup/cluster medium and the efficiency of the mechanisms involved in the enrichment of metals in these mediums. The intracluster medium (ICM) is a reservoir of heavy elements synthesized by different types of supernovae (SNe) throughout cosmic history.

Different enrichment mechanisms contribute a different relative metal production, predominantly caused by different SNe type dominance. However, to quantify such relative importance between these enrichment mechanisms it is necessary to adopt SN models, i.e., a core collapse supernova model (SNcc) and a type Ia supernova model (SNIa). Such a choice is crucial, since the SN models predict theoretical *yields* quite different from each other. To reduce this uncertainty, we implemented a probability density function analysis of metal abundance ratios and classified 7192 SNe explosion models from the literature that provide *yields* comparing their performance with eight abundance ratios of observations *Suzaku* of 18 nearby galaxy systems (clusters and groups) ($z \leq 0.0391$) to test their predictions. Among the best performing pairs of SN models, we selected the theoretical pair (SNIa+SNcc) with the most flexibility of combinations to determine the evolution of a special type of galaxy groups called Fossil Groups (FGs). For this, we determined elemental abundance ratios for different regions of 3 FGs at intermediate redshifts ($z \sim 0.1$) with *EPIC/XMM-Newton* observations, which were later used to calculate the excess/deficit of the Fe mass fraction from type II supernova (SNII) in the central

regions of these objects. In addition, we analyzed the fraction of intracluster light from RX J1007+3800 and RX J0856+0553 as an indicator of their dynamic state and age using Hubble, Gemini and XMM-Newton observations. Our results indicate that the hot cores of the RX J1007+3800, RX J1410+4145 and RX J0856+0553 systems can be efficiently enriched and heated in this region by injection of energy by galactic superwinds energized by SNeII.

Sumário

Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xix
1 Introdução	1
1.1 Motivação científica	2
1.2 Emissão em raios-X de Aglomerados e Grupos de Galáxias	3
1.2.1 Emissão por radiação de bremsstrahlung térmico	3
1.2.2 Espectro por linhas de emissão: Linhas de emissão de metais altamente ionizados	4
1.3 Esta tese	5
2 Modelos Teóricos de Explosão de Supernova: uma perspectiva sobre seus <i>Yields</i> da Nucleossíntese Estelar	11
2.1 Mas afinal, o que são modelos teóricos de explosão de Supernova?	11
2.2 Origem dos elementos químicos pesados: o papel das SNIa e SNcc	13
2.2.1 Diferentes fontes de produção de metais	14
2.2.2 Abundâncias em comparação a Razões de Abundâncias	17
2.2.3 Supernova do colapso do núcleo de estrelas massivas	18
2.2.4 Supernova Ia	21
2.2.5 Outros tipos de explosões catastróficas testados nesta tese	24
2.2.5.1 Hipernovas	24
2.2.5.2 PISN	25
2.3 Modelos Teóricos de Explosão de Supernovas com <i>yields</i>	25
3 Composição Química do ICM e os <i>Yields</i> da Nucleossíntese Estelar	33
3.1 Observações e Redução de Dados em Raios-X	33
3.1.1 Redução de dados	36
3.1.1.1 Seleção de regiões de interesse	36
3.1.2 Ajuste espectral	37
3.2 Comparação entre Abundâncias observadas no ICM e os Modelos Teóricos de Explosão de Supernovas com <i>yields</i>	38

3.3	Nova Metodologia de Comparação Não-paramétrica: Avaliando Modelos Teóricos de Explosão de Supernova	41
3.3.1	Função de Distribuição Cumulativa Empírica (eCDF)	42
3.3.2	Função de Distribuição Cumulativa Teórica (tCDF)	42
3.3.3	Aplicando o teste KS à amostra	44
3.4	Resultados: Avaliação (<i>Ranking</i>) dos 7192 Pares de Modelos Teóricos de Explosão de Supernova	47
3.4.1	Distribuição de Abundâncias	47
3.4.2	Comparação entre as razões de abundância de ICM com os <i>yields</i> dos Modelos de Supernovas	53
3.4.2.1	Os pares de modelos de SN <i>mais</i> rejeitados	56
3.4.2.2	Os pares de modelos de SN <i>menos</i> rejeitados	62
3.5	Conclusões	63
4	Sistemas Fósseis de Galáxias	67
4.1	Introdução	67
4.2	Observações e Redução de Dados em Raios-X	70
4.2.1	Redução de dados	70
4.2.2	Modelagem do <i>background</i> da câmera EPIC	72
4.2.2.1	Componente induzido por partículas de altas energias (HP)	73
4.2.2.2	Componente de próton suave residual	74
4.2.2.3	Bolha quente local e emissão térmica da Via-Láctea	74
4.2.2.4	Emissão cósmica difusa em raios-X (CXB)	75
4.2.3	Análise espectral	75
4.3	Fração da luz intra-aglomerado	77
4.4	O caso de RX J1007+3800	79
4.4.1	Perfis de temperatura e abundância	82
4.4.2	Conclusões	84
5	Sistemas Fósseis de Galáxias: Enriquecimento Químico do Gás Intragrupo	88
5.1	Observações e Redução de Dados em Raios-X	88
5.1.1	Redução de dados	88
5.1.2	Análise espectral	89
5.2	Razões de abundâncias do IGrM	91
5.3	Resultados: O caso dos FGs RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553	92
5.3.1	Perfis de Temperatura e Abundâncias de metais pesados	92
5.3.2	Distribuição radial das Abundâncias e suas Razões	96

5.4	Discussão	97
5.4.1	A fração de massa de Ferro de SNII	102
5.4.2	Cálculo da energia injetada por SNII	108
5.5	Conclusões	114
6	Conclusões Gerais	117
A	Funções de distribuição de probabilidade empíricas para razões de abundância do ICM	121
B	Lista dos modelos de SNe com <i>yields</i> disponíveis	123
C	A avaliação completa dos pares SN de modelos	132
	Referências Bibliográficas	134

Lista de Figuras

- 2.1 *Yields* ou massa final sintetizada dos modelos teóricos de explosão de SNe, em unidades de massa solar, para os principais elementos químicos sintetizados para esses modelos. O modelo de SNIa é representado em laranja com os *yields* do modelo de detonação retardada SNIa, chamado originalmente de WDD1 (Iwamoto et al., 1999, Iw99_WDD1). O modelo de SNcc é representado em azul com os *yields* do modelo de SNII com a metalicidade inicial da estrela progenitora de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Nomoto et al., 2006, No13_SNII.Z2E-2), convolucionado com a função de massa inicial (do inglês, *initial mass function* ou IMF) de Salpeter para estrelas massivas de Salpeter (1955), assim como o modelo de AGB também de metalicidade inicial de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Karakas, 2010, Ka10_AGB.Z2E-2) em verde. Este último tem seus *yields* multiplicados por um fator de 10 para uma melhor visualização. Tabela 2.1 apresenta os valores dos *yields* desses modelos. 15
- 2.2 Razão dos *yields* dos modelos teóricos de explosão de SNe para os elementos químicos de interesse sintetizados para esses modelos. O modelo de SNIa é representado em laranja com os *yields* do modelo WDD1 de detonação retardada SNIa (Iwamoto et al., 1999, Iw99_WDD1). O modelo de SNcc é representado em azul com os *yields* do modelo de SNII com a metalicidade inicial da estrela progenitora de $Z=0,02$ (Nomoto et al., 2006, No13_SNII.Z2E-2), convolucionado com a IMF de Salpeter para estrelas massivas de Salpeter (1955). Veja Tabela 2.1 para acessar os valores dos *yields* desses modelos. . . . 18

3.1	Função de distribuição de probabilidade das medidas da razão de abundância Si/Fe das regiões interna e externa. As linhas azuis indicam a medida de Si/Fe para cada objeto em nossa amostra, representada por distribuições normais cuja média é o valor nominal de Si/Fe e o desvio padrão é o respectivo erro. A linha vermelha é a soma final de cada distribuição normal em nossa amostra. Também apresentamos os PDFs para outras razões de abundância no Apêndice A na Figura A.1.	43
3.2	Comparação entre a função de distribuição cumulativa empírica (eCDF) e a função de distribuição cumulativa teórica (tCDF) para o par SN composto por Iw99_WDD1 (SNIa) e No13_SNIIL_Z2E-2 (SNcc). A linha vermelha sólida representa a eCDF da razão de abundância Si/Fe dos grupos e aglomerados de galáxias de nossa amostra. A linha verde sólida indica o tCDF construído a partir do par de modelos de SNe Iw99_WDD1 e No13_SNIIL_Z2E-2 (ver texto).	45
3.3	<i>Acima</i> : Abundância de Fe das regiões interna e externa (ver texto) para cada grupo/aglomerado em nossa amostra medidas com <i>Suzaku</i> . <i>Abaixo</i> : Médias ponderadas no erro sobre nossa amostra de cada razão de abundância (X/Fe) para as regiões interna e externa.	48
3.4	Teste KS <i>p-values</i> de um subconjunto de pares de modelos de SN (SNIa+SNcc) testados neste trabalho usando regiões internas/externas para cada uma das oito razões de abundância (ver Seção 3.3). O mapa de intensidade de cor representa os valores na barra de cores, onde células mais amareladas têm <i>p-values</i> maiores. Parte dos pares de modelos de SN são mostrados para ilustração.	54
3.5	O número (barras azuis claras) e a fração (valores em azul-escuro na parte inferior das barras) de pares de modelos de SN rejeitados para cada razão de abundância a um nível de significância de 95%. As linhas vermelhas sólidas e tracejadas representam o número total de pares de modelos de SN testados (7192 pares) e sua metade (3596 pares), respectivamente.	55
3.6	A quantidade de pares de modelos de SN rejeitados pelo número de razões de abundância ao usar as regiões interna e externa individualmente (barras coloridas) ou, em vez disso, usando o FoV completo, denotado por “FoV inteiro” (barras hachuradas em cinza). Os valores da fração de pares de modelos de SN rejeitados pelo número de razões de abundância (dos 7192 pares de modelos de SN testados) também é indicada na parte superior das barras.	55

3.7	O número de modelos de SNIa rejeitados quando combinados com cada um dos modelos de SNcc. O número de vezes que um par de modelos de SN pode ser rejeitado é oito (vermelho), sete (laranja), seis (amarelo), cinco (azul claro) ou quatro (azul escuro) vezes, conforme indicado pelos números em cada barra acumulada. Se uma linha tem mais tons avermelhados, maior é o número de pares de modelos de SN rejeitados por mais razões de abundâncias (ou seja, maior a taxa de rejeição). A soma acumulada dos valores em cada linha deve ser 232 (ou seja, o número de modelos de SNcc testados.	57
3.8	Mesmo que a Figura 3.7, mas para os pares de modelos de SNcc. A soma acumulada dos valores em cada linha deve ser 31 (ou seja, o número de modelos de SNIa testados.	59
3.9	Continuação da Figura 3.8.	60
3.10	O número de vezes que cada par de modelo de SN foi rejeitado com nível de significância de 95% por meio do teste KS usando regiões internas e externas. Um par de modelos de SN pode ser rejeitado no máximo oito vezes devido às oito razões de abundância consideradas neste trabalho (ver Figura 3.4). Os quadrados em vermelho e azul escuro representam os pares de modelos de SN mais e menos rejeitados encontrados neste trabalho. O restante dos resultados podem ser encontrados no Apêndice C nas Figuras C.1, C.2 e C.3.	61
3.11	Subconjunto de 229 pares de modelos de SN (SNIa+SNcc) classificados como os pares menos rejeitados deste trabalho (azul escuro). Os quadrados em branco referem-se aos pares de modelos de SN rejeitados por mais de quatro razões de abundância.	62
4.1	Relação Massa – c_{200} : comparação entre a concentração de massa em grupos fósseis e não-fósseis e aglomerados. Três fósseis com perfil de temperatura resolvido e duas galáxias elípticas superluminosas (do inglês, <i>overluminous elliptical galaxies</i> ou OLEGs) isoladas (diamantes) são comparados com aglomerados não fósseis (quadrados abertos) de Pratt & Arnaud (2005), extraída de Khosroshahi et al. (2007).	69
4.2	ICL medida com CICLE (esquerda) e imagem (direita) do RX J1007+3800, no filtro F606W (acima) e no filtro F435W (abaixo). As imagens estão em diferentes escalas de brilho para melhorar a visibilidade. A direção norte é acima e leste a esquerda.	80

4.3	Distribuição da ICLf no referencial de repouso para aglomerados em fusão (vermelho) e relaxados (azul) estudados em Jiménez-Teja et al. (2018) e o candidato a FG RXJ105452.03+552112.5 (verde) (Yoo et al., 2021). As linhas pretas indicam a média ponderada do erro de cada subamostra do tipo espectral da sequência principal e as áreas sombreadas coloridas, a média dos erros. As linhas verticais em cinza no topo da figura dividem o intervalo de comprimento de onda esperado para o pico de emissão para uma estrela média da sequência principal. Embora a distribuição dos aglomerados relaxados seja predominantemente plana, a dos aglomerados em fusão mostra um excesso na região correspondente aos picos de emissão das estrelas tardias do tipo A e precoce do tipo F. A distribuição RX J1007+3800 é mostrada pelos quadrados pretos, e não segue o comportamento típico de um aglomerado em fusão e nem de um típico aglomerado relaxado. Por uma questão de visibilidade, usamos um tamanho de símbolo maior que as pequenas barras de erro para o filtro F606W.	81
4.4	Comparação dos valores da ICLf/ M_{500} no referencial de repouso. Mostramos os valores derivados da ICLf para RX J1007+3800 (black), para todos os aglomerados relaxados (azul) e em fusão (vermelho) analisados em Jiménez-Teja et al. (2018) e também para os aglomerados do Frontier Field AS1063 and A370 (de Oliveira et al., 2022), o aglomerado WHL J013719.8-08284 (Jiménez-Teja et al., 2021) e o candidato a FG RXJ105452.03+552112.5 (verde) (Yoo et al., 2021). Abaixo, mostramos as curvas de transmissão dos filtros do HST usados para determinar a ICL no RX J1007+3800 . A parte sombreada de erro são as mesmas da Figura 4.3.	82
4.5	Perfis de Temperatura (keV) e abundância (solar Anders & Grevesse, 1989) para RX J1007+3800 usando a diferentes modos de subtração de background. Em azul, mostramos o resultado ao modelar o background com uma observação offset, enquanto em laranja, ao subtrair seguindo ESAS Cookbook. Em verde, mostramos os valores derivados de uma observação curta do Chandra (Miller et al., 2012) para comparação.	84

5.1	Perfil radial de temperatura e abundância de Ferro dos FGs RX J1007+3800 (esquerda acima), RX J1410+4145 (direita acima) e RX J0856+0553 (abaixo) obtidos com o XMM-Newton neste trabalho (azul) e medida única obtida através do <i>snapshot</i> do Chandra (laranja) e o raio R_{500} (linha vertical preta pontilhada) por Miller et al. (2012). Para o caso do FG RX J1007+3800, o raio R_{500} é maior do que o raio mais externo exibido na Figura.	93
5.2	Espectro dos dados do instrumento EPIC/XMM-Newton e seus respectivos modelos de melhor ajuste espectrais simultâneos. Espectro extraído da região anular de 72–150 segundos de arco da observação com identificador 0842950401 do FG RX J0856+0553. As câmeras da EPIC estão indicadas em preto, vermelho e ciano para MOS1, MOS2 e PN, respectivamente. Linhas verticais indicam as linhas de emissão do gás intra-aglomerado do FG RX J0856+0553 (linhas pretas tracejadas) e as linhas instrumentais da EPIC (linhas cinza pontilhadas). A região de linhas dos complexo das camadas L e K de ferro são notadas como FeL e FeK no painel superior. Resíduos em relação aos modelos de melhor ajuste espectral são mostrado no painel inferior.	95
5.3	Perfil radial das abundâncias elementares do RX J1007+3800 obtidas com XMM-Newton (azul) e medida obtida através do <i>snapshot</i> do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).	96
5.4	Perfil radial das abundâncias elementares do RX J1410+4145 obtidas com XMM-Newton (azul) e medida obtida através do <i>snapshot</i> do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).	97
5.5	Perfil radial das abundâncias elementares do RX J0856+0553 obtidas com XMM-Newton (azul) e medida obtida através do <i>snapshot</i> do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).	98
5.6	Perfil radial das razões de abundâncias elementares X/Fe (azul) e abundância de Fe (azul, painel do meio inferior) do RX J1007+3800 obtidas com XMM-Newton (azul). A medida obtida através do <i>snapshot</i> do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).	99
5.7	Perfil radial das razões de abundâncias elementares X/Fe (azul) e abundância de Fe (azul, painel do meio inferior) do RX J1410+4145 obtidas com XMM-Newton (azul).	100
5.8	Perfil radial das razões de abundâncias elementares X/Fe (azul) e abundância de Fe (azul, painel do meio inferior) do RX J0856+0553 obtidas com XMM-Newton (azul). A medida obtida através do <i>snapshot</i> do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).	101

5.9	Fração percentual de massa de Fe de SNII das medidas do Suzaku de aglomerados e grupos com núcleos frios, baseada na combinação dos modelos Oh14_DD_40 (SNIa, Ohlmann et al., 2014) e modelo No06_SNIIZ2E-2 (SNcc, Nomoto et al., 2006).	104
5.10	Fração percentual de massa de Fe de SNII das medidas do XMM-Newton do FG RX J1007+3800, baseada na combinação dos modelos Oh14_DD_40 (SNIa, Ohlmann et al., 2014) e modelo No06_SNIIZ2E-2 (SNcc, Nomoto et al., 2006).	106
5.11	Fração percentual de massa de Fe de SNII das medidas do XMM-Newton do FG RX J1410+4145, baseada na combinação dos modelos Oh14_DD_40 (SNIa, Ohlmann et al., 2014) e modelo No06_SNIIZ2E-2 (SNcc, Nomoto et al., 2006).	106
5.12	Fração percentual de massa de Fe de SNII das medidas do XMM-Newton do FG RX J0856+0553, baseada na combinação dos modelos Oh14_DD_40 (SNIa, Ohlmann et al., 2014) e modelo No06_SNIIZ2E-2 (SNcc, Nomoto et al., 2006).	108
A.1	Mesmo que a Figura 3.1 para cada razão de abundância medida X/Fe.	122
C.1	Continuação da Figura 3.10.	132
C.2	Continuação da Figura 3.10.	133
C.3	Continuação da Figura 3.10.	133

Lista de Tabelas

2.1	<i>Yields</i> ou massa final sintetizada dos modelos teóricos de explosão de SNe, em unidades de massa solar, para os principais elementos químicos sintetizados para esses modelos. O modelo de SNcc é representado em vermelho com os <i>yields</i> do modelo de SNII com a metalicidade inicial da estrela progenitora de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Nomoto et al., 2006, No13_SNII_Z2E-2), convolucionado com a função de massa inicial (do inglês, <i>initial mass function</i> ou IMF) de Salpeter para estrelas massivas de Salpeter (1955), assim como o modelo de AGB também de metalicidade inicial de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Karakas, 2010, Ka10_AGB_Z2E-2). O modelo de SNIa é representado em azul com os <i>yields</i> do modelo de detonação retardada SNIa WDD1 (Iwamoto et al., 1999, Iw99_WDD1). O traço representa elementos cujo <i>yields</i> finais são negativos.	16
2.2	Lista dos 31 modelos de explosão de SNcc da literatura com <i>yields</i> disponíveis testados com nosso método.	31
2.3	Lista das famílias de modelos teóricos de explosão de SNIa da literatura com <i>yields</i> testados com nosso método. Veja a lista completa desses modelos na Tabela B.1 do Apêndice B.	32
3.1	Amostra de aglomerados e grupos de galáxias	35
3.2	Média ponderada no erro de todos os instrumentos XIS para temperatura e abundância química de regiões de espectros da região interna de cada aglomerado/grupo de galáxias.	49
3.3	Média ponderada no erro de todos os instrumentos XIS para temperatura e abundância química de regiões de espectros da região externa de cada aglomerado/grupo de galáxias.	50
3.4	Média ponderada no erro de todos os instrumentos XIS para temperatura e abundância química de regiões de espectros da região inteira do campo de visão do CCD de cada aglomerado/grupo de galáxias.	51

4.1	Observações e propriedades básicas de Grupo Fóssil de galáxias RX J1007+3800.	72
4.2	Linhas instrumentais e SWCX consideradas.	73
4.3	Parâmetros de melhor ajuste para componentes de fundo de raios-X usando a observação de <i>offset</i> ^a para RX J1007+3800.	76
4.4	Média ponderada no erro de todas as observações e câmeras EPIC MOS e pn para temperatura e abundância de Fe para diferentes tratamentos de background. Os valores reduzidos de χ^2 são mostrados para cada região das observações 0653450201, 0824910101, 0824910201, respectivamente, separadas por vírgula.	85
5.1	Observações e propriedades básicas de Grupos Fósseis de galáxias da nossa amostra. Observações indicadas como <i>offset</i> são observações adicionais obtidas do <i>XMM-Newton Science Archive</i> para determinar os valores de <i>background</i> cósmico em raios-X.	89
5.2	Parâmetros de melhor ajuste para componentes de fundo de raios-X usando observações de <i>offset</i> ^a .	90
5.3	Médias ponderada no erro de todas as observações e câmeras EPIC MOS e pn para temperatura, ferro, e razões de abundância químicas (X/Fe) de cada FG.	94
5.4	<i>Yields</i> dos modelos teóricos de SN em unidades solar de Anders & Grevesse (1989).	102
5.5	Fração percentual da massa de Fe de SNII em valores percentuais para a amostra de aglomerados e grupos de galáxias com núcleos frios.	103
5.6	Fração da massa de Fe de SNII em valores percentuais para os FGs da nossa amostra.	105
B.1	Lista dos 232 modelos de explosão de SNIa da literatura com <i>yields</i> disponíveis testados com nosso método.	124

Capítulo 1

Introdução

A astronomia e ciências afins estão em sua era de ouro, na qual o acesso às observações sistemáticas e a era de grandes levantamentos fornecem dados observacionais cruciais para responder as grandes perguntas da humanidade.

Várias descobertas podem ser apontadas como grandes marcos da história das ciências naturais ao longo do século XX. Em especial na área da astronomia, podemos citar o sucesso da teoria da relatividade geral de Albert Einstein ([Einstein, 1915](#)), que teve a sua primeira comprovação em solo brasileiro, com observações do Eclipse Solar em 1919 na cidade de Sobral, no estado do Ceará ([Crispino & Kennefick, 2019](#)). A teoria da relatividade geral traz uma nova interpretação da natureza da gravitação em relação à teoria newtoniana: o conteúdo material-energético diz como o espaço-tempo se curva, e no que lhe concerne, a curvatura do espaço-tempo dita como os corpos se movimentam: uma diferença crucial da teoria de Newton, em que a ação gravitacional acontece por uma ação a distância entre corpos massivos. Outra grande mudança de paradigma nasceu da discussão sobre a natureza das “ilhas-universo”, conhecidas por nebulosas. Tal debate aconteceu em 1920¹ entre os astrônomos Harlow Shapley e Heber Curtis, e ficou conhecido como “O Grande Debate”, cujo objetivo principal era entender se tais nebulosas eram parte integrante da nossa galáxia ou objetos independentes dela, que viviam, portanto, fora da nossa galáxia. Posteriormente, outras descobertas teriam impacto significativo sobre o nosso entendimento do Universo. Por exemplo, em 1929, Edwin Hubble demonstrou a relação entre o redshift de uma galáxia e sua distância, mostrando que essas galáxias se afastam umas das outras ([Hubble, 1929](#)). Anos depois, a medida da radiação cósmica de fundo em micro-ondas em 1965 ([Penzias & Wilson, 1965](#)) e sua interpretação cosmológica como uma prova da teoria do Big Bang ([Dicke et al., 1965](#)). Mais recentemente, a descoberta da expansão acelerada do Universo tardio, sugerindo uma componente cuja natureza fundamental ainda é desconhecida

¹<http://ircamera.as.arizona.edu/NatSci102/NatSci/lectures/galaxies.htm>

chamada energia escura (Perlmutter et al., 1999; Riess et al., 1998).

Essas são algumas das descobertas no século XX que impactaram fortemente o nosso entendimento do Universo. A origem e os processos envolvidos na produção dos elementos químicos foram igualmente importantes, e um dos pontos motivadores/centrais desta tese. Neste Capítulo, apresentaremos as motivações para o desenvolvimento desta tese, bem como os objetivos específicos. Desta forma, utilizaremos *observações em raios-X de aglomerados e grupos de galáxias para lançar luz sobre os mecanismos que enriqueceram o meio intra-grupo/aglomerado* (IGrM/ICM).

1.1 Motivação científica

A descoberta observacional mais importante relacionada a aglomerados de galáxias, foi sua identificação como fontes de raios-X (HEASARC, 2020), seguido da detecção da linha de emissão de Ferro (Fe) no espectro de Perseus (Mitchell et al., 1976), logo após em Coma e Virgo (Serlemitsos et al., 1977). Isso revelou que o meio intra-aglomerado (ICM), um gás difuso que se encontra entre as galáxias e permeia todo o aglomerado, era constituído pelo menos de uma grande parte de gás processado, que foi em algum ponto do passado ejetado por estrelas. Com o aprimoramento dos satélites em raios-X nesses últimos 20 anos, esta descoberta foi estendida em dois aspectos: (i) para diversos outros elementos pesados (comumente chamados de metais), possibilitando a nossa investigação de enriquecimento químico através das diferentes fontes de produção nucleossintéticas (Capítulo 3); (ii) para outros observáveis, como grupos de galáxias e galáxias elípticas, possibilitando o estudo sobre a origem dos grupos fósseis (Capítulo 4 e 5), os quais são o foco dessa tese.

Aglomerados e grupos de galáxias são laboratórios únicos para estudar o enriquecimento químico no Universo. Devido aos grandes poços de potencial gravitacional, aglomerados de galáxias podem ser entendidos como caixas fechadas, onde os metais das populações estelares são confinados e acumulados ao longo do tempo. Eventos de supernovas (SNe) ejetam elementos pesados que enriquecem o meio interestelar (ISM) da galáxia hospedeira. Quando uma galáxia membro de um aglomerado ou grupo de galáxias sofre interações ambientais com esse gás quente, o material enriquecido pode ser transferido do ISM para o ICM. Por exemplo, Kenney et al. (2004) relatou a interação entre ISM-ICM em andamento removendo material da NGC 4522 no aglomerado de Virgo. Portanto, graças aos mecanismos de transporte de materiais, o ICM possui o registro fóssil da síntese integral de supernovas ao longo do tempo.

Os espectros de raios-X do gás quente fornecem uma assinatura direta dessas

abundâncias elementares individuais. O ICM contém cerca de 80% do material bariônico total em aglomerados de galáxias, ricos em metais. Além disso, como o ICM quente é geralmente opticamente fino aos raios-X e próximo ao equilíbrio de ionização colisional, as medições de abundância química do ICM nos fornecem informações diretas do enriquecimento químico da história do aglomerado (para uma revisão, veja [Böhringer & Werner, 2010](#)).

1.2 Emissão em raios-X de Aglomerados e Grupos de Galáxias

Nesta seção, mostraremos que a forma do espectro para um plasma em equilíbrio térmico é determinada pela temperatura do plasma e pelas abundâncias elementares. Assim, derivamos da análise espectral da radiação ICM como uma medida de temperatura e uma análise química.

Esta tese analisa os espectros do ICM de observações realizadas em raios-X e o foco da pesquisa científica está detalhado na Seção 1.3. Como mencionamos, o gás do ICM é opticamente fino, com densidades numéricas de $10^{-5} - 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$, com maior densidade nas regiões mais centrais dos aglomerados que apresentam núcleos frios (do inglês, *cool-core* ou CC). Tal baixa densidade permite modelar de forma mais direta os espectros em raios-X do ICM. A radiação emitida pelo ICM pode ser resumida em dois processos fundamentais de emissão: *bremsstrahlung* térmico e emissão por linhas.

1.2.1 Emissão por radiação de bremsstrahlung térmico

No ICM, o *bremsstrahlung* térmico ou emissão livre-livre (do inglês, *free-free emission*) ocorre quando um elétron livre (e^-) sofre uma deflexão na trajetória inicial ao sofrer interação do campo elétrico coulombiano gerado por um íon (Z), produzindo um fóton de energia ($E_f = h\nu$). Devido à alta temperatura do ICM ($T_X \sim 10^{7-8} \text{ K}$), esse desvio é sofrido por elétrons livres no gás, no entanto, a emissão *bremsstrahlung* ocorre desde que haja uma deflexão da trajetória de quaisquer partículas carregadas. A energia do fóton ($E_f = h\nu$) emitida é a diferença das energias cinéticas do elétron antes (E_a) e depois (E_d) da deflexão, ou seja, $E_f = h\nu = E_a - E_d$. É importante frisar que esse processo apresenta uma distribuição contínua da energia dos fótons emitidos, pois o elétron livre não tem restrição de energia cinética nem antes ou depois da interação.

Para um plasma ionizado como o ICM, em que os elétrons deste plasma possuem uma distribuição maxwelliana de velocidades não relativísticas, a emissividade da

radiação do ICM por *bremsstrahlung* térmico é a energia emitida pelos elétrons que compõem esse plasma contidos em um volume dV , em uma faixa de frequência $d\nu$, dada por:

$$\epsilon_{brems} = \frac{dW}{dt dV d\nu} = 6.8 \times 10^{-38} T_X^{-1/2} Z^2 n n_e g(\nu, T_X) e^{-\frac{h\nu}{\kappa T_X}} [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}] \quad (1.1)$$

onde T_X é a temperatura do plasma, Z é a carga do íon, n_e e n são densidades numéricas dos elétrons e dos íons, respectivamente, $g(\nu, T_X)$ é o fator de Gaunt e κ é a constante de Boltzmann (Longair, 1994).

Uma característica espectral notável na radiação de *bremsstrahlung* térmico é o corte limitante no espectro em altas energias. Isso ocorre quando $\kappa T_X \sim h\nu$, devido ao termo exponencial com o argumento $-\frac{h\nu}{\kappa T_X}$, (veja Equação 1.1). Por isso, para obter uma medição de temperatura confiável, é necessário que a cobertura energética do instrumento usado inclua esse corte.

A taxa total de perda da energia do plasma emitida por *bremsstrahlung* também é uma assinatura espectral proeminente quando analisamos centro de aglomerados e grupos do tipo *cool-core*. Essa predição para esse tipo de sistema de galáxias é extremamente importante para discutir as hipóteses da origem e evolução dos grupos fósseis (veja mais detalhes na Seção 1.3). Tal taxa é proporcional à raiz quadrada da temperatura deste plasma ($\sqrt{T_X}$) e ao quadrado da densidade das partículas que compõem este plasma ($n \times n_e$), como mostra a Equação 1.2.

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{Brems} = \frac{dW}{dt dV} = 1.435 \times 10^{-27} \sqrt{T_X} Z^2 n n_e \bar{g} [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}], \quad (1.2)$$

onde \bar{g} é o fator de Gaunt médio, cujo valor é $\sim 1,2$ (Longair, 1994).

É importante destacar que a taxa de resfriamento do plasma quente tem diferentes contribuições conforme a temperatura do plasma (Boehringer & Hensler, 1989). A maior parte da contribuição para o resfriamento está na forma de radiação de linha para um plasma com temperatura de cerca de 10^4 a 2×10^6 K. Por outro lado, em temperaturas típicas do ICM, o principal mecanismo de perda de energia é por emissão *bremsstrahlung* térmico.

1.2.2 Espectro por linhas de emissão: Linhas de emissão de metais altamente ionizados

Além da contribuição da radiação *bremsstrahlung* térmico, compondo grade parte do contínuo do espectro do ICM, a emissão por linha ou ligado-ligado (do inglês,

bound-bound) ocorre quando um elétron altera seu nível quântico energético em um íon, geralmente causado por colisão. No entanto, independente do processo de excitação de um elétron para uma camada mais energética, eventualmente, esse elétron decai desta camada mais energética para um estado de energia fundamental ou uma camada energética menor, portanto, emitindo um fóton de energia ($E_f = h\nu$). Neste caso, as linhas características observadas no espectro de emissão do ICM são transições radiativas específicas entre os diferentes níveis de energia de um íon em particular. Desta forma, é possível identificar e associar tais linhas aos diferentes elementos abundantes observados no espectro do ICM. Portanto, a partir das observações do espectro em raios-X de tais emissões características, determinamos a composição química do ICM.

As abundâncias de elementos são refletidas principalmente na intensidade das linhas espectrais, com a forma de uma função normal ou gaussiana. Somente em espectros bem resolvidos de alta qualidade podemos observar várias linhas do mesmo elemento. Isso ocorre em temperaturas em torno de 2–3 keV para o ferro para espectros com altas contagens. Nesse caso, podemos observar as linhas K-shell e L-shell de ferro simultaneamente (Böhringer & Werner, 2010).

O espectro em raios-X de um grupo ou aglomerado de galáxias, ou seja, a emissão do ICM, é, portanto, uma composição da emissão por *bremsstrahlung* térmico e da emissão por linhas dos diferentes elementos abundantes no IGrM/IGM. A faixa de energia em torno de 0.5 – 8.0(10.0) keV observadas em raios-X pelo satélite *Suzaku* (*XMM-Newton*), utilizados nesta tese, compreende uma faixa de energética grande o suficiente para assegurar uma medida confiável de temperatura, já que nesta faixa, a emissão por *bremsstrahlung* domina regiões suficientemente grandes isentas de linhas de emissão. Além disso, as linhas de emissão são cuidadosamente modeladas, em especial as linhas de fluorescência também são adicionadas a modelagem no caso do XMM-Newton.

A partir das medidas de temperatura e abundâncias elementares, foi possível realizar o estudo do enriquecimento químico em aglomerados, discutido nos capítulos seguintes desta tese.

1.3 Esta tese

Os objetivos de pesquisa desta tese de doutorado é analisar os possíveis mecanismos envolvidos no enriquecimento de metais em aglomerados e grupos de galáxias. Além disso, lançar luz sobre a natureza dos sistemas fósseis. Assim, queremos determinar não apenas a importância relativa entre eles, mas também quando eles ocorreram usando principalmente observações de observatórios de

raios-X. Para tal, focamos em dois projetos principais:

1. Estudar 18 aglomerados e grupos de galáxias próximos ($z \leq 0,0391$) que apresentam núcleos frios (do inglês, *cool-core* ou CC), e determinar o enriquecimento químico para esses sistemas de galáxias através de observações conduzidas pelo Suzaku.
2. Estudar 3 sistemas fósseis de galáxias, também chamados grupos fósseis de galáxias (do inglês, *fossil groups* ou FGs) e comparar seu enriquecimento com os de sistemas normais usando XMM-Newton. Além disso, estudar a evolução química desses sistemas de galáxias.

Os processos envolvidos no enriquecimento do ICM e sua importância relativa ainda estão em aberto. Diversos mecanismos de transporte e mistura de metais que contribuem para o enriquecimento químico desses sistemas de galáxias. Aqui, citamos alguns desses mecanismos.

1. Ventos galácticos impulsionados por supernovas (do inglês, *SN-driven galactic winds*) ([Larson & Dinerstein, 1975](#)) já foi sugerido como um possível mecanismo de transferência de metais do ISM para o ICM. Ventos galácticos são os fluxos de saída energéticos alimentados pelas explosões de SN, cuja eficiência de massa perdida pela galáxia e transferida para o ICM depende da massa do halo da galáxia-membro. Esse mecanismo parece ter um papel importante tanto para reproduzir os valores observados de metais no ICM quanto para aquecer o ICM próximo às regiões centrais de grupos de galáxias. Portanto, esse mecanismo é relevante no enriquecimento químico do ICM ([Baumgartner & Breitschwerdt, 2009](#)).
2. Pressão de Arrasto (do inglês, *Ram Pressure Stripping* ou RPS) de [Gunn & Gott \(1972\)](#) ganhou força em meados dos anos 2000. Uma galáxia que se move através do gás intra-aglomerado pode ter seu meio interestelar removido pela ação da pressão externa do ICM, que depende da velocidade relativa entre a galáxias e o ICM e também da própria densidade do ISM. Simulações numéricas de N-corpos de [Schindler et al. \(2005\)](#) mostraram que, em aglomerados massivos, o RPS é mais eficiente no centro devido a mais alta densidade do ICM do que nas regiões periféricas, produzindo uma distribuição

de metais concentrada nas regiões centrais. Por outro lado, a alta densidade central do ICM produz uma alta pressão que inibe ventos galácticos de se estenderem a longas distâncias do centro dos sistemas de galáxias.

3. Jatos de Núcleos Ativos de Galáxias (do inglês, *Jets of Active galactic nucleus (AGN)*) interagem com o ICM não apenas injetando energia e alterando a termodinâmica do gás, mas também redistribuindo metais no ICM. Esse jato frequentemente produz uma estrutura de “bolha” em torno da região central, que pode transportar material do centro dos aglomerados para outras regiões mais externas. [Heath et al. \(2007\)](#) apresentam simulações hidrodinâmicas indicando que os jatos de AGNs tem um papel importante no enriquecimento químico do ICM.
4. Interação galáxia-galáxia (do inglês, *galaxy-galaxy interaction*) pode remover material de uma galáxia através da interação gravitacional entre duas galáxias. Exemplos dessas interações são a extração de gás por efeito de maré (do inglês, *tidal interaction*) (e.g. [Strom & Strom, 1978](#)) e o assédio galáctico (do inglês, *galaxy harassment*) ([Moore et al., 1996](#)).
5. Cenário de enriquecimento precoce do ICM (do inglês, *early enrichment scenario*) tem se tornado um cenário relevante nos últimos anos tanto por observações quanto simulações. Alguns trabalhos encontraram evidência de distribuição de metais planas em grandes distâncias do centro de aglomerados, juntamente com a evidência da ausência de evolução temporal do enriquecimento químico após a formação do aglomerado. Isso sugere que grande parte dos metais no ICM foi gerada por uma combinação de SNII e SNIa, sendo eficientemente misturada e introduzida nos tempos iniciais ($z > 2$), durante (mas mesmo antes) do período intenso de mais alta atividade de formação estelar e também atividade de AGN (e.g. [Biffi et al., 2018](#); [Ezer et al., 2017](#); [Mernier et al., 2017](#)). Nesse cenário é esperado que se produza perfis de metalicidade radial plana — e razão de abundância — a grandes distâncias do centro do aglomerado ([Biffi et al., 2018](#)).
6. Fusão de aglomerados de galáxias (do inglês, *cluster mergers*) pode ser eficiente para redistribuir o padrão de distribuição de metais do ICM.

A distribuição de metais constitui uma assinatura direta do enriquecimento químico e dos mecanismos dominantes que transportam os metais para o ICM. Um dos principais indícios de que o ICM deve ter sido enriquecido por diferentes mecanismos é a não uniformidade da distribuição de abundâncias ao longo dos aglomerados. A característica mais evidente disto é o aumento da abundância de Fe encontrado no centro do aglomerado de Perseus (Ulmer et al., 1987) e posteriormente em outros aglomerados. ASCA descobriu que não só havia gradientes radiais de abundâncias, mas também havia gradiente nas razões de abundância, mostrando pela primeira vez que existem vários mecanismos de enriquecimento com contribuição importante acontecendo nos aglomerados, e com diferentes mecanismos sendo dominados por material proveniente de diferentes tipos de SN. Isso permitiu, por exemplo, associar o aumento da abundância de Fe no centro dos aglomerados com *cool-cores* a uma dominância de fração de massa de Fe proveniente de supernova do tipo Ia (do inglês, *Type Ia supernova* ou SNIa) (De Grandi & Molendi, 2001; Dupke & White, 2000; Finoguenov et al., 2000) na região central, devido ao mecanismo de RPS.

No trabalho pioneiro de Dupke & White (2000), os autores mediram abundâncias químicas com o satélite *Chandra* para impor restrições a modelos de SNIa a partir da razão Ni/Fe. Eles encontraram uma proporção de abundância de Ni/Fe de ~ 4 , sendo mais consistente com o modelo de deflagração W7 – um dos modelos tradicionais proposto por Nomoto et al. (1984) – do que com modelos de detonação retardada. Estes resultados ilustraram o poder da espectroscopia de raios-X do ICM para restringir modelos teóricos de SN. Finoguenov et al. (2000) apresentam a abundância total de Fe diminuindo significativamente com o raio, enquanto a abundância de Si diminui menos rapidamente. Este resultado indica uma maior predominância do enriquecimento por Supernova do Tipo II (do inglês, *Type II supernova* ou SNII) na periferia de aglomerados, sugerindo que ventos galácticos impulsionados por SNII tem uma importância dominante nas partes externas dos aglomerados. Usando uma amostra de 22 aglomerados observados com XMM-Newton, de Plaa et al. (2007) favorecem os modelos de detonação retardada (DDT) e seus resultados sugerem que os progenitores de supernova do colapso do núcleo (do inglês, *core-collapse supernova* ou SNcc), que contaminaram o ICM, foram previamente enriquecidos. Mernier et al. (2016) também colocaram restrições no cenário SNIa através da medição de Mn/Fe com *XMM-Newton*, que estabelece restrições na metalicidade inicial dos progenitores SNIa. Seu resultado para a razão Mn/Fe desfavoreceu os modelos de anãs brancas (do inglês, *white dwarfs* ou WDs) com massa abaixo a massa de Chandrasekhar (sub- M_{Ch}) por fusões violentas de WDs. Estudos mais recentes sugerem que os resultados anteriores não ocorrem em todos os aglomerados e também não foi encontrado sistematicamente em todas as medidas (e.g. de Plaa et al., 2006; Mernier et al., 2016; Simionescu et al., 2019). Tais estudos convergem para um pico central

de elementos de SNcc e SNIa, levando a uma uniformidade espacial da contribuição de SNcc/SNIa até raios intermediários ($\lesssim 0,2 R_{200}$ ²). Em simulações recentes, [Biffi et al. \(2017\)](#) apresentam a distribuição radial de abundância de Fe (para distâncias até $\sim R_{180}$) é similar com as observações ([Leccardi & Molendi, 2008](#)), por volta de $0,45 Z_{\odot}$ no centro e $0,2 Z_{\odot}$ nas periferias, enquanto para elementos como O e Si as incertezas ainda são grandes. Estas simulações encontraram uma distribuição de metalicidade notavelmente homogênea nas periferias dos aglomerados (fora de $\sim 0,2 \times R_{180}$) com perfis radiais quase planos dos elementos produzidos por SNIa ou SNII. Isso implica que o ICM também pode ter sido pré-enriquecido com metais em um estágio inicial anterior ao próprio aglomerado ter sido formado, no período de intensa atividade de formação estelar, ou que nessa fase inicial, os metais ejetados por SNIa e SNII enriqueceram o ICM e foram capazes de se misturar, provocando uma distribuição uniforme de material ejetado por diferentes SN.

Consideramos que os metais medidos do ICM/IGrM são oriundos de materiais ejetados por SN, assumindo que podemos abranger todos os tipos de SN em duas grandes classes: SN Ia e SNcc³ (Capítulo 2). A relevância de cada um desses mecanismos pode ser avaliada em comparação com a massa final processada ejetada pelas supernovas (do inglês, *yields*), calculada por modelos de evolução estelar. No entanto, o principal problema é que, para vários elementos, a quantidade prevista desses *yields* varia significativamente na literatura. A importância de cada um desses mecanismos pode ser avaliada através da comparação com modelos de *yields* de SN se esses modelos forem bem restritos. Para isso, primeiro é necessário avaliar quais modelos teóricos de SN reproduzem bem os padrões de abundâncias observados no ICM/IGrM. Para isso, desenvolvemos e implementamos uma análise não paramétrica baseada na função densidade de probabilidade (em inglês, *probability distribution function*) das razões de abundâncias, onde comparamos os *yields* de 7192 combinações de modelos teóricos de *yields* de SNIa e SNcc na literatura com as razões de abundância observadas medidas utilizando o satélite *Suzaku* para dezoito aglomerados/grupos (veja Capítulo 3).

Seguindo as conclusões do trabalho mencionado acima (detalhado no Capítulo 3), dentre os pares de modelos de SNe menos rejeitados, adotamos o par dos modelos de M_Ch de detonação retardada 3D de [Ohlmann et al. \(2014\)](#) (Oh14_DD_40 – SNIa) e modelo Supernova do Tipo II com metalicidade inicial de 0,02 de [Nomoto et al. \(2006\)](#) pesada na IMF de Salpeter na faixa de massa de 13-40 M_{\odot} (No06_SNIIL_Z2E-2 – SNII). Ambos modelos foram ranqueados no top dos “menos rejeitados” pela nossa análise do trabalho anterior. Usamos esse par para avaliar a quantidade de

²Aqui, R_N é o raio dentro do qual a densidade média é N vezes a densidade crítica do Universo. Adotamos essa nomenclatura para qualquer valor de N.

³Consideramos os tipos SNe II/Ib/Ic, Hypernovae e SNe de instabilidade de pares, como SNe do colapso do núcleo.

fração em massa de Fe de SNIa por SNcc tanto para a amostra dos aglomerados e grupos com *cool-cores* observados com o Suzaku quanto para os FGs observados com o XMM-Newton.

A análise de mecanismos de enriquecimento de metais no ICM pode prover afirmações relevantes para determinar a evolução de um tipo especial de grupos de galáxias chamados Grupos Fósseis de galáxias (Ponman et al., 1994): sistemas de galáxias dominados por uma galáxia central (cD), cuja diferença de magnitude na banda R comparada a segunda galáxia mais brilhante (Δm_{12}) é de, pelo menos, duas magnitudes dentro da metade do R_{200} do sistema, e são fontes com emissão extensa com luminosidade do gás quente em raios-X de $L_{X,bol} \geq 10^{42} h_{50}^{-2}$ erg/s (Jones et al., 2003).

Acredita-se que FGs sejam grupos de galáxias antigos e isolados que se agregaram devido à perda de energia por fricção dinâmica (Mulchaey & Zabludoff, 1999). No entanto, o cenário citado acima apresenta diversas inconsistências com medidas em raios-X e em óptico, e evidências que contradizem a ideia desses sistemas serem dinamicamente velhos e de formação “precoce” (e.g. Dupke et al., 2022). Nesta tese, apresentamos a análise da fração luz intra-aglomerado (ICLf) e da ICL/massa (Capítulo 4) como indicadores do estado dinâmico e idade do RX J1007+3800. Além disso, apresentamos um critério adicional para três FGs da nossa amostra – nesse caso, o indicador de enriquecimento químico – para lançar luz sobre a natureza desses tipos de sistemas (Capítulo 5).

Capítulo 2

Modelos Teóricos de Explosão de Supernova: uma perspectiva sobre seus *Yields* da Nucleossíntese Estelar

Neste Capítulo, discutiremos os fundamentos e o estado da arte sobre a nucleossíntese em SNIa e SNcc. Nosso objetivo é conectar a produção dos elementos químicos (e.g., elementos α e Fe) com os mecanismos de explosão de SN e seus progenitores. Com isso, lançar luz sobre a variedade da composição química introduzida por SNe nos meios galácticos e intergalácticos. Para tal, as observações de remanescente de supernovas são cruciais para dar a direção correta no cenário de explosão de SNe. No entanto, tais observações envolvem uma modelagem complexa, que utiliza multi-temperaturas para descrever os estágios do remanescente, por exemplo, para diferenciar as camadas do remanescente e do meio interestelar. Outro guia que pode fornecer pistas sobre o enriquecimento químico são as observações do meio intra-aglomerado ou intra-grupo, que são mais facilmente modelados. Finalmente, revisaremos a variedade de modelos teóricos de explosão de SN existentes na literatura e a sua importância na construção de um modelo autoconsistente, que consiga não só replicar a composição química existente, mas também prever a nucleossíntese de SNe.

2.1 Mas afinal, o que são modelos teóricos de explosão de Supernova?

Os modelos teóricos de explosão de Supernova com *yields* são simulações hidrodinâmicas que visam prever e explicar os processos físicos envolvidos na composição

do material ejetado (do inglês, *ejecta*) nucleossintético. Aqui, os parâmetros fundamentais para descrever os modelos de evolução estelar, explosão de supernovas e nucleossínteses são a massa inicial M da estrela na sequência principal e a energia cinética envolvida na explosão. Atualmente, esses modelos são construídos para reproduzir as curvas de luz e os espectros observados das SNe.

Os modelos teóricos de Supernovas melhoraram significativamente nossa compreensão do enriquecimento químico no Universo. Desde as primeiras ideias de [Hoyle & Fowler \(1960\)](#) entre outros, modelos teóricos de explosões de SNIa simulam a frente de queima se propagando ao longo das camadas da anã branca (do inglês, *white dwarf* ou WD), a começar em seu centro, podendo se propagar de forma subsônica (deflagração) e/ou supersônica (detonação). Os primeiros modelos propostos para explicar explosões de SNIa simulavam estrelas progenitoras cuja ignição de carbono se inicia no centro, por detonação, quando as anãs brancas se aproximam da massa de Chandrasekhar (e.g. [Arnett, 1969](#); [Hansen & Wheeler, 1969](#)). No entanto, estes modelos produzem quantidades insuficientes de elementos de massa intermediária (IMEs), como S e Si, necessários para explicar os espectros de SNIa normais observados (e.g. [Nomoto et al., 1984](#)). Por outro lado, os modelos de deflagração permitem que a anã branca se expanda para condições de densidade mais baixas, adequadas à síntese de IMEs (e.g. [Nomoto et al., 1976](#)), mas ainda ficam aquém da reprodução de seus espectros observados (e.g. [Fink et al., 2014](#)). Além dos cenários de deflagração e detonação, a partir da década de 90, surgem uma série de modelos como opções razoáveis para superar as deficiências nucleossintéticas, tais como detonação atrasada (do inglês, *delayed-detonation*) entre a transição deflagração para detonação (e.g. [Iwamoto et al., 1999](#); [Khokhlov, 1991](#); [Nomoto et al., 1997](#)), detonações gravitacionalmente confinadas (e.g. [Jordan et al., 2008](#); [Plewa et al., 2004](#)) e detonações reversas pulsantes (e.g. [Bravo et al., 2009](#)). Apesar dos avanços com simulações tridimensionais, a razão dessa transição de densidade ainda é incerto ([Blondin et al., 2013](#)). Diferentes mecanismos também podem levar ao evento de SNIa no cenário sub- M_{Ch} , envolvendo fusões violentas de dois C+O WDs (e.g. [Pakmor et al., 2010, 2012](#)), colisões diretas de dois C+O WDs com ou sem camadas de hélio (He) (e.g. [Papish & Perets, 2016](#)), detonações duplas de WDs com conchas He (e.g. [Leung & Nomoto, 2020a](#)) e duplo degenerado com duplas detonações acionadas dinamicamente (do inglês, *dynamically driven double-degenerate double-detonation*) (e.g. [Shen et al., 2018](#)). Tanto a natureza detalhada do mecanismo de explosão quanto o sistema progenitor permanecem desconhecidos.

Diferentes avanços científicos e esforços foram necessários para simular um evento de SNcc¹. [Hoyle \(1946\)](#) propôs que a dissociação de ferro em partículas alfa seria o ponto de partida para desencadear o colapso do núcleo de ferro. Logo depois, [Hoyle](#)

¹conhecido também como o problema do colapso

& Fowler (1960) levantaram a hipótese de que o colapso gravitacional do núcleo de ferro comprime as camadas externas e, por sua vez, essa queima libera energia suficiente para ejetar as partes externas da estrela, resultando na explosão. No entanto, a energia não era suficiente para começar a explosão. Além disso, o sentido da propagação da queima não é para fora, e sim para dentro, onde a pressão é menor devido ao colapso do núcleo. Colgate & White (1966) notaram que a energia de ligação gravitacional liberada quando o núcleo estelar colapsa em uma estrela de nêutron é da ordem de 10^{53} ergs. Esta energia se transforma em emissão de neutrinos e se torna uma nova fonte para energizar a onda de choque da SN. Esse trabalho foi importante para provar o papel dos neutrinos no modelo de explosão por colapso do núcleo. Após incorporar as teorias de interação fraca, tratamento estatístico de neutrino e com o avanço da física nuclear, em meados de 1980, o mecanismo chamado *delayed neutrino heating* é o cenário amplamente favorecido para produzir a maioria das SNcc (Bethe & Wilson, 1985), e desde então, vem sendo aprimorado por simulações multidimensionais (veja Couch, 2017; Janka, 2012, para uma revisão detalhada, veja).

2.2 Origem dos elementos químicos pesados: o papel das SNIa e SNcc

A conjuntura do modelo cosmológico padrão demanda que haja evolução temporal na estrutura do Universo. Conseqüentemente, o mesmo poderia ser esperado para a composição química do Universo, ou seja, que ocorra uma evolução temporal da composição química. No entanto, a nucleossíntese do Big Bang (BBN) (ou nucleossíntese primordial) por si só sintetiza apenas elementos leves, como hidrogênio, hélio, e uma pequena quantidade de outros núclídeos leves (e.g., Li), durante os primeiros minutos do Universo (para uma revisão, veja Coc & Vangioni, 2017).

Com isso, houve a necessidade de uma teoria de nucleossíntese mais completa que descrevesse a produção de elementos químicos pesados. Em 1957, tais teorias nucleossintéticas surgiram, sendo capazes, portanto, de explicar a produção de elementos químicos mais pesados que o hélio (metais; Burbidge et al., 1957; Cameron, 1957). Em particular, o trabalho de Burbidge et al. 1957 trouxe uma nova perspectiva do entendimento de formação de elementos químicos pesados para um cenário coerente de evolução estelar e evolução química das galáxias:

1. Os autores postularam que todos os metais foram produzidos em interiores estelares ou durante explosões de supernovas, durante os diversos estágios da vida de uma estrela, e isso pode ser demonstrado por oito processos nucleares diferentes. Dessa forma, a nucleossíntese primordial se limita a sintetizar

apenas hidrogênio e hélio (e também com traços de outros elementos leves);

2. No cenário de evolução química, os autores mostraram que os elementos sintetizados durante a vida das estrelas tem um papel fundamental para a evolução das suas galáxias. A explosão de uma estrela como supernova enriquecem significativamente o meio interestelar com material processado nos seus interiores e ainda depositam grandes quantidades de momento e energia nas suas vizinhanças.

Portanto, eventos de supernovas desempenham um papel predominante na síntese e ejeção de elementos pesados e são extremamente importantes para entender o enriquecimento químico do Universo.

2.2.1 Diferentes fontes de produção de metais

A nucleossíntese é o processo nuclear para produção de metais a partir de núcleos já existentes e também os sítios que tal produção ocorre. Como discutimos brevemente na Seção 2.1, as tentativas de modelar a explosão dos eventos de supernova tem uma história rica. Graças ao crescimento do poder computacional ao longo dos anos e a melhoria da qualidade das observações das supernovas e seus remanescentes, existe até hoje centenas de modelos na literatura que simulam a evolução de estrelas culminando em supernovas que consideram as suas características observacionais. Como exemplo, a Figura 2.1 mostra os *yields* produzidos pelos modelos teóricos de explosão de SNe para os principais elementos químicos sintetizados por esses modelos, que inclui modelos de SNIa, SNcc e estrelas do ramo assintótico das gigantes (AGBs).

A produção de metais pode ser separada, principalmente, nas seguintes categorias segundo o número de massa (A) do elemento produzido:

- Estrelas do ramo assintótico das gigantes/SUPERAGBs sintetizam principalmente carbono, nitrogênio, e traços de neônio e magnésio (e.g. [Karakas, 2010](#)). Um exemplo de modelo teórico está representado em verde na Figura 2.1 (mais detalhes na Seção 2.3). Além das AGBs e supernovas, outros eventos naturais sintetizam a maioria dos elementos com $A < 16$, como a nucleossíntese do Big Bang, quebra de núcleos que compõem raios cósmicos por colisões com átomos e vice-versa (chamado espalação), entre outros ([Branch & Wheeler, 2017](#); [Maciel, 2004](#)).
- Supernovas de colapso do núcleo e suas estrelas progenitoras massivas produzem oxigênio, neônio, magnésio em abundância, e quantidades significativas de silício e enxofre (e.g. [Nomoto et al., 2006](#)). Um desses modelos teóricos está representado em azul na Figura 2.1 (mais detalhes na Seção 2.3).

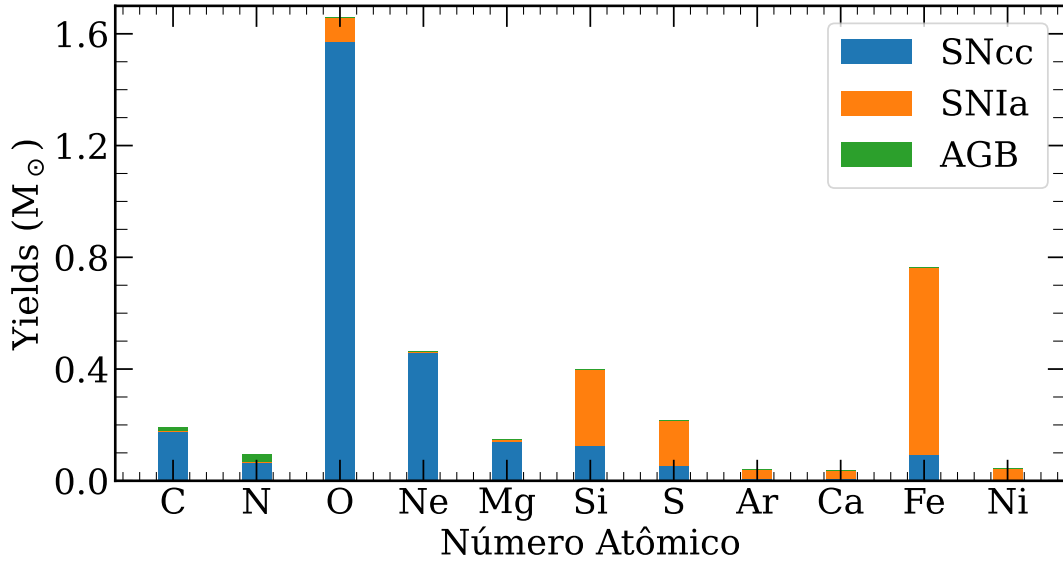


Figura 2.1 *Yields* ou massa final sintetizada dos modelos teóricos de explosão de SNe, em unidades de massa solar, para os principais elementos químicos sintetizados para esses modelos. O modelo de SNIa é representado em laranja com os *yields* do modelo de detonação retardada SNIa, chamado originalmente de WDD1 (Iwamoto et al., 1999, Iw99_WDD1). O modelo de SNcc é representado em azul com os *yields* do modelo de SNII com a metalicidade inicial da estrela progenitora de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Nomoto et al., 2006, No13_SNII_Z2E-2), convolucionado com a função de massa inicial (do inglês, *initial mass function* ou IMF) de Salpeter para estrelas massivas de Salpeter (1955), assim como o modelo de AGB também de metalicidade inicial de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Karakas, 2010, Ka10_AGB_Z2E-2) em verde. Este último tem seus *yields* multiplicados por um fator de 10 para uma melhor visualização. Tabela 2.1 apresenta os valores dos *yields* desses modelos.

- Supernovas do tipo Ia sintetizam a maioria do ferro, níquel, e outros elementos do grupo de ferro (e.g., manganês), assim como quantidades significativas de silício e enxofre. A maioria do argônio e cálcio também é produzida por SNIa (e.g. Iwamoto et al., 1999). Um exemplo de modelo teórico está representado em laranja na Figura 2.1 (mais detalhes na Seção 2.3).
- Fusões de estrelas de nêutrons em sistemas binários ou estrelas de nêutrons e buracos negros são os eventos favorecidos a produzir elementos mais pesados através dos processo-s e processo-r (e.g. Martin et al., 2015; Perego et al., 2014). No entanto, simulações numéricas mostram que o processo-r ainda contém incertezas, uma delas relacionada a dificuldade de estudar núclídeos longe do equilíbrio (Mumpower et al., 2015).

Tabela 2.1 *Yields* ou massa final sintetizada dos modelos teóricos de explosão de SNe, em unidades de massa solar, para os principais elementos químicos sintetizados para esses modelos. O modelo de SNcc é representado em vermelho com os *yields* do modelo de SNII com a metalicidade inicial da estrela progenitora de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Nomoto et al., 2006, No13_SNII_Z2E-2), convolucionado com a função de massa inicial (do inglês, *initial mass function* ou IMF) de Salpeter para estrelas massivas de Salpeter (1955), assim como o modelo de AGB também de metalicidade inicial de $Z_{\text{init}} = 0,02$ (Karakas, 2010, Ka10_AGB_Z2E-2). O modelo de SNIa é representado em azul com os *yields* do modelo de detonação retardada SNIa WDD1 (Iwamoto et al., 1999, Iw99_WDD1). O traço representa elementos cujo *yields* finais são negativos.

Elementos Químicos	Modelos Teóricos		
	SNcc	SNIa	AGB
	No06_SNII_Z2E-2	Iw99_WDD1	Ka10_AGB_Z2E-2
C	0,174	0,0054	1,39E-03
N	0,067	0,0003	2,54E-03
O	1,571	0,0882	—
Ne	0,459	0,0015	3,15E-04
Mg	0,140	0,0077	1,11E-05
Si	0,126	0,2736	1,12E-06
S	0,052	0,163	0
Ar	0,009	0,032	0
Ca	0,007	0,031	0
Fe	0,093	0,672	0
Ni	0,004	0,038	5,59E-07

Como um dos objetivos desta tese é comparar a produção ejetada dos elementos pesados ou *yields* previstos pelos modelos teóricos de explosão de SN com o conteúdo observado no ICM, nos concentramos nos núcleos em comum produzidos pelos modelos e observados no meio intra-aglomerado. Portanto, ao longo desta tese, focamos nos elementos químicos produzidos por SNIa e SNcc, que são os elementos em comum medidos em espectros em raios-X de aglomerados e grupos de galáxias com os satélites disponíveis atualmente. A previsão detalhada da nucleossíntese para cada tipo de SN é apresentada nas subseções a seguir, juntamente com possíveis parâmetros e incertezas.

2.2.2 Abundâncias em comparação a Razões de Abundâncias

Embora o consenso seja de que os metais observados no ICM tenham se originado de estrelas e seus remanescentes, permanece incerto como e quando tais metais foram transportados do ISM para o ICM. A espectroscopia de raios-X espacialmente resolvida é crucial para esclarecer a relevância entre os possíveis mecanismos de enriquecimento na formação e evolução do ICM, através da análise das abundâncias de metais elementares e, principalmente, das *razões de abundância*.

As abundâncias individualmente fornecem informações importantes sobre quantidades absolutas do ICM, como a massa total de ferro, ou de gás, onde a primeira se mede através da medida de abundância de ferro e a segunda, a intensidade de emissão do ICM. No entanto, isso é insuficiente para determinar um cenário sobre relevância dos mecanismos que injetaram os metais no ICM. Isso ocorre porque, pela medida individual de abundância, é impossível determinar a fração de um dado elemento advinda dos diferentes tipos de SNe. Em contrapartida, usando as razões de abundância, determinamos a importância dos diferentes mecanismos de enriquecimento calculando a fração do gás enriquecido por diferentes tipos de SNe. Isso é derivado de razões de abundância elementares, que atuam como registro fóssil químico dos processos de enriquecimento.

As razões de abundância são ferramentas poderosas para testar a importância de diferentes mecanismos de enriquecimento. Como mencionamos na Seção 2.2.1, diferentes tipos de SNe ejetam material enriquecido com diferentes proporções de elementos químicos (Figura 2.1), e estes são transportados do ISM para o ICM por diferentes mecanismos de enriquecimento. Como resultado, as razões de abundâncias elementares também se apresentam com diferentes proporções no ICM, nos permitindo calcular a fração relativa de massa de ferro por diferentes processos.

A Figura 2.2 mostra as diferentes proporções das razões de abundâncias previstas pelos modelos teóricos de explosão de SNcc e SNIa para os principais elementos

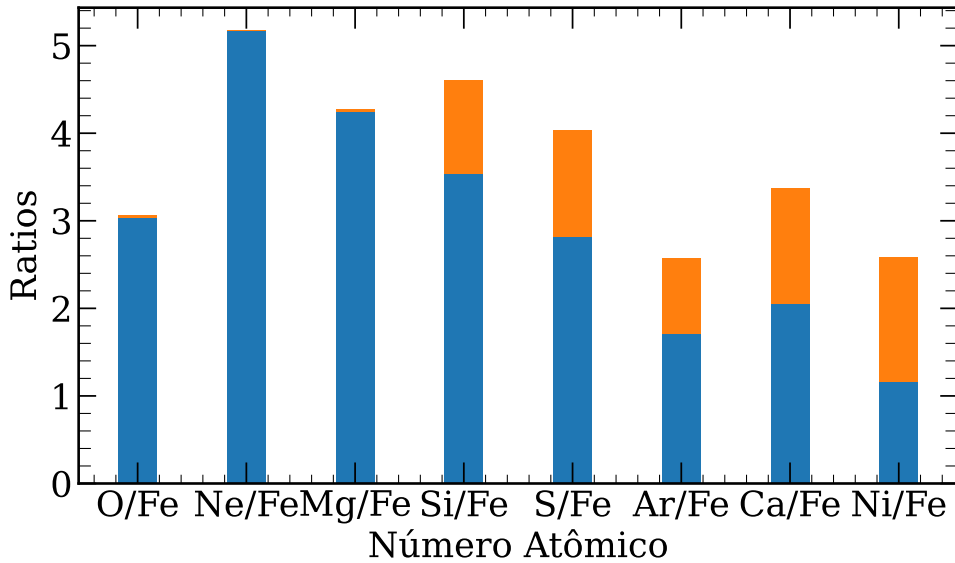


Figura 2.2 Razão dos *yields* dos modelos teóricos de explosão de SNe para os elementos químicos de interesse sintetizados para esses modelos. O modelo de SNIa é representado em laranja com os *yields* do modelo WDD1 de detonação retardada SNIa (Iwamoto et al., 1999, Iw99_WDD1). O modelo de SNcc é representado em azul com os *yields* do modelo de SNII com a metalicidade inicial da estrela progenitora de $Z=0,02$ (Nomoto et al., 2006, No13_SNII.Z2E-2), convolucionado com a IMF de Salpeter para estrelas massivas de Salpeter (1955). Veja Tabela 2.1 para acessar os valores dos *yields* desses modelos.

químicos sintetizados por esses modelos. Nesse caso, a abundância de O/Fe (normalizada pelo valor solar de Anders & Grevesse (1989)) prevista pelo modelo de SNII é de $\sim 3,03$ e pelo modelo de SNIa de $\sim 0,03$. Para uma medida de razão de abundância de O/Fe no ICM de 0,5 (nas mesmas unidades), estimamos uma fração relativa em massa de ferro enriquecida por SNIa de $\sim 84\%$, enquanto o restante é produzido por SNII ($\sim 16\%$). Portanto, medindo as razões de abundância, determinaremos a contaminação fracionária do tipo SN (Erdim et al., 2021; Mernier et al., 2017; Mushotzky et al., 1996) e a importância relativa de cada mecanismo de enriquecimento.

2.2.3 Supernova do colapso do núcleo de estrelas massivas

Supernovas de colapso do núcleo ocorrem sob dois cenários gerais, nos quais ambas as explosões SNcc são o produto da morte de estrelas $\gtrsim 8 M_{\odot}$ (para uma revisão, veja Nomoto et al., 2013; Thielemann et al., 2018).

Estrelas na faixa de massa de $\sim 8 - 10 M_{\odot}$ produzem um núcleo de O-Ne-Mg que sofre colapso rápido e se tornam SN de captura de elétrons (do inglês, *electron-capture supernovae*). Essas estrelas de massa mais baixa sintetizam pequenas quan-

tidades de elementos- α e elementos do grupo de Fe (ver [Thielemann et al., 2018](#), e referências neles) e também são fontes de zinco. Simulações de explosão de SN de $9M_{\odot}$ sugerem uma superprodução de ^{60}Zn , ^{70}Se , e ^{78}Kr ([Wanajo et al., 2009](#)). Dentre todas as SNcc, o limite superior de sua contribuição pode ser inferido por ^{64}Zn , que deve ser em torno de 20% de todos os SNcc. Além disso, elas produzem massas de ^{56}Ni significativamente menores (cerca de $0,002 - 0,004 M_{\odot}$) em comparação com a massa típica de ^{56}Ni de $\sim 0,1 M_{\odot}$ produzida por progenitores mais massivos ([Nomoto et al., 2013](#)).

Por outro lado, estrelas massivas $\gtrsim 10M_{\odot} - 140M_{\odot}$ e no fim de sua evolução sofrem o colapso do seu núcleo de ferro e podem resultar nos seguintes cenários: (i) SN do tipo II (possuem linhas de hidrogênio de absorções ou emissões fortes em seu espectro), (ii) SN do tipo Ib (não possui linhas de hidrogênio, camada perdida durante sua evolução) e (iii) Ic (não possui linhas de hidrogênio e nem de hélio, camadas perdidas durante sua evolução), exceto se a estrela colapse completamente em um buraco negro e não haja ejeção de alguma massa (para uma revisão, veja [Nomoto et al., 2013](#)).

Estrelas isoladas são estrelas que não fazem parte de um sistema binário ou múltiplo, cuja evolução pós-sequência principal e produção de elementos depende basicamente da sua massa inicial². Estrelas isoladas massivas sofrem processos termonucleares transformando elementos mais leves em mais pesados. A estrutura interna dessas estrelas é configurada em camadas dominadas por diferentes elementos químicos, temperaturas, densidades e pressões (i.e., “estrutura de cebola” ou “camadas de cebola”). Elementos cada vez mais pesados são fundidos sucessivamente, até que seu núcleo seja composto por Ni e Fe, onde o Ni é produzido pela fusão de Si e o Fe pelo decaimento ^{56}Ni em ^{56}Fe ([Nadyozhin, 1994](#)). Quando o núcleo de ferro atinge o limite de Chandrasekhar, a pressão de degenerescência de elétrons não é mais suficiente para balancear a pressão gravitacional das camadas mais externas, por isso, através da dissociação do ferro, o núcleo colapsa rapidamente. Além disso, outro processo chamado fotodesintegração também retira energia desse núcleo, no qual os raios gama (γ) decompõem os núcleos de ferro em partículas α e nêutrons livres, conforme a reação $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13\alpha + 4n$. O decaimento β inverso é outro processo que favorece a mudança no núcleo estrela, a essa densidade os elétrons são comprimidos próximos aos núcleos de partículas alfas, formando nêutrons e emitindo neutrinos ([Woosley & Janka, 2005](#)).

A combinação desses fatores catalisa o colapso do núcleo, que perde energia térmica (absorvendo raios gama), e conseqüentemente, diminui ainda mais a pressão interna (elétrons se transformam em nêutrons), por fim emitindo neutrinos (também

²Além da massa inicial e sistemas binários, há outros fatores importantes para a evolução estelar, como metalicidade e rotação da estrela.

causa perda de energia). O colapso é abrupto. Antes do colapso, o núcleo tinha cerca de 6000 km ($\sim R_{Terra}$) e densidades $\sim 10^8 \text{ g cm}^{-3}$. Assim, o núcleo colapsa a $\gtrsim 25\%$ da velocidade da luz e forma uma estrela densa ($\sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$), rica em nêutrons de cerca de 30 km em raio. O colapso continua até que a força nuclear forte impeça um núcleo mais denso em cerca de duas vezes a densidade do núcleo atômico ($4 - 5 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) (Janka, 2012; Janka et al., 2007; Woosley & Janka, 2005).

Nesse ponto, o núcleo da estrela é rico em nêutrons e a pressão de degenerescência de nêutrons impede o colapso total. Como resultado dessa interrupção abrupta do colapso do núcleo, a camada externa recai, causando um choque propagando para fora. À medida que a onda de queima se propaga sobre as camadas externas, hipoteticamente, sua velocidade de propagação aumenta, ejetando rapidamente tais camadas e provocando uma explosão de SN (Baron et al., 1985; Colgate & Johnson, 1960).

No entanto, como visto na Seção 2.1, a energia emitida não seria suficiente para começar a explosão. Desta forma, os neutrinos desempenham um papel importante na formação de estrelas de nêutrons e em culminar o evento de SNe. Colgate & White (1966) propuseram, pela primeira vez, os neutrinos como fontes de energia para ondas de choque, propagando-se para fora e produzindo um evento de SN.

O mecanismo de aquecimento retardado de neutrinos é considerado o mais promissor dentre os diversos mecanismos propostos e tem sido amplamente estudado (Burrows, 2013; Couch, 2017; Janka et al., 2016; Smartt, 2009; Woosley & Janka, 2005). Um atributo importante é que neutrinos operam como uma fonte crucial de informação observável direta sobre a dinâmica interna de estrelas de nêutrons e as explosões de supernovas.

Em resumo, podemos supor que a energia de ligação liberada durante o colapso do núcleo da estrela massiva para formar uma estrela de nêutrons seja a fonte da energia liberada na explosão de SNcc. Embora isso tenha sido sugerido há quase 90 anos (Baade & Zwicky, 1934), os mecanismos de explosão e transporte de energia ainda não são totalmente compreendidos.

Um dos objetivos dos diversos modelos teóricos de SN testados nesta tese (e exemplificados na Seção 2.2.1), é ter como produtos nucleossintéticos principais o oxigênio, neônio, e magnésio, a menores proporções o silício e enxofre, e ainda menores quantidades de cálcio, argônio, ferro e níquel. No entanto, ainda não há uma concordância entre os modelos do estado da arte quanto a quantidade em massa da produção desses elementos no final da explosão de uma SNcc. A dependência dos modelos teóricos estão atualmente em torno de três principais fatores:

1. A massa inicial da estrela progenitora;

2. A metalicidade inicial da estrela progenitora;
3. A função de massa inicial, onde a estrela progenitora contaminaria o meio interestelar.

A massa inicial estelar é o principal parâmetro envolvido na energia fornecida para a explosão de SN e pode alterar a produção nucleossintética. A metalicidade inicial da estrela progenitora é parametrizada nos modelos de explosão de SNe através da inserção da abundância de ^{22}Ne , que atua como uma fonte de nêutrons, e consequentemente, é um fator importante na produção dos elementos ricos em nêutrons. Alguns modelos de explosão incluem a abundância de ^{22}Ne como metalicidade inicial da estrela progenitora, como modelo Iw99_W7 de [Iwamoto et al. \(1999\)](#). O isótopo ^{22}Ne vem do ^{14}N durante a queima de He até $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$. Atuando via $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, esta composição inicial produz um excesso de nêutrons. E, para um estudo conectado com o enriquecimento químico galático, se deve considerar se tais modelos correspondem a população estelar que enriqueceu o meio interestelar, e no nosso caso, enriqueceu o meio ICM/IGrM. Outros fatores também inclusos nas simulações são as taxas de reação termonuclear em um estágio de pré-supernova ([Fields et al., 2018](#)), o corte de massa³, e o perfil de temperatura na passagem da onda de choque ([Chieffi & Limongi, 2004](#); [Nomoto et al., 2013](#)).

Tais incertezas nas simulações destes eventos levam a vários modelos teóricos de explosão de supernovas que podem concordar com as observações. Como resultado, cada modelo exibirá padrões de abundância distintos intrínsecos ao seu próprio evento de SNcc. Nesta tese, utilizamos observações de aglomerados de galáxias para ajudar a desvendar a degenerescência entre esses modelos teóricos de explosão de SN.

2.2.4 Supernova Ia

Supernovas do tipo Ia são eventos associados a explosões termonucleares de anãs brancas compostas predominantemente de carbono e oxigênio (C+O WD). Em um sistema binário, a anã branca encontra-se em estado de equilíbrio hidrostático enquanto a sua massa estiver abaixo do limite de Chandrasekhar ($\sim 1.4 M_{\odot}$). Essa estabilidade se deve à pressão de degenerescência eletrônica (pressão interna) causada por efeitos quânticos em estados de matéria altamente densa ($\rho \simeq 2-4 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$, $T \simeq 10^8 \text{ K}$) (para uma revisão, veja [Oliveira Filho & Saraiva, 2013](#)). Neste instante, a pressão externa (devido à força gravitacional das camadas externas da estrela) e a pressão de interna (devido à degenerescência dos elétrons) ainda estão contrabalançadas e a descrição do gás é predominantemente para um

³Definido como o valor que separa a massa do núcleo final e o remanescente ejetado.

gás degenerado de elétrons. Em um caso não degenerado, se a densidade aumenta, sua temperatura também aumenta e a estrela se expande e esfria para encontrar o equilíbrio. No entanto, para um gás degenerado de elétrons, a pressão do gás depende basicamente da densidade da WD, e é incapaz de regular sua fusão nuclear. Se a WD estiver a taxas de acreção de matéria razoável⁴, ela consegue agregar continuamente matéria, causando uma leve contração através da pressão gravitacional (aumentando sua densidade e temperatura). Portanto, quando a massa da WD se aproxima do limite da massa de Chandrasekhar, isso é suficiente para desencadear a fusão de carbono. Como a taxa de reação para a queima de carbono é suscetível à temperatura, o aumento de temperatura inicia a queima de carbono através de uma explosão descontrolada. Então, essa alta taxa liberará energia e aumentará a temperatura o suficiente para queimar oxigênio e silício, quase simultaneamente. Como resultado, a energia produzida pelas reações nucleares ($\sim 10^{51}$ ergs; Thielemann et al. (2004)) é maior que a energia de ligação gravitacional do núcleo degenerado de elétrons ($\simeq 3 \times 10^{50}$ ergs; Oliveira Filho & Saraiva (2013)), causando a ruptura completa da WD e culminando no evento da Supernova do tipo Ia.

A natureza exata da estrela companheira que alimenta a anã branca ainda é incerta (veja mais detalhes em Livio & Mazzali, 2018; Maeda & Terada, 2016; Maoz et al., 2014; Seitenzahl & Townsley, 2017). Apesar dos esforços para resolver essa questão, aparentemente, as observações da curva de luz e espectros são insuficientes, até agora, para inferir a natureza exata da estrela progenitora. Na literatura, há dois cenários promissores de progenitores para eventos de SNIa:

1. Degenerado simples (SD): Essa é a configuração clássica onde a WD acumula material suficiente de uma estrela companheira normal (não degenerada). A anã branca, remanescente da estrela primária de baixa massa inicial ($M \lesssim 8 M_{\odot}$), tem sua ignição (na região central ou não) iniciada por acúmulo de massa da companheira, desencadeada por um ou mais pontos de ignição (algumas vezes referidos como bolhas ou *bubbles*) até atingir próximo ao limite da massa de Chandrasekhar (M_{Ch}). A estrela secundária evolui e preenche seu lóbulo de Roche, que delimita a superfície em torno de uma estrela cuja matéria dentro dessa região está gravitacionalmente ligada a ela, e no ponto equipotencial de Lagrange L1, transfere parte da matéria para a primária. Este processo é suficiente para culminar em uma supernova Tipo Ia;
2. Degenerado duplo (DD): Essa é a configuração em que a estrela companheira é outra anã branca, que cede material para estrela primária. Nesse caso, a

⁴Simulações indicam que, quando as CO WDs atingem massa próxima à massa de Chandrasekhar, elas podem explodir, dependendo da massa da WD e da taxa de acreção, cujo valor varia de $\sim 10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Hillman et al., 2016; Nomoto & Kondo, 1991; Nomoto et al., 2007).

ignição é desencadeada (na região central ou não) ou por uma fusão violenta, ou ainda, pela acreção dos detritos da anã branca destruída por força de maré desse sistema binário próximo. Após progressos teóricos, simulações hidrodinâmicas recentes em 3D de fusões, reviveram a possibilidade de que cenários de fusão de detonação dupla poderiam produzir SNeIa normais. Além disso, o progresso no domínio observacional também reforça esse possível cenário, visto que a SNIa mais bem estudada, SN 2011fe, apresenta evidências consistentes com um cenário DD.

O cenário geral é onde o material acretado por uma C+O WD pode vir ou de uma estrela companheira não degenerada (cenário SD; [Whelan & Iben Jr, 1973](#)) ou outra anã branca (cenário DD; [Iben & Tutukov, 1984](#); [Webbink, 1984](#)). Apesar do cenário incompleto, é geralmente assumido que o remanescente de uma estrela primária de baixa massa inicial ($M \lesssim 8 M_{\odot}$) tem uma ignição iniciada por acreção da massa da companheira. Além disso, a taxa que a massa é acretada ainda não é bem restringida. Simulações reproduzem uma explosão de SNIa próximo ao limite de Chandrasekhar para uma faixa relativamente grande de massas iniciais de CO+WDs ($\sim 0,65 - 1,38 M_{\odot}$) e taxas de massa de acreção C+O WDs ($\sim 10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) ([Hillman et al., 2016](#); [Nomoto & Kondo, 1991](#); [Nomoto et al., 2007](#)). No cenário de DD, as explosões de SNIa podem ser obtidas mesmo se as massas individuais forem menores que a massa de Chandrasekhar, por vários mecanismos de explosões (e.g., detonação dupla [Leung & Nomoto, 2020a](#)).

Ademais, o mecanismo da explosão, ou seja, a física da frente de queima de propagação e o local onde ela ocorre na progenitora também estão em debate (para uma revisão, veja [Hillebrandt & Niemeyer, 2000](#)). Como mencionado, os modelos teóricos de explosões de SNIa simulam a frente de propagação ao longo das camadas da anã branca, cuja propagação pode ser subsônicamente (deflagração) e/ou supersônica (detonação). A velocidade de propagação determina como a energia produzida é transferida de uma camada interna para uma camada externa.

1. No modelo de detonação a velocidade em que a queima (do inglês, *flame*) se propaga é supersônica, transferindo energia através das camadas mais externas através de uma onda de choque no sentido para fora.
2. No modelo de deflagração, a velocidade em que a queima se propaga é subsônica, transferindo energia por condução através das camadas da anã branca no sentido para fora.
3. No modelo de detonação-retardada (do inglês, *delayed-detonation*), existe uma densidade crítica na qual a velocidade da queima se torna supersônica no sentido para fora.

Modelos de detonação central de WDs próximo a M_{Ch} (Arnett, 1969; Hansen & Wheeler, 1969) produzem grandes quantidades de elementos do pico de Fe (sendo um máximo local nas abundâncias dos elementos na vizinhança solar nas proximidades do Fe (Cr, Mn, Fe, Co e Ni) e uma quantidade baixa de elementos de massa intermediária (como S e Si) em comparação com os observados nos espectros SNIa (Branch & Wheeler, 2017; Nomoto et al., 1984). Por outro lado, os modelos de deflagração permitem que a anã branca se expanda para condições de densidade mais baixas adequadas à síntese de IMEs, mas ainda ficam aquém da reprodução de seus espectros observados (Fink et al., 2014). Além dos cenários de deflagração e detonação, os modelos de transição de detonação atrasada (DDT) surgem como uma opção razoável para explicar o SNIa (e.g. Iwamoto et al., 1999; Nomoto et al., 1997). Todas as características mencionadas podem alterar os elementos finais sintetizados produzidos pelas Supernovas Tipo Ia. Este tipo de modelo concorda com observações de SNIa em uma, duas e três dimensões, bem como com seus materiais remanescentes. Esses modelos se transformam de um regime subsônico para um supersônico em uma densidade de transição (ρ_T). Durante o regime de deflagração, a estrela se expande para densidades mais baixas, permitindo a síntese de elementos de massa intermediária. No entanto, a abundância geral produzida por elementos do grupo ferro é significativa. Por isso, modelos de detonação retardada, como a transição deflagração para detonação (Khokhlov, 1991), detonações gravitacionalmente confinadas (Jordan et al., 2008; Plewa et al., 2004) e detonações reversas pulsantes (Bravo et al., 2009), surgem como uma opção razoável para superar as deficiências nucleossintéticas de explicar SNIa normal. Diferentes mecanismos também podem levar a SNIa no cenário sub- M_{Ch} , como mencionado anteriormente (e.g. Leung & Nomoto, 2020a; Pakmor et al., 2010, 2012; Papish & Perets, 2016; Shen et al., 2018). Todos esses tipos de explosões são testados do ponto de vista observacional nesta tese. Isso mostra a importância desta tese, pois medidas exatas dos yields de SNIa fornecem um método promissor de diferenciar entres os diversos modelos existentes. Para um panorama dos modelos teóricos de SN testados veja as Tabelas 2.2 e B.1.

2.2.5 Outros tipos de explosões catastróficas testados nesta tese

A seguir, daremos um panorama, breve, de outros modelos de explosões catastróficas que culminam em supernovas, estudados nesta tese.

2.2.5.1 Hipernovas

Hipernovas são explosões hiper-energéticas de supernovas massivas com energia cinética com energia $E \gtrsim 10^{52}$ ergs, pelo menos dez vezes maior que uma SN normal

(10^{51} ergs). Nesta tese, os modelos teóricos simulam estrelas com massas até $40 M_{\odot}$ explodindo com energia cinética entre $1 - 3 \times 10^{52}$ ergs (e.g. [Nomoto et al., 2006](#)). Acredita-se que elas se formem de estrelas onde o colapso do núcleo de ferro forma um buraco negro com alta rotação ejetando material via jatos e formando uma hipernova.

Esse tipo de explosão de alta energia já foi observada e bem reproduzida pela SN do tipo Ic chamada SN1998bw, explodindo com energia cinética de $2,2 \times 10^{52}$ ergs e associada ao *gamma-ray burst* GRB980425 ([Galama et al., 1998](#); [Woosley et al., 1999](#)). Atualmente ainda não está evidente a diferença entre supernova e hipernova em termos de nucleossíntese, ou se existe de fato uma.

2.2.5.2 PISN

Supernovas de instabilidade de pares (do inglês, *Pair-Instability Supernovae*, PISNe) são estrelas supermassivas ($M \geq 140 M_{\odot}$), que, no caso de não perderem muita massa durante sua evolução, ao invés de formarem um núcleo de ferro que colapsaria, atingem condições nucleares ($T \gtrsim 10^9$ K; $\rho \lesssim 10^5$ g cm $^{-3}$) onde a explosão termonuclear é iniciada pela produção abundante de pares elétron-pósitron sem deixar remanescente. O limite superior simulado por modelos teóricos não rotacionais resultando em tais explosões são de $M \geq 260 M_{\odot}$ (e.g. [Heger & Woosley, 2002](#)). Acima dessa massa, tais estrelas explodem e formam buracos negros ([Woosley et al., 2007](#)). Como se espera que as PISNe sejam completamente destruídas, tais eventos ejetam grandes quantidades de elementos pesados. Por exemplo, o modelo de PISNe estudado em [Heger & Woosley \(2002\)](#) prevê uma ejeção de $40 M_{\odot}$ de ^{56}Ni . Como consequência, tais explosões, através do decaimento radioativo de ^{56}Ni em ^{56}Fe , tem o potencial de produzir curvas de luz muito brilhantes e, consequentemente, supernovas superluminosas ([Gal-Yam et al., 2009](#)). Além de altas quantidades de Fe, devido à queima explosiva de oxigênio, PISNe produzem grandes quantidades de elementos alfa como Si, S, Ar e Ca, comparado a supernovas normais e hipernovas (e evidentemente a SNIa).

2.3 Modelos Teóricos de Explosão de Supernovas com *yields*

Com base nas abundâncias de ICM medidas de 18 aglomerados/grupos de galáxias próximas, verificamos a capacidade dos modelos teóricos de SN de recuperar as distribuições de razão de abundância observadas de nossa amostra. Para isso, primeiro construímos combinações lineares da contribuição fracionária dos *yields* para cada combinação possível de modelos de SNe em pares. Em seguida, verificamos sua

consistência com a distribuição das medidas de razão de abundâncias observadas. Os modelos teóricos de rendimento de SNIa e de SNcc utilizados estão resumidos nas Tabelas B.1 e 2.2, respectivamente. Na descrição dos modelos abaixo, todas as massas estão em M_{\odot} e $\rho_{c,9}$ é a densidade central em unidades de 10^9 g cm^{-3} .

Modelos de SNIa

No contexto dos modelos de SNIa, testamos os seguintes modelos teóricos:

1. Os modelos clássicos de massa 1D Chandrasekhar (M_{Ch}) (Iwamoto et al., 1999), incluindo os modelos de deflagração “rápida” W7 e W70, bem como a série de detonação retardada dos modelos WDD e CDD. Aqui, W e C são modelos baseados em uma anã branca e um núcleo carbono-oxigênio de uma estrela ramificada gigante assintótica, respectivamente (Nomoto et al., 1984). Eles são artificialmente transformados de um regime subsônico para um supersônico baseado em diferentes densidades de transição ($\rho_{T,7}$). Ao denotar os modelos nas Tabelas, seguimos sua notação original, mas começando com “Iw99”.
2. Um modelo 2D de deflagração pura esférica (DF) e dois modelos 2D de detonação retardada (ou transição deflagração-detonação, DD), um dos quais assume uma deflagração central (denotada como “ctr”) e o outro uma deflagração inicial fora do centro (indicado como “off”) (Maeda et al., 2010). Denotamos como Ma10-(ctr|off)-(DF|DD), onde (x|y|z) indica que escolhemos x ou y, ou z como opção de nome dos modelos.
3. O modelo 3D de deflagração descentralizada de Kromer et al. (2015) em uma anã branca híbrida quase- M_{Ch} , ou seja, composta por um núcleo de carbono-oxigênio (C+O) e uma camada circundante de oxigênio-neon (O+Ne) com cinco pontos de ignição colocados aleatoriamente ao redor do centro da anã branca como em Kromer et al. (2013a) e Fink et al. (2014) (denominado Kr15-hybrid).
4. Um conjunto de modelos 3D de deflagração pura do progenitor M_{Ch} C+O WD de Fink et al. (2014), no qual o número de pontos de ignição, N , varia de 1 a 1600 e com uma faixa de densidades centrais ($\rho_{c,9} = 1 - 5,5$). Os autores usaram a mesma configuração para explosões de deflagração sem assumir detonação retardada como em Seitenzahl et al. (2013). Dois modelos inicialmente têm um arranjo muito denso dos núcleos de ignição, referidos como modelos “compactos” e denotados com um “c” adicional no nome do modelo. A notação segue então Fi14- $\rho_{c,9}$ -c.

5. Um conjunto de modelos 3D de detonação retardada de [Seitenzahl et al. \(2013\)](#), assumindo uma faixa do número de pontos de ignição N , que varia de 1 a 1600, densidades centrais ($\rho_{c,9} = 1 - 5,5$) e metalicidades iniciais ($Z_{\text{init}} = 0,01 - 1,0Z_{\odot}$). Chamamos os modelos de $\text{Se13-}\rho_{c,9}\text{-}ZZ_{\text{init}}\text{-}c$. Os adicionais “ Z_{init} ” ou “ c ” aparecem no nome quando a metalicidade inicial não é uma unidade ou se existem núcleos de ignição “compactos”, respectivamente. Também incluímos o modelo de detonação confinado gravitacionalmente 3D mais recente com um ponto de ignição descentralizado Se16-GCD ([Seitenzahl et al., 2016](#)).
6. Um conjunto de modelos 3D de detonação retardada M_{Ch} de [Ohlmann et al. \(2014\)](#), que investiga o impacto de diferentes frações de massa de carbono inicial (X_C) na deflagração espontânea para transição de detonação. Esses modelos possuem condições de ignição por deflagração idênticas ao modelo N100 de [Seitenzahl et al. \(2013\)](#). A progenitora anã branca tem um núcleo homogêneo ou um núcleo homogêneo sem carbono (do inglês, *carbon-depleted core*) com diferentes X_C , e denotamos esses modelos seguindo $\text{Oh14-DD-}X_C$.
7. Um conjunto de modelos 2D de deflagração turbulenta pura com e sem transição para detonação para diferentes densidades centrais ($\rho_{c,9} = 0,5 - 5,0$), e metalicidades iniciais ($Z_{\text{init}} = 0 - 5Z_{\odot}$) do progenitor ([Leung & Nomoto, 2018](#)). Quatro modelos assumem apenas deflagração turbulenta pura e são indicados com um “1P” adicional no nome do modelo. Em seguida, denotamos os modelos como $\text{Le18-}\rho_{c,9}\text{-}ZZ_{\text{init}}\text{-}1\text{P}$.
8. Também consideramos os modelos sub- M_{Ch} de detonação dupla (DDet) de [Leung & Nomoto \(2020a\)](#), para uma ampla variedade de massas das progenitoras ($M_{\text{WD}} = 0,9 - 1,2 M_{\odot}$), massas de envelope de hélio ($M_{\text{He}} = 0,05 - 0,1 M_{\odot}$), metalicidades iniciais ($Z_{\text{init}} = 0 - 0,1$) e também detonações de carbono desencadeadas por diferentes configurações de detonação de He: esférica (S), bolha (B) e anel (R). Denotamos esses modelos como $\text{Le20a-}M_{\text{WD}}\text{-}M_{\text{He}}\text{-}Z_{\text{init}}\text{-(S|B|R)}$.
9. Os modelos 2D de deflagração turbulenta pura de [Leung & Nomoto \(2020b\)](#) para uma gama de densidades centrais iniciais ($\rho_{c,9} = 1,0 - 9,0$) e massas da anã branca ($M_{\text{WD}} = 1,33 - 1,40 M_{\odot}$) do progenitor com metalicidade solar. Esses modelos são nomeados como $\text{Le20b-}\rho_{c,9}\text{-}M_{\text{WD}}$. Também incluímos o conjunto de WDs de núcleo C+O híbridos com uma camada circundante de O+Ne+Mg (híbrida) para a mesma faixa de massas totais, compostas por diferentes massas de C+O ($M_{\text{C+O}} = 0,43 - 0,5 M_{\odot}$) com massa constante de

oxigênio e neon de $0,9 M_{\odot}$. Nomeamos esses modelos híbridos como Le20b-Hybrid- M_{C+O} .

10. Os modelos 3D de fusão violenta de [Kromer et al. \(2013b, 2016\)](#) incluindo uma fusão entre dois sub- M_{Ch} WDs (com massas $0,9 M_{\odot}$ e $0,76 M_{\odot}$) para duas metalicidades diferentes ($Z_{\text{init}} = 1$ e $Z_{\text{init}} = 0,01$). Esses modelos são denominados Kr13_0.9_0.76 e Kr16_0.9_0.76_Z1E-2, respectivamente.
11. O modelo 3D de fusão violenta entre dois sub- M_{Ch} C+O WDs de $\approx 0,9 M_{\odot}$ ([Pakmor et al., 2010](#)), bem como o modelo 3D de fusão violenta entre dois sub- M_{Ch} C+O WDs de $0,9 M_{\odot}$ e $1,1 M_{\odot}$ ([Pakmor et al., 2012](#)), nomeados Pr10_0.9_0.9 e Pr12_1.1_0.9, respectivamente.
12. Os modelos 3D de [Papish & Perets \(2016\)](#) com *yields*, simulando uma colisão direta de dois sub- M_{Ch} C+O WDs de $0,6 M_{\odot}$, com e sem a presença de uma massa baixa de camada de hélio de $0,01 M_{\odot}$ nos progenitores de anã branca. Esses modelos são denominados Pa16_1A e Pa16_1C_He, respectivamente.
13. Os modelos 3D de detonações duplas degeneradas duplas acionadas dinamicamente de [Shen et al. \(2018\)](#) para diferentes massas de progenitores ($M_{\text{WD}} = 0,8 - 1,10$), razões de carbono por oxigênio ($C/O = 30/70$ ou $50/50$), metalicidades iniciais ($Z_{\text{init}} = 0-0,02$) e taxas de reação de $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ($f_{^{12}\text{C}+^{16}\text{O}} = 0,1$ ou $1,0$). Os parâmetros do modelo são inseridos em seus nomes seguindo a notação Sh18- $M_{\text{WD}}-C/O-Z_{\text{init}}-f_{^{12}\text{C}+^{16}\text{O}}$.
14. 1D detonação pura (Det) dos modelos sub- M_{Ch} C+O WD para uma faixa de $M_{\text{WD}} = (0,81 - 1,15 M_{\odot})$, densidades centrais iniciais ($\rho_{c,7} = 1,0 - 7,9$) do progenitor de [Sim et al. \(2010\)](#). Seguimos a notação Si10_Det- $M_{\text{WD}}-\rho_{c,7}$. Um dos casos, Si10_Det_1.06_4.15 também é simulado para uma fração de massa Ne diferente de zero e denotado por Si10_Det_1.06_4.15_Ne.
15. Ambos os conjuntos de modelos de detonação dupla 2D de choque convergente (CS) e iluminado (EL) e modelos de detonação somente He (He) de [Sim et al. \(2012\)](#), para duas massas M_{WD} de $0,66$ e $0,79 M_{\odot}$ (com um $M_{\text{He}} = 0,21 M_{\odot}$ fixo) e densidades centrais $\rho_{c,7}$ de $0,38$ e $0,85$, para cada caso. Nomeamos por Si12_DD- $M_{\text{WD}}-\rho_{c,7}-(\text{CS}|\text{EL}|\text{He})$.
16. Os modelos 3D de detonação retardada de O+Ne WD para uma faixa de massas $M_{\text{WD}} = 1,18 - 1,2 M_{\odot}$ e densidades centrais ($\rho_{c,9} = 0,1 - 0,2$) de [Marquardt et al. \(2015\)](#). Também incluímos seu modelo de comparação de $1,23 M_{\odot}$ C+O WD. Denotamos como Mk15_DD- $M_{\text{WD}}-\rho_{c,9}-(\text{ONe}|\text{CO})$.

17. Os modelos 2D e 3D de ignição centralizada, assim como os modelos 3D de ignição multiponto com 5 e 30 bolhas de ignição (do inglês, *ignition bubbles* ou IBs) de [Travaglio et al. \(2004\)](#). Sua densidade central WD, $\rho_{c,9}$, é 2,9 usando uma variedade de tamanhos de grade linear (do inglês, *grid size* ou GS) de 256, 512 e 768. Nomeamos os modelos Tr04_3D_IB_GS se a ignição borbulhar estão fora do centro e Tr04_(2D|3D)_GS se estiverem centralizados. Em um dos casos, também consideramos o Tr04_3D_256 para os cálculos de nucleossíntese a partir de apenas 90% do pico de temperatura ($\sim 8,5 \times 10^9$ K) para aquelas partículas traçadoras que atingem condições de equilíbrio estatístico nuclear. Adicionamos um “T” à sua notação.

Modelos de SNcc

No contexto dos modelos de SNcc, testamos os seguintes modelos de SNcc assumindo uma IMF de Salpeter (ver Equação (3.6)):

1. O modelo SNII de [Nomoto et al. \(1997\)](#), que fornece os *yields* ponderados pelo FMI calculados para um intervalo de $10 - 50 M_{\odot}$ com $Z_{\text{init}} = 1 Z_{\odot}$. Denotamos por No97_SNIIZ1.
2. Três versões mais antigas dos modelos de SNII e Hipernovas (HN) do [Nomoto et al. \(2006\)](#) em função da metalicidade inicial e da massa da estrela progenitora. Os modelos são nomeados No06_(SNII|HN)_ Z_{init} . Seus modelos atualizados estão na Tabela 2.2 referenciada por [Kobayashi et al. \(2011\)](#).
3. Um conjunto de modelos de SNcc incluindo SNII normal, HN e SN de instabilidade de pares (PISN) retirados de [Nomoto et al. \(2013\)](#) em função da massa da estrela progenitora (até $40 M_{\odot}$) para um intervalo de metalicidades iniciais ($Z_{\text{init}} = 0 - 0,05$). O modelo PISN tem apenas zero metalicidade inicial. Os modelos são nomeados No13_(SNII|HN|PISN)_ $Z Z_{\text{init}}$. Também consideramos a versão estendida para *yields* de modelos de SNII e HN normais (até $140 M_{\odot}$) em $Z_{\text{init}} = 0$, que denotamos por No13_(SNII|HN)_Z0_ext. Também incluímos um modelo PISN e SNII com massa progenitora variando de 11 a $300 M_{\odot}$ e metalicidade inicial zero chamado No13_SNII&PISN_Z0.
4. [Heger & Woosley \(2002\)](#) SNII rende para um intervalo de massa de $10 - 100 M_{\odot}$ e [Heger & Woosley \(2010\)](#) PISN rende $140 - 260 M_{\odot}$ denotado por He02_SNII_ Z_{init} e He10_PISN_ Z_{init} model, respectivamente. Também consideramos a combinação dos dois. Eles são nomeados He10_SNII&PISN_0 para $10 - 260 M_{\odot}$ intervalo de massa. Todos os modelos acima usam $Z_{\text{init}} = 0$.

5. SNII rende para uma faixa de massa $13 - 35M_{\odot}$ do progenitor com metalicidades diferentes ($Z_{\text{init}} = 0 - 0,02$), que correspondem aos modelos denominados Ch04.SNII_ZZ_{init} (Chieffi & Limongi, 2004).
6. Um conjunto alternativo recente dos modelos de SNcc de Sukhbold et al. (2016) que fornece *yields* para uma faixa de massa progenitora de $12,25 - 120M_{\odot}$ com metalicidade solar. Esses modelos incluem transporte de neutrinos e usam o bem estudado SN1987A como ponto calibrado, denotado Su16_W18 e Su16_N20.

Esses são todos os modelos teóricos coletados da literatura que contém *yields* para a comparação com as razões de abundâncias do ICM. Para ilustração e comparação entre a produção de metais, mostramos na Seção 2.2.1 o modelo AGB de Karakas (2010), que fornece os *yields* um intervalo de massa inicial das estrelas progenitoras de $0,9 - 6,5 M_{\odot}$ com $Z_{\text{init}} = 0,02 Z_{\odot}$, denotado nesta tese por Ka10_AGB_Z2E-2.

Dado o número substancial de combinações teóricas de modelos de SN testados neste trabalho, resumidos nesta Seção as principais características de cada modelo de SN. As nomenclaturas dos 31 modelos de SNcc e em parte dos modelos de SNIa são apresentadas nas Tabelas 2.2 e 2.3, respectivamente. No apêndice B, o leitor pode encontrar a lista completa dos 232 modelos de SNIa coletados e avaliados (Tabela B.1).

Table 2.2. Lista dos 31 modelos de explosão de SNcc da literatura com *yields* disponíveis testados com nosso método.

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Basicas
Ch04_SNIIZ0	a	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 13, 15, 20, 25, 30, 35$
Ch04_SNIIZ1E-6	a	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 1\text{E-}06$, $m = 13, 15, 20, 25, 30, 35$
Ch04_SNIIZ1E-4	a	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 1\text{E-}04$, $m = 13, 15, 20, 25, 30, 35$
Ch04_SNIIZ1E-3	a	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 1\text{E-}03$, $m = 13, 15, 20, 25, 30, 35$
Ch04_SNIIZ6E-3	a	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 6\text{E-}03$, $m = 13, 15, 20, 25, 30, 35$
Ch04_SNIIZ2E-2	a	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 2\text{E-}02$, $m = 13, 15, 20, 25, 30, 35$
No97_SNIIZ1	b	Supernova do Tipo II, $\mathbf{Z}_{\text{init}} = 1$, $(m_{\text{low}}, m_{\text{up}}) = (11, 50)$
No06_SNIIZ4E-3	c	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0,004$, $m = 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No06_SNIIZ2E-2	c	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0,02$, $m = 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No06_HN_Z2E-2	c	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0,02$, $m = 20, 25, 30, 40$
No13_SNIIZ0	c,d	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 11, 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No13_SNIIZ0_ext	c,d	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 11, 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40, 100, 140$
No13_SNIIZ1E-3	c,d	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0,001$, $m = 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No13_SNIIZ4E-3	c,d,e	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0,004$, $m = 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No13_SNIIZ8E-3	c,d	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0,008$, $m = 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No13_SNIIZ2E-2	c,d,e	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0,02$, $m = 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No13_SNIIZ5E-2	c,d	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0,05$, $m = 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40$
No13_HN_Z0	c,d	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 20, 25, 30, 40$
No13_HN_Z0_ext	c,d	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 20, 25, 30, 40, 100, 140$
No13_HN_Z1E-3	c,d	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0,001$, $m = 20, 25, 30, 40$
No13_HN_Z4E-3	c,d	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0,004$, $m = 20, 25, 30, 40$
No13_HN_Z8E-3	c,d	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0,008$, $m = 20, 25, 30, 40$
No13_HN_Z2E-2	c,d,e	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0,02$, $m = 20, 25, 30, 40$
No13_HN_Z5E-2	c,d	Hipernova, $Z_{\text{init}} = 0,05$, $m = 20, 25, 30, 40$
No13_PISN_Z0	c,d	Pair-instability, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 140, 150, 170, 200, 270, 300$
No13_SNIIZ&PISN_Z0	c,d	Supernova do Tipo II and Pair-instability, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 11, 13, 15, 18, 20, 25, 30, 40, 100, 140, 150, 170, 200, 270, 300$
He10_SNIIZ0	f,g	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0$, $m = 10, 12, 15, 20, 25, 35, 50, 75, 100$
He02_PISN_Z0	f,g	Supernova do Tipo II, $Z_{\text{init}} = 0$, $(m_{\text{low}}, m_{\text{up}}) = (140, 260)$
He0210_SNIIZ&PISN_Z0	f,g	Type II SN and Pair-instability, $Z_{\text{init}} = 0$, $(m_{\text{low}}, m_{\text{up}}) = (10, 260)$
Su16_N20	h	Nonrotating SN1987A model calibrated by Nomoto & Hashimoto (1988) , $\mathbf{Z}_{\text{init}} = 1$, $(m_{\text{low}}, m_{\text{up}}) = (12, 25, 120, 0)$
Su16_W18	h	Rotating SN1987A model calibrated by Utrobin et al. (2015) , $\mathbf{Z}_{\text{init}} = 1$, $(m_{\text{low}}, m_{\text{up}}) = (12, 25, 120, 0)$

Note. — Respectivamente, m , m_{low} e m_{up} são as massas estelar inicial, menor e maior da estrela progenitora simulada dada em unidades de M_{\odot} para um dado modelo de SNcc. A metalicidade inicial do progenitor é denotada por Z_{init} , enquanto em negrito (\mathbf{Z}_{init}) é dada em termos de unidades de metalicidade solar, Z_{\odot} ; cada modelo SNcc pode assumir diferentes valores solares para definir sua composição de metalicidade inicial (ver referências dos modelos de SNcc para detalhes).

Referências: (a) [Chieffi & Limongi \(2004\)](#); (b) [Nomoto et al. \(1997\)](#); (c) [Nomoto et al. \(2006\)](#); (d) [Nomoto et al. \(2013\)](#); (e) [Kobayashi et al. \(2011\)](#); (f) [Heger & Woosley \(2002\)](#); (g) [Heger & Woosley \(2010\)](#); (h) [Sukhbold et al. \(2016\)](#).

Table 2.3. Lista das famílias de modelos teóricos de explosão de SNIa da literatura com *yields* testados com nosso método. Veja a lista completa desses modelos na Tabela B.1 do Apêndice B.

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
Fi14.1.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2,9$, 1 bolha de ignição fora do centro
Iw99_WDD1	2	Delayed Detonation, $\rho_{c,9} = 2,12$, $\rho_{T,7} = 1,7$, $\mathbf{Z}_{\text{init}} = 1$
Kr16_0.9_0.76_Z1E-2	3,5	Fusão violenta de C+O WDs 3D, $(M_{1,\text{WD}}, M_{2,\text{WD}}) = (0,9, 0,76)$, $\mathbf{Z}_{\text{init}} = 0,01$
Le18.0.5.1.0_1P	6	Deflagração Turbulenta Pura 2D, $\rho_{c,9} = 0,5$, $\mathbf{Z}_{\text{init}} = 1$, C/O=1,0
Le20a_1.10.0.10_0_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1,10$, $M_{\text{He}} = 0,10$, $Z_{\text{init}} = 0$, uma bolha de detonação de He
Le20b_1.0.1.33	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 1,0$, $M_{\text{C+O}} = 1,33$, C/O=1
Ma10_ctr_DF	9	Deflagração 2D, $\rho_{c,9} = 2,9$, ignição centrada
Mk15_DD_1.23_0.15_CO	10	Detonação Retardada 3D de C+O WD, $M_{\text{WD}} = 1,23$, $\rho_{c,9} = 0,15$, C/O=1
Oh14_DD_40	11	Se13_100_2.9, WD homogênea com 40% de fração de massa de carbono
Pr10_0.9_0.9	12	Fusão violenta 3D de WDs; $(M_{1,\text{WD}}, M_{2,\text{WD}}) = (0,9, 0,9)$
Pr12_1.1_0.9	13	Fusão violenta 3D de WDs; $(M_{1,\text{WD}}, M_{2,\text{WD}}) = (1,1, 0,9)$
Pa16_1A	14	Colisão 3D de WDs, $(M_{1,\text{WD}}, M_{2,\text{WD}}) = (0,6, 0,6)$, $\rho_{c,9} = 3,4 \times 10^{-3}$
Se13.1.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2,9$, 1 ponto de ignição descentralizado
Se16_GCD	16	3D Gravitationally confined detonation, $\rho_{c,9} = 2,9$, one off-centre ignition spot with distance from the center of the ignition kernel
Sh18_0.8_30/70_5E-3_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{\text{WD}} = 0,8$, C/O=30/70, $Z_{\text{init}} = 0,005$, $f_{12\text{C}+16\text{O}} = 0,1$
Si10_Det_0.81_1.0	18	Detonação 1D de sub- M_{Ch} C+O WD, $M_{\text{WD}} = 0,81$, $\rho_{c,7} = 1,0$, C/O/Ne=50/50/0
Si12_DDdet_0.66_0.38_CS	19	Detonação dupla 2D de choque convergente (baixa massa), $M_{\text{WD}} = 0,66$, $\rho_{c,7} = 3,81 \times 10^{-1}$
Tr04_2D_512	20	2D ignição central, tamanho da grade=512 ² , $\rho_{c,9} = 2,9$

Note. — A densidade central da anã branca ($\rho_{c,7}$ e $\rho_{c,9}$) é dada em unidades de 10^7 e 10^9g cm^{-3} , respectivamente. A densidade da transição deflagração-detonação ($\rho_{T,7}$) é dada em unidades de 10^7g cm^{-3} . A fração de massa da razão carbono/oxigênio (C/O) da anã branca e a taxa de reação $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ($f_{12\text{C}+16\text{O}}$) são adimensionais. A massa inicial da anã branca (M_{WD}), as massas do núcleo de CO ($M_{\text{C+O}}$) e do envelope de He (M_{He}), e as massas iniciais das anãs brancas primárias e secundárias em colisões e fusões ($M_{1,\text{WD}}$ e $M_{2,\text{WD}}$, respectivamente) são dadas em unidades de M_{\odot} . A composição da fração de massa inicial da anã branca (C/O/Ne) é dada pela fração de massa de $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}/^{22}\text{Ne}$. A metalicidade inicial do progenitor é denotada por Z_{init} , enquanto em negrito (\mathbf{Z}_{init}) é dada em unidades de metalicidade solar, Z_{odot} ; cada modelo SNcc pode assumir diferentes Tabelas de valores solares para definir sua composição de metalicidade inicial (ver referências para detalhes). Denotamos DDDDDD para os modelos de Detonação Dupla Degenerada Dinâmica (do inglês, *Dynamically-Driven Double-Degenerate Double-Detonation*) de Shen et al. (2018). “Somente aquelas partículas traçadoras que atingem as condições NSE a partir de 90% da temperatura de pico ($\sim 8,5 \times 10^9$ K) são consideradas nos cálculos de nucleossíntese.

Referências: (1) Fink et al. (2014); (2) Iwamoto et al. (1999); (3) Kromer et al. (2013b); (4) Kromer et al. (2015); (5) Kromer et al. (2016); (6) Leung & Nomoto (2018); (7) Leung & Nomoto (2020a); (8) Leung & Nomoto (2020b); (9) Maeda et al. (2010); (10) Marquardt et al. (2015); (11) Ohlmann et al. (2014); (12) Pakmor et al. (2010); (13) Pakmor et al. (2012); (14) Papish & Perets (2016) (15) Seitenzahl et al. (2013); (16) Seitenzahl et al. (2016); (17) Shen et al. (2018); (18) Sim et al. (2010); (19) Sim et al. (2012); (20) Travaglio et al. (2004).

Capítulo 3

Composição Química do ICM e os *Yields* da Nucleossíntese Estelar

Neste Capítulo, construiremos a relação quantitativa entre a composição química do meio intra-aglomerado ou intra-grupo e dos *yields* fornecidos pelos modelos teóricos de explosão de SNe. Para isso, utilizamos observações de aglomerados e grupos de galáxias para obter os modelos de SN que melhor reproduzem a composição química observada da nossa amostra. Consideramos a composição química deste meio como uma combinação linear da contribuição de duas classes de SNe diferentes: SNIa e SNcc. Além disso, os melhores modelos de SN são utilizados nos próximos Capítulos para estudar os mecanismos de enriquecimento químico.

3.1 Observações e Redução de Dados em Raios-X

Primeiramente nomeado como *Astro-E2*, o observatório espacial *Suzaku* (Mitsuda et al., 2007), lançado em 10 de julho de 2005, é uma missão conjunta entre o Japão e os Estados Unidos envolvendo várias instituições, como ISAS/JAXA, NASA/GSFC e MIT. Após falhas na comunicação e empenhos para recuperar seu controle, a JAXA decidiu encerrar sua operação e declarar a missão científica do *Suzaku* encerrada em 2015. *Suzaku* estava em uma órbita circular em torno da Terra com altitude de 570 km e um período orbital de 96 minutos. Este satélite carregava três instrumentos: o detector de raios-X duros (do inglês, *Hard X-ray Detector* ou HXD) que abrange uma faixa de energia entre 10–600 keV; o microcalorímetro em raios-X (do inglês, *X-ray Spectrometer* ou XRS), impossibilitado de realizar qualquer observação científica pela perda de todo o reservatório de hélio líquido necessário para refrigeração do detector; e o espectrômetro de imageamento em raios-X (do inglês, *X-ray Imaging Spectrometer* ou XIS), composto por quatro câmeras CCD (XIS0, XIS1, XIS2 e XIS3) cobrindo um campo de visão (do inglês, *Field of View*

ou FoV) de $17,8' \times 17,8'$ em uma faixa de energia de 0,2–12,0 keV. As observações da nossa amostra utilizam apenas observações do instrumento XIS e tais observações estão listadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 Amostra de aglomerados e grupos de galáxias

Nome	AR ^a	DEC ^a	<i>Redshift</i>	Raio cool-core ^b	ObsID ^c	Tempo de Exposição (ks) ^d	Nome do investigador principal
NGC 5846	15 06 29.62	+01 36 09.0	0,0060	$\lesssim 20$	803042010	155,9	M. Loewenstein
NGC 4472	12 29 46.58	+08 00 18.0	0,0044	$\lesssim 10$	801064010	121,0	M. Loewenstein
HCG62	12 53 05.76	-09 12 07.9	0,0147	$\lesssim 30$	800013020	114,8	N. Ota
Ophiuchus	17 12 26.23	-23 22 44.4	0,0280	$\lesssim 40$	802046010	100,5	A. Furuzawa
NGC 1550	04 19 47.71	+02 24 37.8	0,012	$\lesssim 25$	803017010	83,3	K. Sato
Abell 3581	14 07 37.99	-27 01 11.6	0,0226	< 100	807026010	80,4	K. Sato
NGC 507	01 23 38.52	+33 15 35.3	0,01902	$\lesssim 40$	801017010	79,5	K. Sato
Abell 426	03 19 49.30	+41 30 14.0	0,0179	$\lesssim 100$	800010010	50,4	A. Fabian
Abell 496	04 33 39.50	-13 16 44.8	0,0329	< 90	803073010	44,3	R. Dupke
Abell 3571	13 47 26.98	-32 51 08.6	0,0391	$\lesssim 100$	808094010	38,3	R. Dupke
Abell 262	01 52 46.13	+36 09 32.8	0,01641	< 40	802001010	37,2	K. Matsushita
NGC 2300	07 31 15.79	+85 41 47.4	0,0070	< 20	804030010	37,1	K. Matsushita
Abell 3526	12 48 48.29	-41 18 47.5	0,0104	< 50	800014010	36,5	Y. Fukazawa
MKW4	12 04 32.88	+01 54 50.8	0,01975	< 25	808066010	34,6	Y. Su
NGC 5044	13 15 24.10	-16 23 23.6	0,0082	< 40	801046010	19,7	K. Matsushita
AWM7	02 54 31.44	+41 35 35.9	0,0172	< 30	801035010	19,0	T. Ohashi
NGC 6338	17 15 15.10	+57 25 14.9	0,02816	< 70	809099010	15,5	L. Lovisari
UGC 3957	07 40 58.39	+55 25 44.4	0,0340	$\lesssim 110$	801072010	10,8	C. Scharf

^a AR significa ascensão reta e DEC significa declinação, ambas estão referidas ao equinócio J2000. Enquanto RA é escrito em unidades de horas, minutos e segundos (hh:mm:ss), o DEC está em graus, minutos e segundos (dd:mm:ss);

^b Raio que abarca a região interna em unidades de quiloparsec;

^c ObsID é o número de identificação único de observação com 9 dígitos;

^d Tempo de Exposição é dado em quilo segundos.

3.1.1 Redução de dados

Nossa análise é baseada em dezoito grupos e aglomerados de galáxias próximos ($z \leq 0,0391$) observados com o espectrômetro XIS, a bordo do satélite *Suzaku*. Suas propriedades são apresentadas na Tabela 3.1. As observações baixadas do site do HEASARC foram processadas da seguinte forma. Para cada objeto da amostra, selecionamos as observações com o maior tempo de exposição disponível no momento da coleta de dados. Recalibramos e limpamos os 4 chips XIS (XIS0, 1, 2 & 3), quando disponíveis, através da ferramenta *aepipeline*. Aplicamos critérios padrão usando HEASOFT v6.21. Os dados do modo de edição 5x5 foram convertidos e combinados em arquivos de eventos 3x3 com XSELECT v2.4d. Para análise espectral, extraímos três regiões — interna, externa e total — para cada objeto. A região interna é onde se esperaria maior contaminação por metais com origem de SNIa nos grupos e aglomerados de galáxias do tipo *cool-core* (veja a Seção 3.1.1.1). Os canais espectrais foram agrupados com no mínimo 10 contagens por canal. Matrizes de redistribuição e arquivos de resposta auxiliares foram gerados usando as rotinas *xisrmfgen* e *xissimarfgen*, respectivamente. Aplicamos os mesmos critérios de calibração e filtragem descritos acima para a observação de *background* (ID 100018010), no qual é uma observação do Pólo Norte da Eclíptica para serem usadas como observações de fundo.

3.1.1.1 Seleção de regiões de interesse

Neste trabalho, selecionamos três regiões para cada aglomerado/grupo da amostra: região interna, externa e total (campo de visão completo do XIS/Suzaku). Para a análise espectral, usamos três regiões de interesse para cada aglomerado/grupo: uma região interna abrangendo (quase) todo o seu núcleo frio, uma região externa construída para evitar a contaminação do núcleo frio e uma região de campo de visão completo. Selecionamos aglomerados do tipo *cool-core* com gradientes centrais de abundância de Fe. As regiões mais internas dos aglomerados do tipo *cool-core* têm características particulares. A abundância de Fe e o brilho da superfície atingem o pico no centro, enquanto a temperatura cai tipicamente para $\sim 2 - 3$ vezes abaixo dos valores da periferia. Aglomerados sem núcleo frios não têm o pico de brilho da superfície e a queda da temperatura central (e.g. De Grandi & Molendi, 2001). Exploramos o excesso de Fe central adotando tamanhos de regiões internas que maximizam o excesso de abundância de Fe, englobando a região espacial onde o núcleo frio domina. O pico de abundância de Fe no centro dos sistemas de galáxias do tipo *cool-core* pode ser resultado de um extenso período de enriquecimento por explosões SNIa depositadas ou criadas pela galáxia aglomerada mais brilhante (Böhringer et al., 2004; De Grandi et al., 2004). Embora os primeiros estudos sugerissem uma

contribuição relativamente maior da fração de massa de Fe do material ejetado de SNIa nas regiões centrais de aglomerados do tipo *cool-core* em comparação com as regiões externas (e.g. Dupke & White, 2000; Finoguenov et al., 2000), isso não foi demonstrado ser uma característica geral e também não encontrado sistematicamente em todas as medidas de razões de abundâncias (e.g. Böhringer & Werner, 2010; de Plaa et al., 2006; Mernier et al., 2017; Simionescu et al., 2009, e referências nelas). No entanto, a presença de tal gradiente radial da fração de massa de Fe provenientes de SNIa poderia aumentar o poder de discriminação dos pares de modelos de explosão SN pelo nosso método, já que poderíamos explorar valores mais extremos do espaço SNIa x SNII analisando as regiões central e externa separadamente. Se o gradiente não estiver presente, a separação das regiões internas/externas suavizaria a capacidade de classificação de razões de abundância específicas devido ao aumento dos erros associados ao menor número de contagens. No entanto, mesmo assim, deve fornecer resultados de classificação semelhantes. Por esse motivo, optamos por medir as abundâncias separadamente das regiões mais internas e externas para potencialmente maximizar a faixa de variação da fração de massa de *yields* de SNIa/SNcc, melhorando o poder de classificação do método.

A faixa de redshift da amostra de aglomerados e grupos de galáxias é baseada tanto na função de espalhamento pontual (do inglês, *point spread function* ou PSF) quanto no campo de visão do XIS no *Suzaku*. As regiões internas são círculos, com raios variando de 1' a 4'. A variação do tamanho da região interna é escolhida para considerar o tamanho do raio *cool-core* e a minimização da contaminação da PSF do *Suzaku*. Avaliamos o raio *cool-core* usando o resultado do projeto ACCEPT (Cavagnolo et al., 2009), exceto para Abell 3571 (Dupke & White, 2000; Eckert et al., 2011), NGC 6338, NGC 2300, (Rasmussen & Ponman, 2007), NGC 4472 (Kraft et al., 2010), Grupos NGC 1550 (Kolokythas et al., 2020) e UGC 3957 (Thölken et al., 2016). O raio da região interna circular está indicado na Tabela 3.1. As regiões externas são anéis com um raio interno $\geq 5'$ e raio externo de 8'. Considerando o raio de $\geq 5'$, reduzimos a contaminação da emissão da vizinhança do núcleo frio¹. Regiões de FoV completas (ou seja, regiões totais) têm 8' de raio.

3.1.2 Ajuste espectral

Ajustamos o modelo de *vaptec* de emissão de aglomerado/grupo de plasma térmico opticamente fino para cada espectro das diferentes regiões de cada aglomerado/grupo. Permitimos que as abundâncias químicas elementares de O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe e Ni variassem livremente, assim como a temperatura e a normalização. Espera-se que a emissão de aglomerado seja absorvida pelo gás Galáctico

¹http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/process/caveats/caveats_xrtxis03.html

de primeiro plano, caracterizado pelo modelo *wabs* (Morrison & McCammon, 1983). Em seguida, adotamos uma coluna fixa de hidrogênio Galáctico de N_H coletada do HEASARC N_H tool². Incluímos um componente de lei de potência para modelar a emissão de núcleos de galáxias ativos (AGN) quando necessário, com base na inspeção visual de observações de arquivo *Chandra* (apenas para regiões internas e totais). Fixamos o índice power-law em 1,9 conforme encontrado pela análise de alta resolução *Hitomi* de NGC 1275 (Hitomi Collaboration et al., 2017), mas sua normalização é um parâmetro livre. A faixa de energia dos ajustes espectrais foi limitada a 0,5–8,0 keV. Ajustamos espectros individuais para cada aglomerado/grupo, região e instrumento XIS. Por exemplo, a região interna do aglomerado de galáxias Centauros tem quatro abundâncias de Si (de XIS0, 1, 2 & 3), e calculamos sua média ponderada por erro para obter um valor final de abundância de Si. Repetimos este procedimento para cada objeto, instrumento, região e medição de abundância elementar. Relatamos a média final ponderada de erro de temperatura e abundância química para cada região nas Tabelas 3.2, 3.3 e 3.4. Em seguida, determinamos e comparamos essas razões de abundância finais de O/Fe, Ne/Fe, Mg/Fe, Si/Fe, S/Fe, Ar/Fe, Ca/Fe e Ni/Fe com as previstas pelos modelos de explosão de SN. Realizamos os ajustes espectrais com XSPEC v12.9.1 (Arnaud, 1996) e AtomDB v3.0.7 assumindo uma estatística χ^2 .

3.2 Comparação entre Abundâncias observadas no ICM e os Modelos Teóricos de Explosão de Supernovas com *yields*

Os metais no ICM têm origens em diferentes fontes estelares. Assumimos que os elementos pesados observados no ICM/IGrM originam-se, em última análise, de material ejetado de dois tipos de SN, SNIa e SNcc, este último representando todas as supernovas do colapso do núcleo. O enriquecimento químico do ICM pode então ser quantificado pela combinação linear de cada tipo de SN. O número *observado* de átomos no ICM, $N(E)$, de um certo elemento E, é expresso como

$$\underbrace{N(E)}_{\text{observado no ICM}} = \underbrace{n_i N_i^{\text{Ia}}(E) + n_j N_j^{\text{cc}}(E)}_{\text{previsto por modelos de SN}}, \quad (3.1)$$

onde $N_i^{\text{Ia}}(E)$ e $N_j^{\text{cc}}(E)$ são o número de átomos previstos pelo modelo SNIa i e modelo SNcc j , respectivamente, onde $i = \{1, 2, \dots, 232\}$ se refere aos 232 modelos de SNIa considerados, e $j = \{1, 2, \dots, 31\}$, indexa os 31 modelos de SNcc.

²<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

As abundâncias numéricas $A_i^{\text{Ia}}(\text{E})$ e $A_j^{\text{cc}}(\text{E})$ são o número de átomos de um dado elemento E dividido pelo número de átomos de hidrogênio (H), normalizado para a mesma razão para o valor solar, produzido pelos modelos de SNIa e SNcc i e j , respectivamente. Os coeficientes n_i e n_j são o número de SNIa e SNcc que enriqueceram o ICM, calculados adotando-se os modelos i e j , respectivamente. O argumento E representa o elemento químico considerado, onde $\text{E}=\{\text{O}, \text{Ne}, \text{Mg}, \text{Si}, \text{S}, \text{Ar}, \text{Ca}, \text{Fe}, \text{Ni}\}$.

Para calcular a abundância prevista A_i^{Ia} e A_j^{Ia} (relativas a H) de um dado elemento E, definido como

$$A_i^{\text{Ia}} = A_i^{\text{Ia}}(\text{E}) \equiv \frac{[N_i^{\text{Ia}}(\text{E})/N(\text{H})]}{[N(\text{E})/N(\text{H})]_{\odot}} \quad (3.2)$$

e

$$A_j^{\text{Ia}} = A_j^{\text{cc}}(\text{E}) \equiv \frac{[N_j^{\text{cc}}(\text{E})/N(\text{H})]}{[N(\text{E})/N(\text{H})]_{\odot}}, \quad (3.3)$$

derivamos o número de átomos, N_i^{Ia} e N_j^{cc} , de um dado elemento E através da relação abaixo:

$$N_i^{\text{Ia}} = N_i^{\text{Ia}}(\text{E}) = \frac{Y_i^{\text{Ia}}(\text{E})}{\mu(\text{E})} \quad (3.4)$$

e

$$N_j^{\text{cc}} = N_j^{\text{cc}}(\text{E}) = \frac{Y_j^{\text{cc}}(\text{E})}{\mu(\text{E})}, \quad (3.5)$$

onde $Y_i^{\text{Ia}}(\text{E})$ e $Y_j^{\text{cc}}(\text{E})$ são os *yields* em massa do elemento E (simulado) pelo modelo SNIa i e SNcc j , respectivamente. $\mu(\text{E})$ é a massa atômica do elemento E. $N(\text{E})$ e $N(\text{H})$ são o número de átomos dos elementos E e hidrogênio, respectivamente, onde $[N(\text{E})/N(\text{H})]_{\odot}$ representa essa razão para o sol, ou seja, abundância solar (neste trabalho, usamos as abundâncias solares de [Anders & Grevesse \(1989\)](#)). A avaliação dos modelos teóricos de SN obtidos neste trabalho não são afetados pela escolha da Tabela de abundância solar.

Nossa coleção de modelos de SNe abrange os modelos atuais com *yields* publicados, Y_i^{Ia} e Y_j^{cc} , de um determinado elemento E e estão listados na Tabela 2.2 e na Tabela B.1 no Apêndice B. Enquanto Y_i^{Ia} são obtidos diretamente das Tabelas de *yields*, os *yields* de SNcc são fornecidos apenas para massas do progenitor (m), com uma determinada metalicidade do progenitor inicial Z_{init} , $Y_j^{\text{cc}}(m, \text{E}, Z_{\text{init}})$. Em seguida, usamos a IMF de Salpeter ([Salpeter, 1955](#)) com inclinação $\alpha = -2,35$ para pesar esses *yields* discretos dentro dos limites de massa simulados ($m_{j,\text{low}}$ a $m_{j,\text{up}}$) para um Z_{init} comum. A massa média total de *yields*, $\bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{E}, Z_{\text{init}})$, de um determinado elemento E ponderado sobre o Salpeter IMF dentro de $m_{j,\text{low}}$ e $m_{j,\text{up}}$ em uma dada metalicidade inicial da estrela progenitora, Z_{init} , é expresso como

$$\bar{Y}_j^{\text{cc}} = \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\mathbf{E}, Z_{\text{init}}) = \frac{\int_{m_{j,\text{low}}}^{m_{j,\text{up}}} Y_j^{\text{cc}}(m, \mathbf{E}, Z_{\text{init}}) m^\alpha dm}{\int_{m_{j,\text{low}}}^{m_{j,\text{up}}} m^\alpha dm}, \quad (3.6)$$

onde $Y_j^{\text{cc}}(m, \mathbf{E}, Z_{\text{init}})$ é o *yield* previsto pelo modelo SNcc j de um dado elemento \mathbf{E} produzido por uma massa estelar progenitora inicial m com uma metalicidade inicial Z_{init} .

A razão de abundância elementar individual de um dado elemento \mathbf{E} para aquela de Fe, $R(\mathbf{E})$, usando as Equações (3.1)–(3.5), pode ser escrita como

$$R(\mathbf{E}) = f_i R_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E}) + f_j R_j^{\text{cc}}(\mathbf{E}), \quad (3.7)$$

onde

$$R_i^{\text{Ia}} = R_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E}) \equiv \frac{A_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E})}{A_i^{\text{Ia}}(\text{Fe})} = \left(\frac{N_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E})}{N_i^{\text{Ia}}(\text{Fe})} \right) / \left(\frac{N(\mathbf{E})}{N(\text{Fe})} \right)_\odot. \quad (3.8)$$

Aqui, $R_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E})$ e $R_j^{\text{cc}}(\mathbf{E})$ são as razões de abundância do elemento \mathbf{E} previstas pelo SNIa modelo i e modelo SNcc j , respectivamente. Os f_i e f_j representam as frações de massa de ferro resultantes do enriquecimento do ICM usando o modelo SNIa i e o modelo SNcc j . Uma expressão análoga da Equação (3.8) pode ser facilmente obtida para SNcc usando o mesmo formalismo denotado pelo índice j nas Equações (3.2), (3.5) e (3.8).

Manipulando algebricamente as equações e definições acima, as frações de massa de ferro do modelo de SNIa i e do modelo de SNcc j que enriquecem o ICM, f_i e f_j , respectivamente, podem ser expressas explicitamente como

$$R(\mathbf{E}) = \frac{n_i N_i^{\text{Ia}}(\text{Fe})}{N(\text{Fe})} R_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E}) + \frac{n_j N_j^{\text{cc}}(\text{Fe})}{N(\text{Fe})} R_j^{\text{cc}}(\mathbf{E}). \quad (3.9)$$

Comparando as equações 3.8 e 3.9, temos que

$$f_i = \frac{n_i N_i^{\text{Ia}}(\text{Fe})}{N(\text{Fe})} \text{ e } f_j = \frac{n_j N_j^{\text{cc}}(\text{Fe})}{N(\text{Fe})}. \quad (3.10)$$

As frações de massa de ferro do modelo de SNIa i e do modelo de SNcc j , são respectivamente f_i e f_j , também podem ser expressas em termos dos *yields* e das medidas de abundâncias observadas no ICM como

$$f_i = \frac{Y_i^{\text{Ia}}(\text{Fe}) \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe}) - Y_i^{\text{Ia}}(\text{Fe}) \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\mathbf{E}) \frac{A(\text{Fe}) \mu(\text{Fe})}{A(\mathbf{E}) \mu(\mathbf{E})} \left(\frac{N(\mathbf{E})}{N(\text{Fe})} \right)_\odot}{\frac{A(\text{Fe}) \mu(\text{Fe})}{A(\mathbf{E}) \mu(\mathbf{E})} \left(\frac{N(\mathbf{E})}{N(\text{Fe})} \right)_\odot [Y_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E}) \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe}) - Y_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E}) \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\mathbf{E})]}, \quad (3.11)$$

onde, por definição,

$$f_i + f_j \equiv 1. \quad (3.12)$$

As abundâncias numéricas medidas no ICM de um dado elemento E e Fe são representadas por $A(E)$ e $A(Fe)$, respectivamente. O número de SNIa por SNcc enriquecendo o ICM, $\eta \equiv n_i/n_j$, em termos de parâmetros fundamentais, pode ser derivado como

$$\eta \equiv \frac{n_i}{n_j} = \frac{\bar{Y}_j^{\text{cc}}(E) \frac{M(\text{Fe})}{M(E)} - \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe})}{Y_i^{\text{Ia}}(\text{Fe}) - Y_i^{\text{Ia}}(E) \frac{M(\text{Fe})}{M(E)}}, \quad (3.13)$$

onde $M(\text{Fe})$ e $M(E)$ são a massa total de gás no ICM originalmente do Fe e do elemento E, respectivamente.

Desta forma, podemos converter os *yields* teóricos dos modelos de SNIa e SNcc ($R_i^{\text{Ia}}(E)$ e $R_j^{\text{cc}}(E)$, respectivamente) em razões de abundâncias numéricas do elemento E sobre o elemento Fe ($R(E)$). Na próxima Seção 3.3, comparamos essas razões de abundância *teóricas* dos modelos de SNIa e SNcc ($R_i^{\text{Ia}}(E)$ e $R_j^{\text{cc}}(E)$, respectivamente) com a distribuição da razão de abundância *observada* de um dado elemento E sobre Fe.

3.3 Nova Metodologia de Comparação Não-paramétrica: Avaliando Modelos Teóricos de Explosão de Supernova

O teste de Kolmogorov-Smirnov é um teste estatístico não paramétrico que compara a função de distribuição cumulativa (CDF) de duas amostras sob a hipótese nula de que essas duas amostras são extraídas da mesma distribuição (ver [Ivezić et al., 2014](#), para detalhes). Essas duas CDFs são construídas da seguinte maneira. Primeiramente, construímos a função de distribuição cumulativa empírica (eCDF) a partir das razões de abundância medidas do ICM de um dado elemento E (eCDF($R(E)$), veja a Seção 3.3.1). Em segundo lugar, a função de distribuição cumulativa teórica (tCDF) está associada às razões de abundância teóricas de um par de modelos de SN, $R_i^{\text{Ia}}(E)$ e $R_j^{\text{cc}}(E)$, composto por um determinado modelo SNIa i e um modelo SNcc j (tCDF($R_i^{\text{Ia}}(E)$, $R_j^{\text{cc}}(E)$), consulte a Seção 3.3.2). Este tCDF é construído usando essas razões como os limites da função de distribuição de probabilidade (PDF) e a suposição de que, entre esses limites, cada valor tem a mesma probabilidade, ou seja, uma PDF plana.

O teste KS então quantifica a semelhança entre essas duas CDFs, a distribuição de *yields* teórica (tCDF, associada ao par de modelos de explosões de SNe) e a distribuição dos dados observados (eCDF, associada as medidas de razões de abundância do ICM). Para isso, o teste usa um estimador de semelhança entre as CDFs, $D_{i,j}(E)$,

que calcula a distância máxima entre elas. $D_{i,j}(\mathbf{E})$ é a métrica que mede a distância máxima entre duas funções de distribuição cumulativa (CDF) construídas para um dado elemento \mathbf{E} , e extraídas das observações, e um par específico (i, j) dos modelos de SN, definidos como

$$D_{i,j}(\mathbf{E}) = \max |eCDF(R(\mathbf{E})) - tCDF(R_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E}), R_j^{\text{cc}}(\mathbf{E}))| \quad (3.14)$$

Escolhemos um nível de significância pré-estabelecido $\alpha = 0,05$ como limite para rejeitar a hipótese nula. Assim, quando o valor p (do inglês, *p-value*) é inferior ao limite, podemos concluir que as duas distribuições são muito diferentes para serem extraídas da mesma distribuição a um nível de significância de 95% e, portanto, rejeitamos a hipótese nula. Implementamos o teste Kolmogorov-Smirnov de duas amostras adaptando a rotina `scipy.stats.kstest` da biblioteca SciPy-Python (Virtanen et al., 2020) para calcular as estatísticas KS $D_{i,j}(\mathbf{E})$ e os respectivos valores p .

3.3.1 Função de Distribuição Cumulativa Empírica (eCDF)

A Figura 3.1 mostra as distribuições normais das razões Si/Fe, $R(\mathbf{E})$, para cada aglomerado e grupo de galáxias (linhas azuis) em nossa amostra. Construímos a CDF empírica considerando os valores nominais das razões de abundância observadas e seus erros associados. A título de ilustração, descrevemos o procedimento usando a razão de abundância Si/Fe para avaliar um par de modelos de SN como exemplo. Assumimos que cada medida Si/Fe poderia ser modelada como uma distribuição normal centrada no valor nominal da razão de abundância com um desvio padrão dado pelo seu erro. As medidas mais precisas que apresentam dois picos de probabilidade estão relacionados com as razões de abundâncias mais precisas obtidas, em torno de 1,5. A função de distribuição de probabilidade total de Si/Fe (linha vermelha) é obtida pela soma e normalização das distribuições normais individuais. Podemos calcular facilmente o eCDF correspondente de Si/Fe (linha sólida verde da Figura 3.2) usando a distribuição de probabilidade total. Este procedimento é repetido para cada uma das oito razões de abundâncias consideradas neste trabalho. Os PDFs para outras razões de abundância são apresentados no Apêndice A na Figura A.1.

3.3.2 Função de Distribuição Cumulativa Teórica (tCDF)

As razões de abundância observadas podem ser expressas como uma combinação (linear) de *yields* produzidos por ambos os tipos de SN (consulte a Seção 3.2). Por esta razão, construímos um único tCDF por par de modelos de SNe, ou seja,

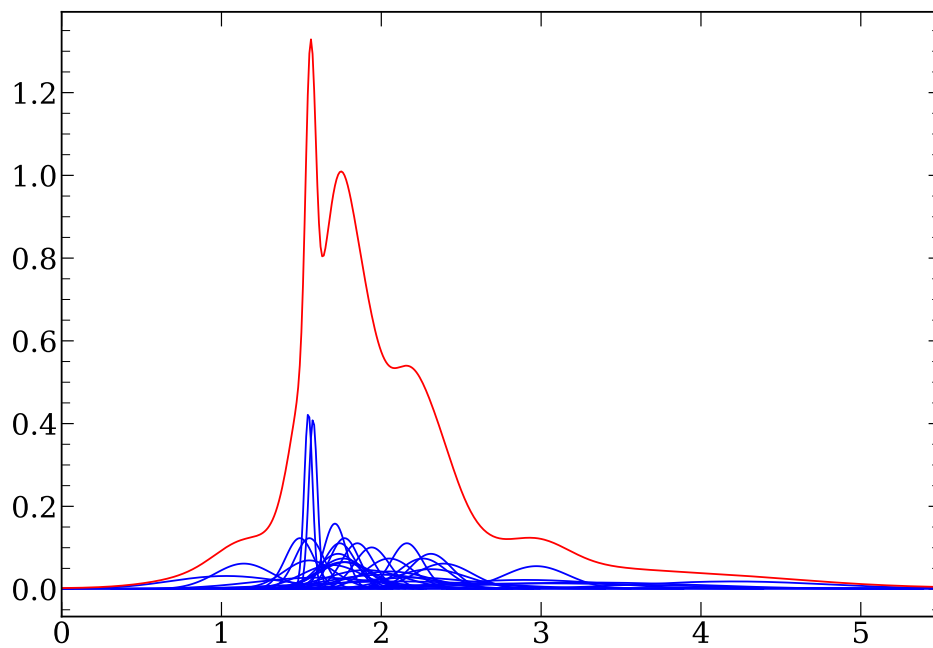


Figura 3.1 Função de distribuição de probabilidade das medidas da razão de abundância Si/Fe das regiões interna e externa. As linhas azuis indicam a medida de Si/Fe para cada objeto em nossa amostra, representada por distribuições normais cuja média é o valor nominal de Si/Fe e o desvio padrão é o respectivo erro. A linha vermelha é a soma final de cada distribuição normal em nossa amostra. Também apresentamos os PDFs para outras razões de abundância no Apêndice A na Figura A.1.

composto por um modelo SNIa e um modelo SNcc.

Para ilustrar o procedimento, escolhemos como exemplo os *yields* do modelo de detonação retardada SNIa WDD1 de [Iwamoto et al. \(1999, Iw99_WDD1 model\)](#) e o modelo de metalicidade solar da SNII ponderado por uma IMF de Salpeter ([Nomoto et al., 2013, No13_SNIIZ2E-2 model](#)), respectivamente. Em seguida, empregamos as previsões da razão Si/Fe do modelo Iw99_WDD1 e do modelo No13_SNIIZ2E-2, sendo $R(\text{Si})_{\text{WDD1}}^{\text{Ia}} = 1,067$ e $R(\text{Si})_{\text{SNIIZ2E-2}}^{\text{cc}} = 4,43$, respectivamente (para definição, veja Eq. (3.8)).

Construímos o tCDF como uma função por partes definida como segue. Para um enriquecimento de 100% SNIa do ICM (e, portanto, nenhuma contribuição de SNcc), a razão de abundância corresponderia a $R(\text{Si}) \sim 1,067$, conforme previsto apenas pelo modelo Iw99_WDD1. No caso extremo oposto, onde todo o enriquecimento é proveniente de SNcc, $R(\text{Si}) \sim 4,43$, estimado pelo modelo No13_SNIIZ2E-2. Isso implica que (i) qualquer medida intermediária $1,067 < R(\text{Si}) < 4,43$ deve vir de uma combinação linear de ambos os tipos SN, e (ii) este par de modelos de SN só pode explicar a razão de abundância observada entre 1,067 e 4,43, de modo que a probabilidade de medir um $R(\text{Si})$ menor que 1,067 ou maior que 4,43 seja 0. Em termos da função de distribuição cumulativa (tCDF(x)=P[Si/Fe \leq x]), qualquer medida de $R(\text{Si}) < 1,067$ corresponde a um valor de 0 (ou seja, este par de modelos de SN não poderia explicar encontrar uma medida de $R(\text{Si}) < 1,067$), enquanto o tCDF é igual a 1 para qualquer medida de $R(\text{Si}) > 4,43$, ou seja, qualquer valor de Si/Fe menor ou igual a 4,43 é previsto por este par de modelos de SN. Finalmente, assumimos que qualquer valor entre esses limites da tCDF (valores intermediários) produz uma relação linear em probabilidade, derivada da seguinte tCDF:

$$\text{tCDF}(x) = \begin{cases} 0 & \text{se } x < 1,067, \\ \frac{x - 1,067}{4,43 - 1,067} & \text{se } 1,067 \leq x < 4,43, \\ 1 & \text{se } x \geq 4,43. \end{cases} \quad (3.15)$$

O tCDF do par de modelos de SN Iw99_WDD1 (SNIa) e No13_SNIIZ2E-2 (SNcc) é apresentado na Figura 3.2 para ilustração. Repetimos este procedimento para cada uma das oito razões de abundância consideradas neste trabalho e para cada par de modelos de SN.

3.3.3 Aplicando o teste KS à amostra

A Figura 3.2 revela as semelhanças e diferenças entre o eCDF para Si/Fe e o tCDF para Si/Fe e o par de modelos de SNe Iw99_WDD1 (SNIa) e No13_SNIIZ2E-2 (SNcc). Quantificamos essa (dis)similaridade pela Equação (3.14) e seu valor p . Usando apenas a razão Si/Fe, repetimos o procedimento acima para cada uma

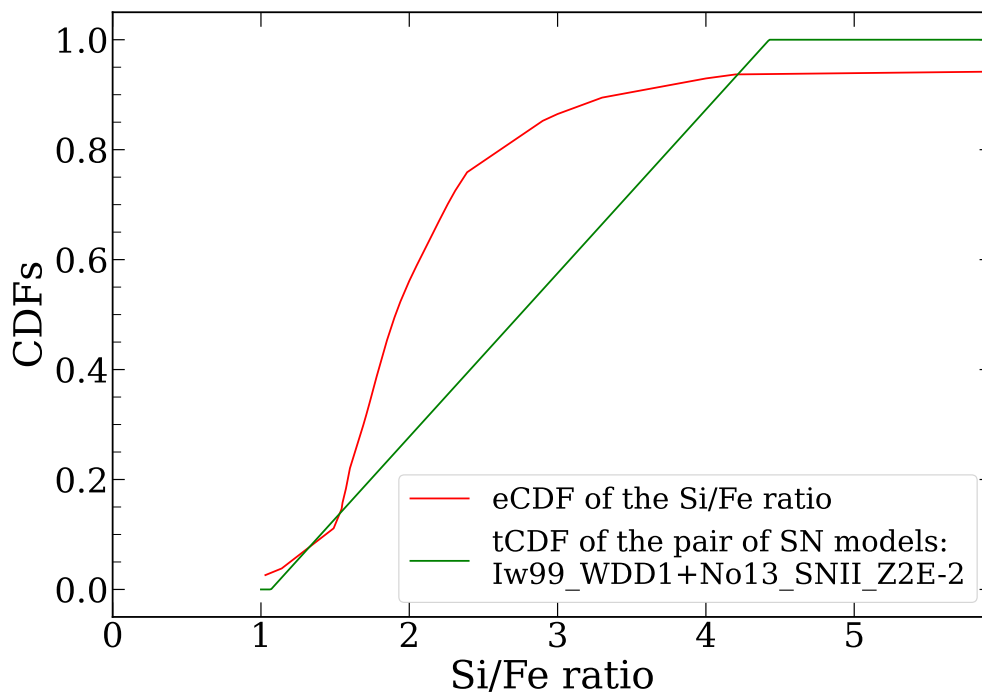


Figura 3.2 Comparação entre a função de distribuição cumulativa empírica (eCDF) e a função de distribuição cumulativa teórica (tCDF) para o par SN composto por Iw99_WDD1 (SNIa) e No13_SNII_Z2E-2 (SNcc). A linha vermelha sólida representa a eCDF da razão de abundância Si/Fe dos grupos e aglomerados de galáxias de nossa amostra. A linha verde sólida indica o tCDF construído a partir do par de modelos de SNe Iw99_WDD1 e No13_SNII_Z2E-2 (ver texto).

das 7192 combinações de pares diferentes de modelos de SNe, conforme mostrado na Figura 3.4 para alguns dos modelos de SN testados. Além disso, esta análise é realizada para cada uma das oito razões de abundância listadas na Seção 3.1.2, que também está representada na Figura 3.4. No final, implementamos um total de 57.536 testes KS.

Conforme mencionado anteriormente, usamos um limite de 0,05 para rejeitar a hipótese nula associada ao teste KS. Como resultado, um par rejeitado de modelos de SN não pode explicar nossas medidas dessa razão de abundância específica em um nível de significância de 95%. À medida que repetimos esse processo para cada uma de nossas oito razões de abundância, podemos contar quantas vezes um determinado par de modelos de SN é rejeitado segundo o teste KS. Quanto mais próximo este número estiver de 8 (número total de razões de abundância), menos representativo dos dados este par de modelos é.

Observe que, neste trabalho, assumimos haver uma probabilidade igual de uma razão de abundância ter um valor em qualquer ponto no intervalo previsto de $R_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E})$ e $R_j^{\text{cc}}(\mathbf{E})$ para um determinado modelo SNIa i e um modelo SNcc j ao construir seu $t\text{CDF}(R_i^{\text{Ia}}(\mathbf{E}), R_j^{\text{cc}}(\mathbf{E}))$. Não há razão teórica (até agora) para supor o oposto. No entanto, essa suposição pode induzir algumas rejeições talvez injustas. Entre todos os pares de modelos de SN analisados aqui, alguns pares de modelos de SN discrepantes preveem limites muito amplos nas razões de abundância, e o método tenderá a rejeitá-los, uma vez que os ePDFs têm um alcance mais limitado. Idealmente, haveria diferentes tPDFs fornecidos pelos modeladores, talvez com base na probabilidade dos parâmetros físicos usados nos modelos. Isso é algo para incentivar os modeladores a fornecer. Outro cenário extremo que poderia causar rejeições indesejadas seria se medíssemos a mesma razão de abundância para cada região de cada aglomerado com extrema precisão. Neste caso, o ePDF seria uma Gaussiana muito estreita no intervalo previsto pelos tPDFs, aumentando as distâncias eCDF e tCDF. Um conjunto tão incomum de medições observacionais, no entanto, implicaria que a suposição de probabilidades iguais com todos os intervalos teoricamente “previstos” seria provavelmente incorreto. Esse caso anômalo em particular seria facilmente visto nas curvas ePDF.

3.4 Resultados: Avaliação (*Ranking*) dos 7192 Pares de Modelos Teóricos de Explosão de Supernova

3.4.1 Distribuição de Abundâncias

As Tabelas 3.2, 3.3 e 3.4 apresentam nossos resultados do ajuste espectral de raios-X para regiões internas, externas e FoV inteiras. Medimos as abundâncias elementares (em relação à solar) de O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ni e Fe para os 18 grupos e aglomerados de galáxias até o redshift 0,0391. As médias ponderadas de erro sobre nossa amostra de cada razão de abundância são apresentadas na Figura 3.3.

Ao comparar as medições de abundância de Fe das regiões interna e externa, confirmamos o aumento da abundância central de Fe usando observações *Suzaku* para os aglomerados e grupos de nossa amostra (veja a Figura 3.3). A alta abundância de Fe nas regiões centrais em comparação com as regiões externas é consistente com a nossa amostra ser composta por aglomerados/grupos de do tipo *cool-core* (consulte a Seção 3.1.1.1). Este gradiente é possivelmente devido a uma combinação de efeitos, remoção de gás de galáxias passando perto do centro dos aglomerados pelo processo de pressão de arrasto do meio intra-aglomerado, ventos galácticos da galáxia central do aglomerado, gás intra-aglomerado “empurrado” por bolhas produzidas por AGN (e.g. Kirkpatrick & McNamara, 2015; Nulsen et al., 2002; Simionescu et al., 2009), ou mesmo SNIa intra-aglomerado (Omar, 2019). Como mencionado anteriormente, se o gradiente de Fe for acoplado a um gradiente de razão de abundância, podemos usá-lo para melhorar o poder discriminativo de nossa técnica. Podemos fazer isso separando as observações das regiões internas e externas em vez de usar apenas as medições de FoV inteiras. Apesar do ganho óbvio nas contagens de número (estatísticas), o uso de todo o FoV calcula a média das não homogeneidades de abundância (potencialmente devido a diferentes tipos de enriquecimento) inerentes ao ICM e o torna insensível ao alcance real das razões de abundância elementar. Ao amostrar, em vez disso, medidas de abundância em regiões internas e externas, maximizamos a faixa observada de razões de abundância e melhoramos o poder discriminante entre os modelos de explosão SN, que é o objetivo deste trabalho.

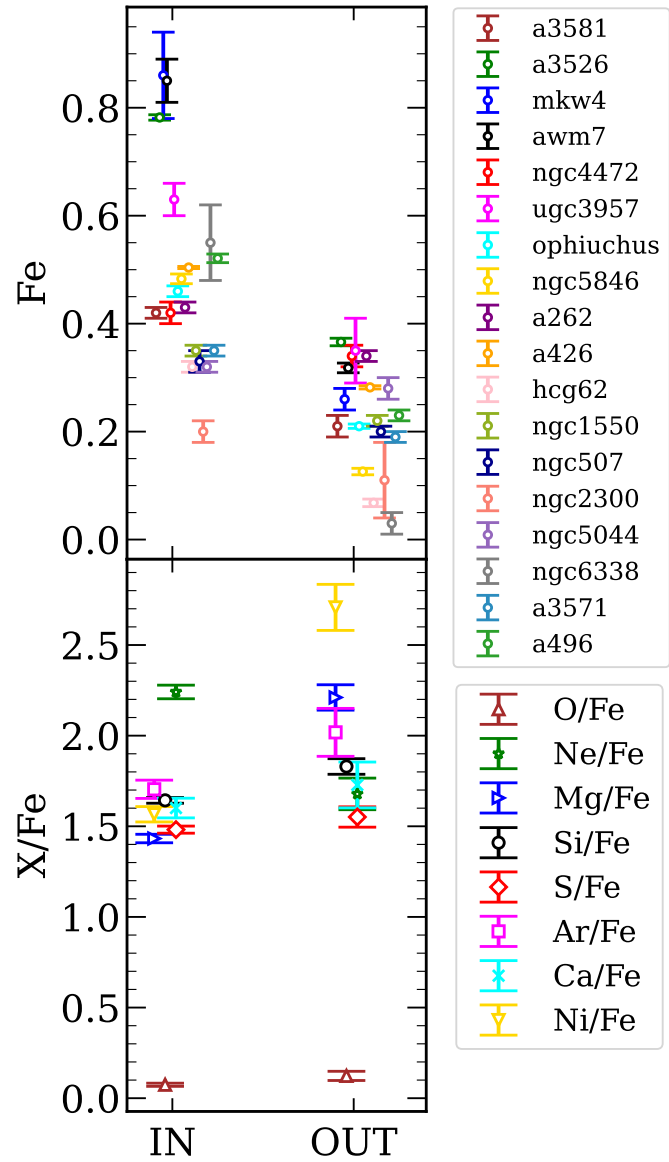


Figura 3.3 *Acima*: Abundância de Fe das regiões interna e externa (ver texto) para cada grupo/aglomerado em nossa amostra medidas com *Suzaku*. *Abaixo*: Médias ponderadas no erro sobre nossa amostra de cada razão de abundância (X/Fe) para as regiões interna e externa.

Table 3.2. Média ponderada no erro de todos os instrumentos XIS para temperatura e abundância química de regiões de espectros da região interna de cada aglomerado/grupo de galáxias.

Name	Temperature [keV]	Ar [Z_{\odot}]	Ca [Z_{\odot}]	Fe [Z_{\odot}]	Mg [Z_{\odot}]	Ne [Z_{\odot}]	Ni [Z_{\odot}]	O [Z_{\odot}]	S [Z_{\odot}]	Si [Z_{\odot}]
INNER REGIONS										
NGC 5846 Group	$0,750 \pm 0,003$	$2,6 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,9$	$0,44 \pm 0,01$	$0,75 \pm 0,03$	$1,16 \pm 0,07$	$0,32 \pm 0,09$	$0,34 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,08$	$0,96 \pm 0,04$
NGC 4472 Group	$0,873 \pm 0,005$	$0,7 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,2$	$0,42 \pm 0,02$	$0,81 \pm 0,05$	$1,3 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,2$	$0,35 \pm 0,06$	$0,85 \pm 0,09$	$0,86 \pm 0,05$
HCG62 Group	$0,893 \pm 0,005$	$0,5 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,2$	$0,32 \pm 0,01$	$0,60 \pm 0,04$	$0,6 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,2$	$0,07 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,07$	$0,72 \pm 0,04$
Ophiuchus Cluster	$7,09 \pm 0,08$	$1,4 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,3$	$0,46 \pm 0,01$	$0,7 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$
NGC 1550 Group	$1,272 \pm 0,004$	$0,8 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,3$	$0,35 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,05$	$0,4 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$0,17 \pm 0,06$	$0,56 \pm 0,04$	$0,55 \pm 0,03$
Abell 3581	$1,573 \pm 0,009$	$0,9 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$0,42 \pm 0,01$	$0,57 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,09$	$1,01 \pm 0,08$	$0,64 \pm 0,05$	$0,59 \pm 0,03$	$0,72 \pm 0,02$
NGC 507 Group	$1,213 \pm 0,007$	$0,8 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$	$0,33 \pm 0,02$	$0,57 \pm 0,04$	$0,3 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$	$0,21 \pm 0,07$	$0,65 \pm 0,04$	$0,75 \pm 0,02$
Perseus Cluster	$3,835 \pm 0,005$	$0,88 \pm 0,04$	$0,76 \pm 0,04$	$0,504 \pm 0,002$	$0,79 \pm 0,02$	$1,33 \pm 0,03$	$0,84 \pm 0,04$	$0,47 \pm 0,03$	$0,68 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,01$
Abell 496	$3,17 \pm 0,02$	$0,9 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$0,521 \pm 0,008$	$0,93 \pm 0,08$	$1,6 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,79 \pm 0,05$	$0,92 \pm 0,04$
Abell 3571	$6,53 \pm 0,05$	$0,9 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,2$	$0,35 \pm 0,01$	$0,5 \pm 0,2$	$0,09 \pm 0,06$	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$
Abell 262	$1,658 \pm 0,007$	$0,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,2$	$0,43 \pm 0,01$	$0,60 \pm 0,06$	$0,5 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$0,07 \pm 0,04$	$0,77 \pm 0,05$	$0,74 \pm 0,04$
NGC 2300 Group	$0,78 \pm 0,01$	$0,8 \pm 0,5$	$0,8 \pm 0,2$	$0,20 \pm 0,02$	$0,46 \pm 0,09$	$0,7 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,2$	$0,60 \pm 0,08$
Centaurus Cluster	$1,820 \pm 0,002$	$1,11 \pm 0,07$	$1,37 \pm 0,08$	$0,782 \pm 0,005$	$0,76 \pm 0,03$	$1,54 \pm 0,06$	$1,62 \pm 0,06$	$0,011 \pm 0,007$	$1,16 \pm 0,03$	$1,23 \pm 0,02$
MKW4 Cluster	$1,66 \pm 0,02$	$1,6 \pm 0,5$	$1,1 \pm 0,6$	$0,86 \pm 0,08$	$0,7 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,6$	$1,9 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$
NGC 5044 Group	$0,878 \pm 0,004$	$0,6 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	$0,32 \pm 0,01$	$0,75 \pm 0,03$	$0,82 \pm 0,08$	$2,5 \pm 0,1$	$0,20 \pm 0,04$	$0,75 \pm 0,05$	$0,63 \pm 0,03$
AWM7 Cluster	$3,03 \pm 0,06$	$1,3 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,3$	$0,85 \pm 0,04$	$1,4 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$
NGC 6338 Group	$1,87 \pm 0,04$	$0,4 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,2$	$0,55 \pm 0,07$	$0,3 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,7$	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$
UGC 3957 Group	$2,50 \pm 0,04$	$1,6 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,3$	$0,63 \pm 0,03$	$1,3 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$

Note. — Abundâncias químicas estão em unidades de valores solares em [Anders & Grevesse \(1989\)](#).

Table 3.3. Média ponderada no erro de todos os instrumentos XIS para temperatura e abundância química de regiões de espectros da região externa de cada aglomerado/grupo de galáxias.

Name	Temperature [keV]	Ar [Z_{\odot}]	Ca [Z_{\odot}]	Fe [Z_{\odot}]	Mg [Z_{\odot}]	Ne [Z_{\odot}]	Ni [Z_{\odot}]	O [Z_{\odot}]	S [Z_{\odot}]	Si [Z_{\odot}]
OUTER REGIONS										
NGC 5846 Group	$0,95 \pm 0,01$	$0,2 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$0,13 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,08$	$0,5 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$	$0,44 \pm 0,07$
NGC 4472 Group	$1,296 \pm 0,006$	$1,4 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,2$	$0,34 \pm 0,02$	$0,80 \pm 0,06$	$0,7 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,1$	$0,97 \pm 0,07$	$1,01 \pm 0,05$
HCG62 Group	$1,12 \pm 0,01$	$0,2 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,2$	$0,068 \pm 0,007$	$0,26 \pm 0,06$	$0,20 \pm 0,06$	$0,74 \pm 0,09$	$0,3 \pm 0,1$	$0,27 \pm 0,06$	$0,29 \pm 0,03$
Ophiuchus Cluster	$8,25 \pm 0,03$	$1,8 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$0,210 \pm 0,004$	$1,53 \pm 0,09$	$0,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,13 \pm 0,08$	$0,63 \pm 0,06$	$0,49 \pm 0,05$
NGC 1550 Group	$1,344 \pm 0,008$	$0,3 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$0,22 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,06$	$0,5 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$0,06 \pm 0,05$	$0,41 \pm 0,05$	$0,39 \pm 0,03$
Abell 3581	$1,65 \pm 0,02$	$0,2 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,3$	$0,21 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,06$	$0,3 \pm 0,1$	$0,13 \pm 0,08$	$0,13 \pm 0,07$	$0,24 \pm 0,06$	$0,24 \pm 0,03$
NGC 507 Group	$1,327 \pm 0,008$	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,20 \pm 0,01$	$0,51 \pm 0,05$	$0,6 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,42 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,02$
Perseus Cluster	$5,13 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,07$	$0,52 \pm 0,07$	$0,282 \pm 0,003$	$0,55 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,06$	$0,24 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,02$
Abell 496	$4,00 \pm 0,03$	$0,9 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	$0,23 \pm 0,01$	$1,0 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$	$0,02 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,08$	$0,47 \pm 0,07$
Abell 3571	$5,20 \pm 0,05$	$1,1 \pm 0,4$	$0,08 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,01$	$0,7 \pm 0,2$	$0,05 \pm 0,03$	$0,4 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$
Abell 262	$2,13 \pm 0,01$	$0,4 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,2$	$0,34 \pm 0,01$	$0,80 \pm 0,08$	$0,7 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$	$0,04 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,05$	$0,58 \pm 0,04$
NGC 2300 Group	$1,05 \pm 0,06$	1 ± 1	$2,5 \pm 0,6$	$0,11 \pm 0,07$	$0,4 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,9$	$1,1 \pm 0,9$	$0,2 \pm 0,2$	3 ± 1	$0,4 \pm 0,3$
Centaurus Cluster	$3,35 \pm 0,01$	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,366 \pm 0,007$	$0,69 \pm 0,06$	$0,81 \pm 0,08$	$0,8 \pm 0,1$	$0,02 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,04$	$0,68 \pm 0,04$
MKW4 Cluster	$1,72 \pm 0,02$	$1,3 \pm 0,4$	$0,4 \pm 0,2$	$0,26 \pm 0,02$	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,3$	$0,14 \pm 0,09$	$0,5 \pm 0,1$	$0,57 \pm 0,09$
NGC 5044 Group	$1,22 \pm 0,01$	$0,5 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	$0,28 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,05$	$0,8 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,2$	$0,21 \pm 0,07$	$0,47 \pm 0,06$	$0,43 \pm 0,03$
AWM7 Cluster	$3,44 \pm 0,02$	$0,7 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,1$	$0,318 \pm 0,009$	$0,9 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$	$0,03 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,06$	$0,56 \pm 0,05$
NGC 6338 Group	$1,67 \pm 0,07$	$0,4 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$	$0,03 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	$0,54 \pm 0,09$
UGC 3957 Group	$2,30 \pm 0,08$	$0,3 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,6$	$0,35 \pm 0,06$	$1,4 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,2$	$3,0 \pm 0,8$	$0,2 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$

Note. — Abundâncias químicas estão em unidades de valores solares em [Anders & Grevesse \(1989\)](#).

Table 3.4. Média ponderada no erro de todos os instrumentos XIS para temperatura e abundância química de regiões de espectros da região inteira do campo de visão do CCD de cada aglomerado/grupo de galáxias.

Name	Temperature [keV]	Ar [Z_{\odot}]	Ca [Z_{\odot}]	Fe [Z_{\odot}]	Mg [Z_{\odot}]	Ne [Z_{\odot}]	Ni [Z_{\odot}]	O [Z_{\odot}]	S [Z_{\odot}]	Si [Z_{\odot}]
FULL FIELD OF VIEW REGIONS										
NGC 5846 Group	$0,773 \pm 0,003$	$0,5 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,2$	$0,242 \pm 0,007$	$0,47 \pm 0,02$	$0,79 \pm 0,04$	$1,2 \pm 0,1$	$0,04 \pm 0,03$	$0,85 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,02$
NGC 4472 Group	$1,107 \pm 0,002$	$1,00 \pm 0,09$	$0,03 \pm 0,02$	$0,325 \pm 0,004$	$0,43 \pm 0,02$	$0,22 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,02$	$0,74 \pm 0,02$	$0,66 \pm 0,01$
HCG62 Group	$0,996 \pm 0,002$	$0,49 \pm 0,09$	$0,5 \pm 0,2$	$0,139 \pm 0,003$	$0,28 \pm 0,01$	$0,29 \pm 0,03$	$0,97 \pm 0,03$	$0,009 \pm 0,006$	$0,46 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,01$
Ophiuchus Cluster	$8,62 \pm 0,02$	$1,26 \pm 0,08$	$0,78 \pm 0,08$	$0,317 \pm 0,003$	$0,82 \pm 0,06$	$0,34 \pm 0,08$	$0,05 \pm 0,03$	$1,6 \pm 0,1$	$0,51 \pm 0,04$	$0,31 \pm 0,03$
NGC 1550 Group	$1,322 \pm 0,002$	$0,50 \pm 0,05$	$0,6 \pm 0,1$	$0,221 \pm 0,004$	$0,42 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,04$	$0,90 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,04$	$0,44 \pm 0,02$	$0,45 \pm 0,01$
Abell 3581	$1,657 \pm 0,003$	$0,68 \pm 0,06$	$0,81 \pm 0,09$	$0,331 \pm 0,004$	$0,35 \pm 0,02$	$0,56 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,04$	$0,45 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,01$
NGC 507 Group	$1,275 \pm 0,003$	$0,63 \pm 0,08$	$1,0 \pm 0,1$	$0,235 \pm 0,005$	$0,47 \pm 0,02$	$0,54 \pm 0,05$	$1,38 \pm 0,05$	$0,2 \pm 0,1$	$0,50 \pm 0,02$	$0,59 \pm 0,01$
Perseus Cluster	$4,297 \pm 0,004$	$0,48 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,03$	$0,403 \pm 0,001$	$0,56 \pm 0,02$	$1,35 \pm 0,02$	$0,72 \pm 0,03$	$0,91 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,01$	$0,543 \pm 0,009$
Abell 496	$3,76 \pm 0,01$	$0,77 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,09$	$0,381 \pm 0,005$	$0,75 \pm 0,05$	$1,26 \pm 0,07$	$0,7 \pm 0,1$	$0,16 \pm 0,06$	$0,57 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,03$
Abell 3571	$6,22 \pm 0,03$	$0,8 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$	$0,301 \pm 0,007$	$0,17 \pm 0,08$	$0,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$0,46 \pm 0,08$	$0,29 \pm 0,06$
Abell 262	$2,057 \pm 0,007$	$0,56 \pm 0,07$	$0,79 \pm 0,09$	$0,360 \pm 0,006$	$0,56 \pm 0,04$	$0,94 \pm 0,06$	$0,61 \pm 0,07$	$0,05 \pm 0,03$	$0,51 \pm 0,03$	$0,57 \pm 0,02$
NGC 2300 Group	$0,94 \pm 0,02$	$1,0 \pm 0,6$	$0,3 \pm 0,2$	$0,15 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,07$	$0,6 \pm 0,2$	$0,1 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,1$	$0,40 \pm 0,07$
Centaurus Cluster	$2,814 \pm 0,006$	$0,73 \pm 0,05$	$0,97 \pm 0,05$	$0,668 \pm 0,004$	$0,57 \pm 0,03$	$2,44 \pm 0,04$	$0,69 \pm 0,05$	$0,10 \pm 0,04$	$0,75 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,02$
MKW4 Cluster	$1,723 \pm 0,008$	$0,9 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,2$	$0,43 \pm 0,01$	$0,65 \pm 0,06$	$0,7 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$	$0,11 \pm 0,06$	$0,61 \pm 0,04$	$0,84 \pm 0,03$
NGC 5044 Group	$0,987 \pm 0,002$	$0,53 \pm 0,09$	$0,21 \pm 0,08$	$0,254 \pm 0,005$	$0,58 \pm 0,02$	$0,67 \pm 0,04$	$1,75 \pm 0,06$	$0,12 \pm 0,02$	$0,55 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,01$
AWM7 Cluster	$3,50 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,09$	$0,67 \pm 0,09$	$0,435 \pm 0,006$	$0,74 \pm 0,06$	$0,83 \pm 0,08$	$1,0 \pm 0,1$	$0,09 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,04$	$0,66 \pm 0,03$
NGC 6338 Group	$2,00 \pm 0,03$	$0,7 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,3$	$0,32 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,06$	$1,0 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,48 \pm 0,07$	$0,49 \pm 0,05$
UGC 3957 Group	$2,54 \pm 0,02$	$1,1 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$	$0,49 \pm 0,02$	$1,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,1$	$0,74 \pm 0,08$	$0,86 \pm 0,06$

Note. — Abundâncias químicas estão em unidades de valores solares em [Anders & Grevesse \(1989\)](#).

A Figura 3.3 mostra a razão de abundância elementar do elemento “X” para as medições radiais da região interna e externa do ferro (X/Fe). Enquanto algumas razões de abundância são consistentes com perfis planos, dentro dos erros, outras mostram indicações de gradientes radiais dentro de $\sim 0,2 R_{200}$.

Vale a pena notar que, além dos gradientes radiais de razão de abundância esperados mencionados acima, a distribuição de razões de abundância geralmente mostra diferenças significativas não apenas radialmente, mas também azimutalmente (e.g. Dupke et al., 2007b). Essas heterogeneidades também podem ser encontradas em pequenas escalas espaciais próximas ao núcleo do aglomerado (e.g. Dupke et al., 2007a,b) e podem ser devido a diferentes mecanismos, por exemplo, chacoalhamento do gás (do inglês, *gas sloshing*) do núcleo, elevação de bolhas induzida por AGN (e.g. Churazov et al., 2001; Guo & Mathews, 2010), ou subestruturas residuais de uma fusão, e irá variar de aglomerado para aglomerado. O nível preciso de não homogeneidade e suas causas para cada aglomerado são cientificamente interessantes, mas não tem grande importância para o propósito dessa parte do trabalho, i.e., avaliar os modelos teóricos de SN mais e menos rejeitados. No entanto, mesmo que tivéssemos a resolução espacial necessária para mapear as heterogeneidades em detalhes, isso só poderia resultar em pequenas variações no intervalo das razões de abundância, o que melhoraria apenas um pouco o poder discriminativo do método. Dado que o ICM é opticamente fino, aplicamos os modelos mais simples que consideram a emissão do plasma em equilíbrio de ionização colisional, a absorção galáctica de hidrogênio e a emissão de AGN. **A emissão de AGN é aplicada apenas às regiões interna e total, já que estas regiões englobam a parte central, fonte de emissão desta componente.** No entanto, como verificação, comparamos alguns de nossos resultados com outros trabalhos que visam determinar as idiosincrasias fenomenológicas do ICM, especialmente próximo ao núcleo. Para isso, escolhemos o aglomerado de Perseus, amplamente estudado com várias medidas independentes de razão de abundância, incluindo Reflection Grating Spectrometer (RGS)/*XMM-Newton* e *Hitomi* (Simionescu et al., 2019, doravante S19) além de *Suzaku* (Tamura et al., 2009, doravante T09). Uma discussão detalhada dessa comparação é apresentada em Batalha et al. (2022), onde pode-se ver que, apesar das diferenças nas regiões espaciais extraídas, modelagem espectral, sistemática relacionada à área efetiva e capacidades de “blending” de linhas, nossos resultados são consistentes em geral com medições anteriores.

Uma vez que os sistemas aqui estudados apresentam gradientes de temperatura radiais positivos dentro das regiões analisadas, e são em geral “frios”, é pertinente verificar os efeitos do chamado Fe bias (Buote, 2000; Buote & Fabian, 1998; Gastaldello et al., 2021). Em princípio, seria de se esperar que esse efeito fosse pequeno (e.g., Rasia et al., 2008) especialmente usando nossas regiões largas e estendendo a

faixa de energia até 0,5 keV, o que nos permite obter uma determinação robusta do contínuo. No entanto, investigamos se negligenciar a multi-temperatura em grupos frios impacta significativamente a razão X/Fe. Reajustamos os aglomerados frios (abaixo de $kT=2$ keV) com um modelo vapec+vapec (2T), onde os parâmetros de abundância individuais foram amarrados entre os modelos vapec. **Encontramos que o ajuste usando o modelo vapec de uma temperatura (1T) produziu menores valores de abundância de Fe que o modelo 2T para 55% dos grupos/aglomerados frios.** Na verdade, a média ponderada no erro de Fe aumentou de $0,553 \pm 0,005$ (1T) para $0,779 \pm 0,007$ (2T) para nossa amostra de grupos/aglomerados abaixo de 2 keV. No entanto, as razões de abundância derivadas dos modelos 2T e 1T estão geralmente dentro dos erros, exceto por muito poucos casos específicos e não sistemáticos, que não afetam a avaliação dos rankings de pares SN, dado o grande conjunto de medidas de razão de abundância para construir o eCDF.

Também comparamos nossas medidas de X/Fe com resultados anteriores da literatura. Uma breve discussão dessa comparação é apresentada também em [Batalha et al. \(2022\)](#), onde pode-se ver que, apesar de usar diferentes amostras, satélites de raios-X, detectores, regiões de extração, versões de banco de dados atômico e modelos espectrais, os resultados aqui apresentados são, em geral, consistentes para a maioria das medições X/Fe.

3.4.2 Comparação entre as razões de abundância de ICM com os *yields* dos Modelos de Supernovas

Avaliamos a (dis)similaridade das distribuições de razões de abundâncias previstas para alguns pares particulares de modelos teóricos de SN as observadas no ICM/IGrM. A Figura 3.4 mostra uma compilação dos *p-values* para cada razão de abundância para algum par de modelos de SN. Nestas figuras, mostramos apenas um trecho da figura inteira para ilustração aqui. A barra de cores representa o intervalo de *p-values*, aumentando de amarelo para laranja. As barras coloridas ao longo deste documento indicam o número de taxas de rejeição.

Encontramos um número significativo de pares de modelos de SN rejeitados por cada razão de abundância individualmente; cada razão de abundância rejeitou pelo menos 50% do total de pares (veja a Figura 3.5). Em princípio, se poderia escolher uma única razão de abundância como a “melhor” e realizar uma comparação com os pares do modelo SN, mas isso é propenso a imprecisões, dada a diferente sistemática de diferentes detectores, como a capacidade de descombinação linhas específicas e diferentes faixas de frequência cobertas. Portanto, qualquer avaliação comparativa robusta de pares de modelos de SN deve usar o maior número possível de razões de

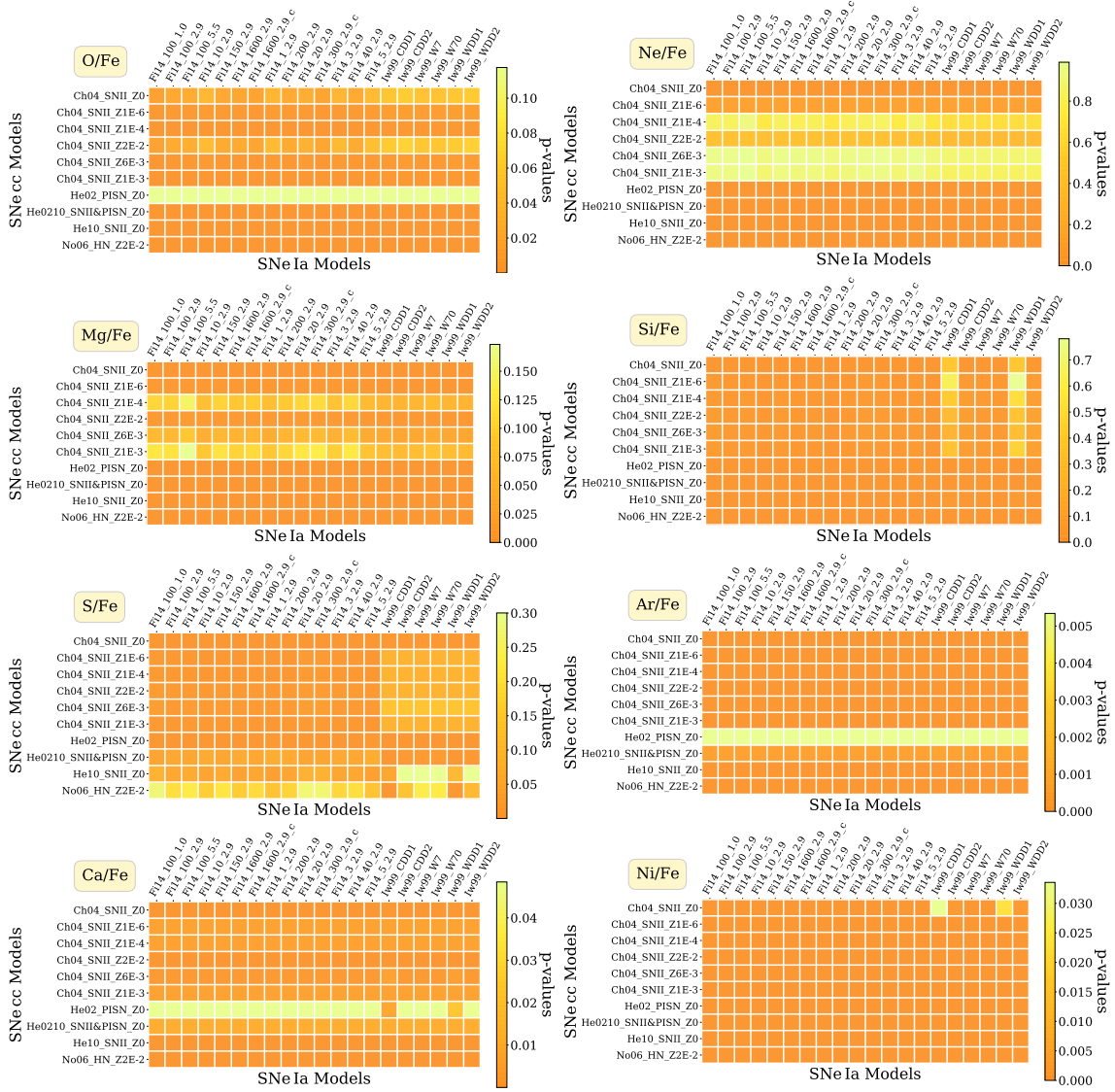


Figura 3.4 Teste KS p -values de um subconjunto de pares de modelos de SN (SNIa+SNecc) testados neste trabalho usando regiões internas/externas para cada uma das oito razões de abundância (ver Seção 3.3). O mapa de intensidade de cor representa os valores na barra de cores, onde células mais amareladas têm p -values maiores. Parte dos pares de modelos de SN são mostrados para ilustração.

abundância. Aqui, usamos oito razões de abundância para realizar essa comparação sem atribuir pesos de confiabilidade a nenhum individual (consulte a Seção 3.3).

É importante notar que o poder discriminativo do método aumenta com o número de rejeições, bem como com o número de razões de rejeição. Essa combinação é maximizada quando tratamos as regiões interna e externa separadamente, conforme mostrado na Figura 3.6. O uso das razões de abundância medidas de todo o FoV em vez das regiões interna e externa reduz a quantidade de pares SN rejeitados em um número maior de razões de rejeição. Descobrimos que 2989 pares SN foram rejeitados por sete (de oito razões) usando as regiões interna/externa, enquanto apenas cerca de 1979 foram rejeitados por sete razões usando todo o FoV. Uma vez que

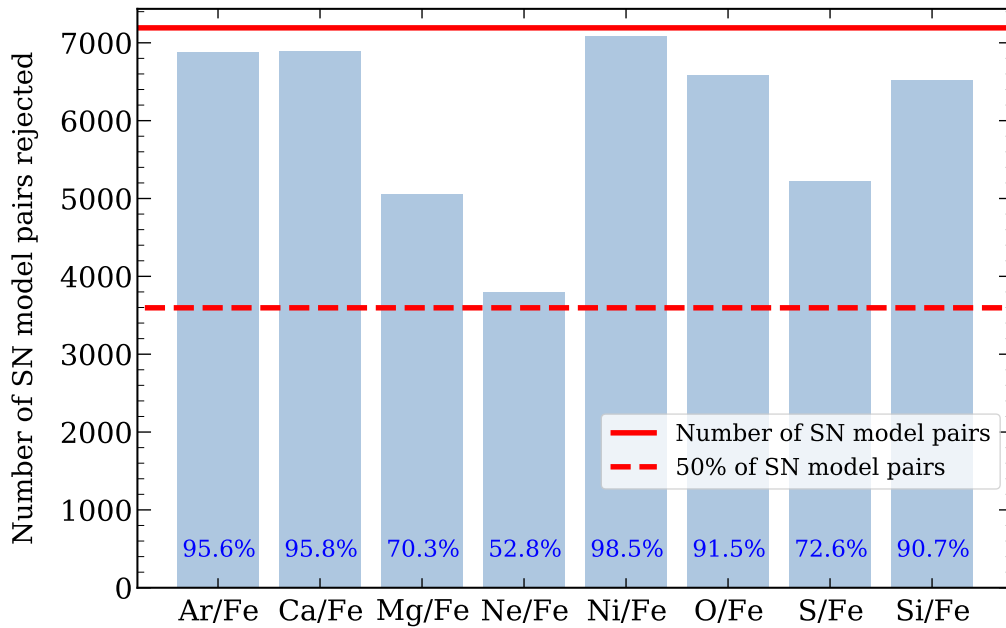


Figura 3.5 O número (barras azuis claras) e a fração (valores em azul-escuro na parte inferior das barras) de pares de modelos de SN rejeitados para cada razão de abundância a um nível de significância de 95%. As linhas vermelhas sólidas e tracejadas representam o número total de pares de modelos de SN testados (7192 pares) e sua metade (3596 pares), respectivamente.

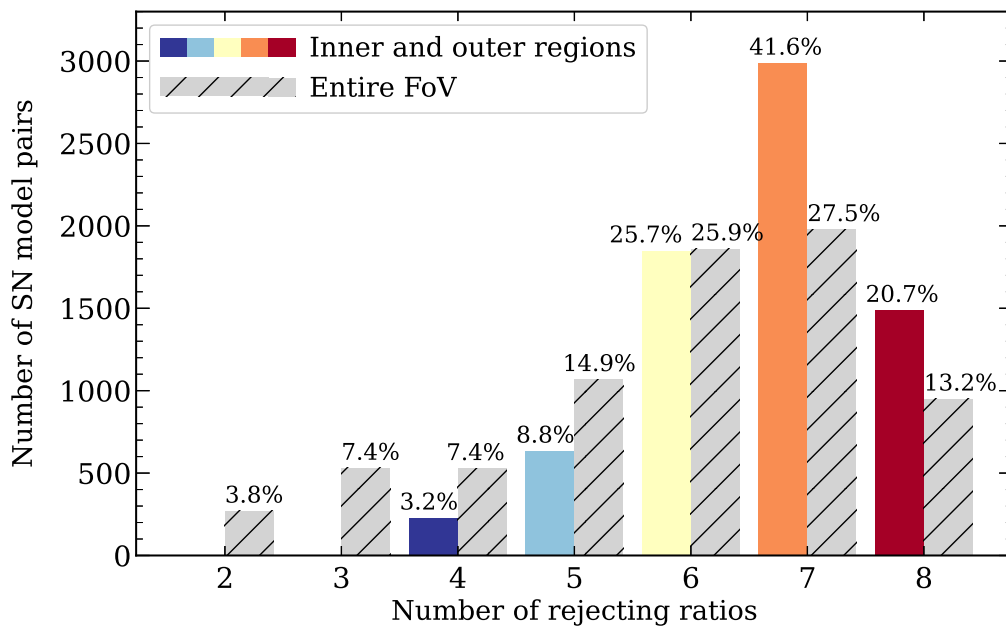


Figura 3.6 A quantidade de pares de modelos de SN rejeitados pelo número de razões de abundância ao usar as regiões interna e externa individualmente (barras coloridas) ou, em vez disso, usando o FoV completo, denotado por “FoV inteiro” (barras hachuradas em cinza). Os valores da fração de pares de modelos de SN rejeitados pelo número de razões de abundância (dos 7192 pares de modelos de SN testados) também é indicada na parte superior das barras.

essa tese visa comparar e classificar diferentes pares de modelos de SN, quanto mais extensa a faixa amostrada observacional na contribuição SNIa/SNcc para a fração de massa metálica ICM, maior poder discriminativo temos. O fato de separar as regiões interna/externa aumenta o poder discriminativo do método é consistente com a presença de gradientes radiais em razões de abundância. Além disso, o fato de nenhum par ter sido rejeitado por apenas um índice (ou nenhum) é consistente com a suposição de que todos os índices devem tender a convergir para uma única combinação de modelo de SNIa e SNcc. Se as razões individuais não convergissem, eles rejeitariam os pares aleatoriamente e seria de se esperar que muitas razões rejeitassem todos os pares do modelo SN. Este não é o caso, como mostra a Figura 3.5, onde se observa que o número de rejeição por razão varia de 52,8% (Ne/Fe) a 98,5% (Ni/Fe). A variação da capacidade de razões individuais particulares para rejeitar pares de modelos pode ser devida não apenas aos modelos serem inadequados, mas também a diferentes sistemáticas observacionais intrínsecas relacionadas às medidas de abundância, tal como a camada de deposição orgânica nos CCDs e os períodos em que a injeção de elétrons artificialmente nos CCDs foi ativada entre os quatro detectores,³ ou o AtomDB usado. Este último é especialmente importante para razões que dependem da abundância de elementos medidos na região da camada L. No entanto, aqui não encontramos nenhuma indicação convincente que nos levasse a excluir sistematicamente dados de qualquer um dos detectores, períodos de tempo ou razões de abundância individuais. Na próxima Seção, discutimos os resultados para os mais e menos rejeitados *pares* de modelos de SN.

3.4.2.1 Os pares de modelos de SN *mais* rejeitados

Os pares de modelos de SN mais rejeitados apresentam completa incompatibilidade com todas as distribuições de razão de abundância. Eles correspondem a cerca de 21% do total de pares de modelos de SN testados (ou seja, 1489 pares) e os indicamos em vermelho ao longo deste artigo (por exemplo, Figura 3.7). A seguir, destacamos algumas tendências gerais comuns observadas. Mostramos os principais resultados nas Figuras 3.7–3.9.

A Figura 3.7 indica o número de modelos de SNIa que são rejeitados quando combinados com um determinado modelo SNcc; a barra colorida representa o número de razões de rejeição que o par SN correspondente é rejeitado em um nível de significância de 95%. O modelo No13_SNII_Z0_ext (SNcc) emparelhado com cada um dos 232 modelos de SNIa tem o número máximo de rejeição que nosso teste pode obter. Ele representa um modelo SNII com zero estrelas progenitoras de metalicidade inicial ($Z_{\text{init}} = 0$), onde o *yield* médio varia de 11 a 140 M_{\odot} . Mesmo dentro

³heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/astroe/prop_tools/suzaku_td/node10.html#SECTION00103123000000000000

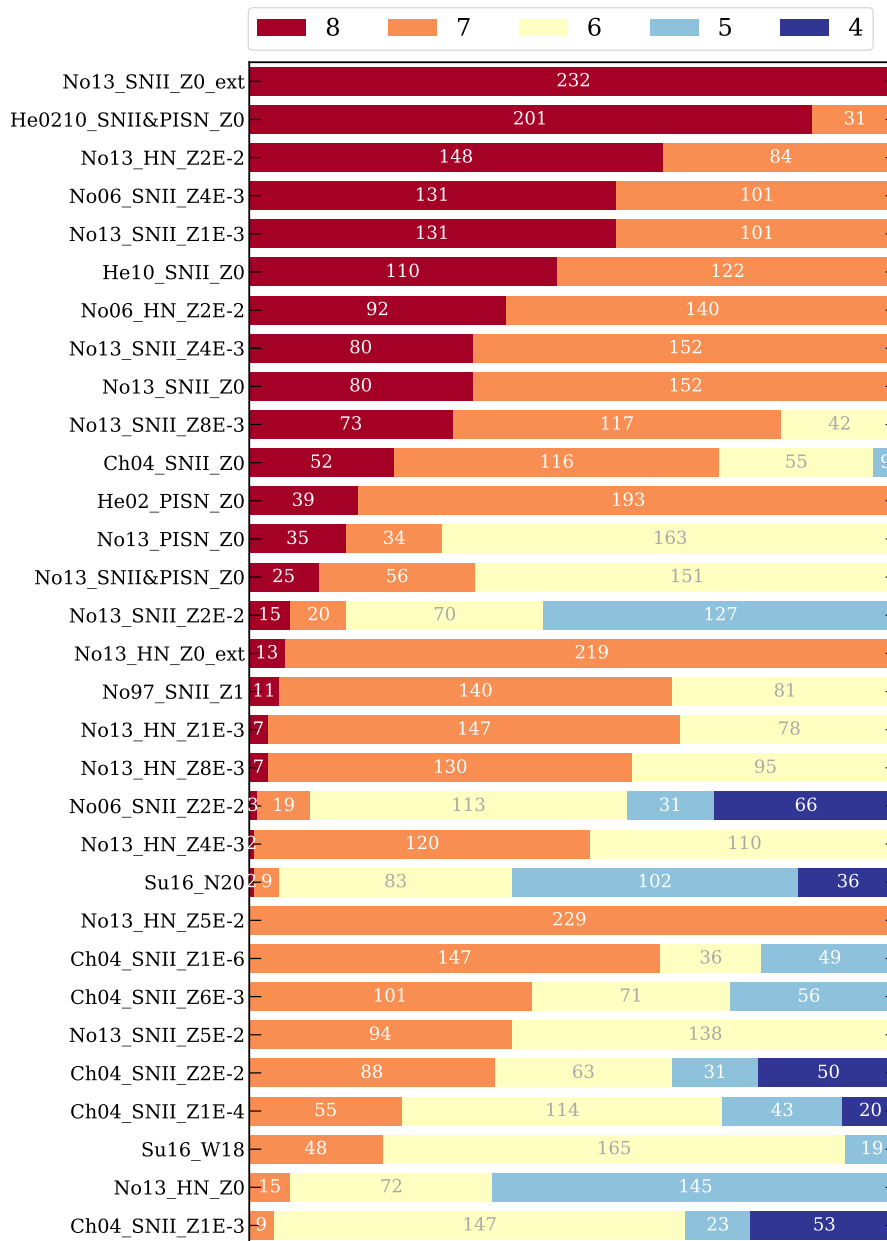


Figura 3.7 O número de modelos de SNIa rejeitados quando combinados com cada um dos modelos de SNcc. O número de vezes que um par de modelos de SN pode ser rejeitado é oito (vermelho), sete (laranja), seis (amarelo), cinco (azul claro) ou quatro (azul escuro) vezes, conforme indicado pelos números em cada barra acumulada. Se uma linha tem mais tons avermelhados, maior é o número de pares de modelos de SN rejeitados por mais razões de abundâncias (ou seja, maior a taxa de rejeição). A soma acumulada dos valores em cada linha deve ser 232 (ou seja, o número de modelos de SNcc testados).

da ampla gama de modelos de SNIa testados, todos os pares SN que incluem o modelo No13_SNII_Z0_ext fornecem uma correspondência pobre do padrão de razão de abundância observado do ICM/IGrM aqui analisado. Observamos que, neste caso, os únicos *yields* estelares disponíveis acima de $40M_{\odot}$ são $100M_{\odot}$ e $140M_{\odot}$. Como resultado dessa limitação, a integração de *yield* final (Eq. (3.6)) pode ser afetada pela ponderação da IMF para o binning de massa espaçado aplicado dentro do intervalo de massa de $40\text{-}140M_{\odot}$ (Mernier et al., 2017). Portanto, pode-se compará-lo com o modelo No13_SNII_Z0, no qual o limite superior de massa do progenitor é $40M_{\odot}$. Apesar da ligeira melhoria de desempenho para o modelo SNcc No13_SNII_Z0, onde o número das combinações mais rejeitadas cai de 232 para 80, os 152 pares restantes ainda são notavelmente incompatíveis para todas as relações, exceto Ca/Fe. Embora o desempenho dos modelos desta família mude com a metalicidade inicial, nenhuma tendência clara foi encontrada.

O desempenho de pares SN que incluem *yields* de PISN é significativamente pior (nos 50% inferiores) do que outros tipos de modelos de SNcc, nenhum deles sendo rejeitado por menos de seis razões de abundância. Em particular, as razões teóricas Ni/Fe, Ca/Fe, Si/Fe e Ne/Fe (e também S/Fe na maioria das vezes) desses pares são totalmente incompatíveis com as distribuições de razões observadas em nossa amostra. Por exemplo, pares SN incluindo os *yields* de SNII e PISN de (Heger & Woosley, 2002, 2010) (He0210_SNII&PISN_Z0) são rejeitados 201 vezes para todas as razões de abundância testadas (barras vermelhas na Figura 3.7) enquanto os 31 pares restantes ainda são rejeitados significativamente por sete razões, exceto para S/Fe (barras laranja na Figura 3.7). Este resultado sugere que os PISNe, através dos seus *yields* elementares previstos, são menos propensos a contribuir para o enriquecimento químico do ICM do que outros modelos, com base nas medições do ICM tomadas de nossa amostra e nos modelos PISN considerados.

Analogamente, pode ser produtivo olhar também para os modelos de SNIa mais rejeitados. Curiosamente, nenhum modelo SNIa individual foi rejeitado por todas as razões de abundância quando emparelhado com cada um de todos os modelos de SNcc (veja a Figura 3.8). No entanto, pode-se ver nas Figuras 3.8 e 3.9 que nove modelos de SNIa foram rejeitados por pelo menos sete razões para todas as combinações testadas (barras vermelhas e laranja): dois 3D violentos C+O Modelos de fusão WDs (Pr10_0.9_0.9 & Kr16_0.9_0.76_Z1E-2), dois modelos 2D de detonação dupla ambos com $M_{\text{WD}} = 0.90$ mas com diferentes configurações de detonação de He (Le20a_0.90_0.05_2E-2_R e Le20a_0.90_0.05_2E-2_S), dois de detonação pura 1D sub-Chandrasekhar massa C+O WDs (Si10_Det_0.81_1.0 & Si10_Det_0.88_1.45), dois modelos 2D de detonação dupla com diferentes configurações de detonação inicial (Si12_DDdet_0.66_0.38_EL e Si12_DDdet_0.66_0.38_CS) e um modelo de dupla detonação de degeneração dupla acionado dinamicamente com alta reação $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$

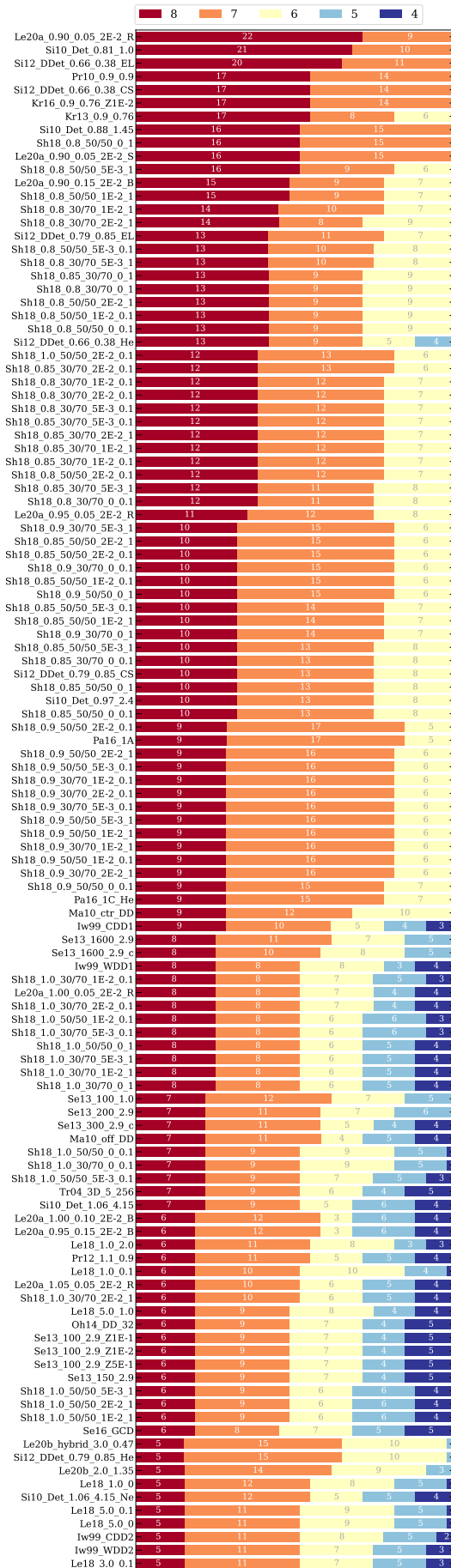


Figura 3.8 Mesmo que a Figura 3.7, mas para os pares de modelos de SNcc. A soma acumulada dos valores em cada linha deve ser 31 (ou seja, o número de modelos de SNIa testados).

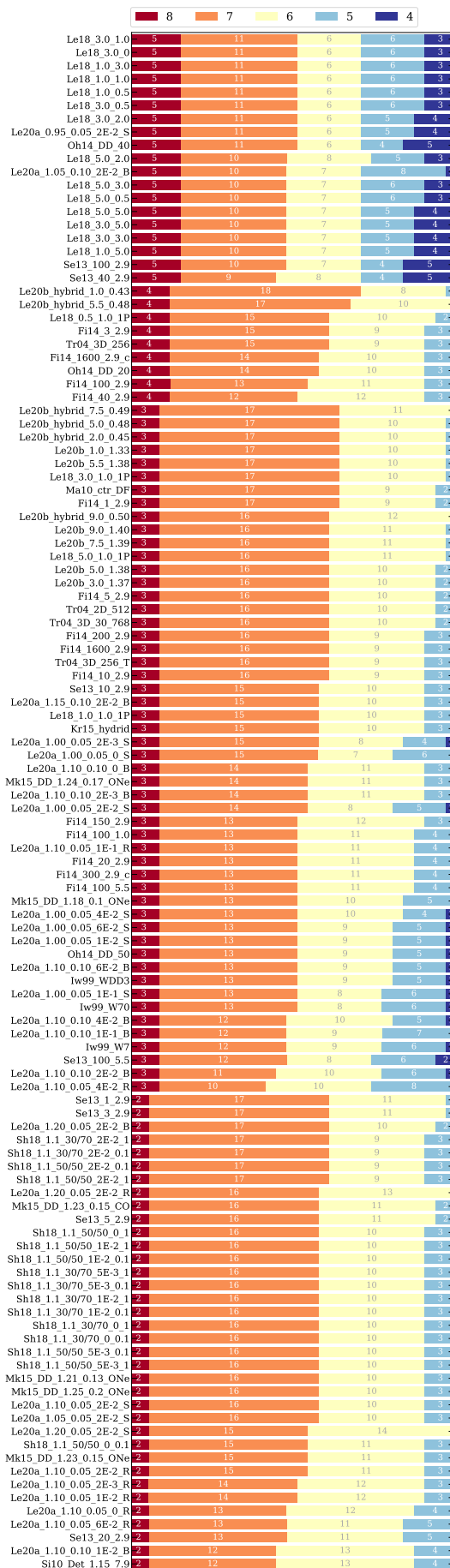


Figura 3.9 Continuação da Figura 3.8.

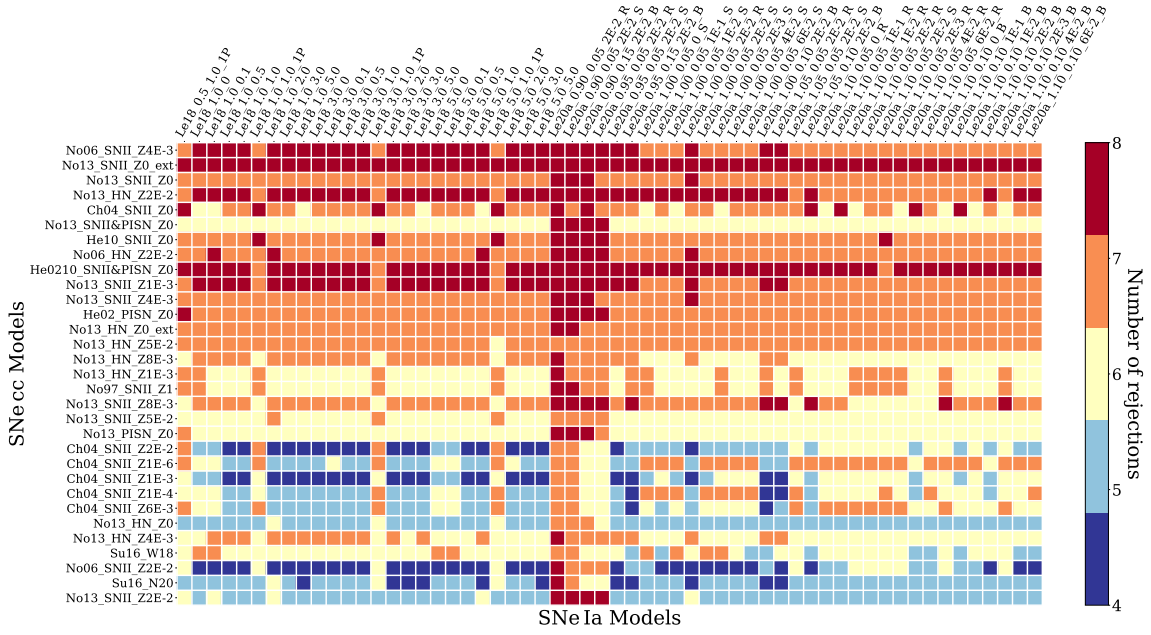


Figura 3.10 O número de vezes que cada par de modelo de SN foi rejeitado com nível de significância de 95% por meio do teste KS usando regiões internas e externas. Um par de modelos de SN pode ser rejeitado no máximo oito vezes devido às oito razões de abundância consideradas neste trabalho (ver Figura 3.4). Os quadrados em vermelho e azul escuro representam os pares de modelos de SN mais e menos rejeitados encontrados neste trabalho. O restante dos resultados podem ser encontrados no Apêndice C nas Figuras C.1, C.2 e C.3.

taxa (Sh18_0.8_50/50_0_1).

Ao comparar o desempenho das variantes (valores de parâmetros) dos modelos de SN mencionados, podemos tirar algumas conclusões sobre os possíveis pontos em comum que podem explicar o alto nível de rejeição. Dos quatro modelos de fusão violentos, o que se saiu bem foi o Pr12.1.1.0.9 (Pakmor et al., 2012), uma fusão de dois WDs de $0,9M_{\odot}$ e $1,1M_{\odot}$. Todos os outros modelos de fusão violenta em que ambas as massas de WD eram $\leq 0,9M_{\odot}$ foram altamente rejeitados. Encontramos uma tendência de menor rejeição à medida que as massas de WD aumentavam: $\geq 0,9M_{\odot}$ para os modelos de detonação dupla de Leung & Nomoto (2020a), $\geq 1,06M_{\odot}$ para os modelos de detonação pura de Sim et al. (2010) e $\geq 0,79M_{\odot}$ para todos os casos dos modelos de detonação dupla de Sim et al. (2012). Embora uma tendência semelhante possa ser vista nos modelos de dupla detonação degenerada de Shen et al. (2018) para massas baixas, os modelos de $1 M_{\odot}$ superaram os níveis de rejeição comparado aos de $1,1 M_{\odot}$.

Os mapas de rejeição completos de todos os pares de modelos de SN testados neste trabalho são apresentados na Figura 3.10 e no Apêndice C nas Figuras C.1, C.2 e C.3.

3.4.2.2 Os pares de modelos de SN *menos* rejeitados

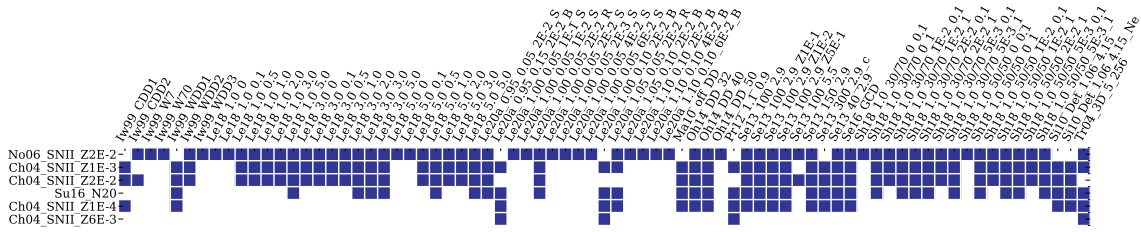


Figura 3.11 Subconjunto de 229 pares de modelos de SN (SNIa+SNcc) classificados como os pares menos rejeitados deste trabalho (azul escuro). Os quadrados em branco referem-se aos pares de modelos de SN rejeitados por mais de quatro razões de abundância.

Nesta Seção, analisamos o subconjunto de pares de modelos de SN rejeitados apenas quatro das oito vezes testadas, que são os pares menos rejeitados encontrados (veja a Figura 3.11). Vale ressaltar novamente que quando um par de modelos é rejeitado repetidamente, podemos concluir que esse par não representa as observações de forma satisfatória. Por outro lado, mesmo que um par de modelos não seja sistematicamente rejeitado, pode-se apenas concluir que o conjunto de dados observado fornece evidências insuficientes contra a hipótese nula. Como resultado, não se pode afirmar formalmente que o par é o melhor ajuste para os dados observados. Como na Seção anterior, podemos destacar algumas tendências comuns entre os modelos de SN que se saíram melhor para estudos de enriquecimento de ICM.

A Figura 3.11 mostra que apenas 229 (de 7192) pares de modelos de SN são rejeitados somente por quatro razões de abundância, quando pareados dentro do conjunto de modelos de SNIa (veja as barras azuis escuras na Figura 3.7), correspondendo a uma pequena fração de $\sim 3,2\%$ do total de pares testados neste estudo. Entre eles, identificamos apenas seis (de 31) modelos de SNcc diferentes: o modelo de SNII de [Nomoto et al. \(2006\)](#) com $Z_{\text{init}} = 2E-2$, quatro modelos de SNII de [Chieffi & Limongi \(2004\)](#) com $1E-4 \leq Z_{\text{init}} \leq 2E-2$ e um modelo não rotativo calibrado para SN1987A com $Z_{\text{init}} = 1Z_{\odot}$ ([Sukhbold et al., 2016](#)).

Todos os modelos acima são modelos de SNcc com estrelas progenitoras de metalicidade inicial diferente de zero explodindo como SNII, que supera os modelos PISN e hipernova com qualquer metalicidade inicial e também SNII com $Z_{\text{init}} = 0$. O número total de modelos de SNIa combinados com cada modelo SNcc mencionado acima com apenas quatro taxas de rejeição são 66, 53, 50, 36, 20 e 4, respectivamente (veja a Figura 3.7). Como nosso trabalho classifica o modelo de SN em *pares* e não os modelos individuais, é interessante observar a “flexibilidade” dos modelos de SNIa individualmente para maximizar o número de pares SN que se classificam melhor. Ao fazer isso, notamos que os modelos 3D de detonação retardada de [Seitenzahl et al. \(2013\)](#) com 40-150 pontos de ignição para densidades centrais

($\rho_{c,9} = 2,9$) e metalicidades iniciais ($Z_{\text{init}} \neq 0$), os modelos de detonação retardada de [Ohlmann et al. \(2014\)](#) com 100 pontos de ignição próximos ao centro para núcleo sem carbono WD (Oh14_DD_32/40), e também o modelo de detonação gravitacionalmente confinado com 1 ponto de ignição centrado de [Seitenzahl et al. \(2016\)](#) supera todas as outras correspondências quando emparelhado com os modelos de SNcc listados acima. Além disso, o modelo Ch04_SNIIZ6E-3 teve um desempenho igualmente bom quando combinado com ignição multiponto 3D, cinco bolhas e modelo $\rho_{c,9} = 2,9$ de [Travaglio et al. \(2004\)](#).

3.5 Conclusões

Determinamos as razões de abundância elementar O/Fe, Ne/Fe, Mg/Fe, Si/Fe, S/Fe, Ar/Fe, Ca/Fe e Ni/Fe nas regiões interna, externa e inteira de FoV ($\sim 0,2 R_{200}$) de 18 aglomerados próximos e grupos de galáxias ($z \leq 0,0391$) com observações *XIS/Suzaku*. Estas razões de abundâncias são posteriormente usadas para comparar o quão bem os *yields* previstos de diferentes combinações de modelos de *yields* de SNe (ou seja, um modelo SNcc e um modelo SNIa) recuperam as razões de abundância observadas no meio intra-aglomerado. Ao implementar a análise não paramétrica desenvolvida com base no teste KS, classificamos 7192 modelos de explosão SNe da literatura que fornecem *yields* usando essas oito razões de abundância diferentes.

Nossa metodologia reforça o potencial que a espectroscopia de raios-X do gás intra-aglomerado tem para classificar entre a variedade de modelos de *yields* de SNe na literatura. Apesar da natureza puramente estatística do método, ele fornece uma orientação geral útil para aqueles interessados nos mecanismos de enriquecimento químico em aglomerados de galáxias e aqueles interessados na natureza dos sistemas progenitores de supernovas e mecanismos de explosão. Nossas principais conclusões podem ser resumidas da seguinte forma.

1. Confirmamos o aumento da abundância central de Fe para nossa amostra, mesmo para aqueles sistemas onde o núcleo frio não é facilmente resolvido, sugerindo que o gradiente de abundância de Fe (negativo) tem um perfil mais raso do que o gradiente de temperatura (positivo) (veja as Tabelas 3.2 e 3.3).
2. Construindo distribuições de probabilidade para cada medida de razão de abundância elementar, quantificamos o grau de incompatibilidade entre a previsão de cada par de modelos de SN e as observações. Cada uma das razões de abundância individualmente rejeita mais da metade do número total de pares de SN testados (veja a Figura 3.5) e $\approx 21\%$ do total de pares de modelos de SN testados (ou seja, 1489 pares de SN) têm incompatibilidade completa com todas as razões de abundância (veja a Figura 3.6).

3. As medidas separadas das regiões interna e externa dos aglomerados aumentam o poder discriminativo de nossa técnica entre os 7192 pares de modelos de SN testados (veja a Figura 3.6). Isso é consistente com a premissa de gradientes de razão de abundância nas regiões centrais de aglomerados e grupos do tipo *cool-core*, conforme levantado por diferentes autores anteriormente.
4. Entre os 7192 pares de modelos de SN diferentes testados, todas as 232 combinações de modelos de SN que incluem No13_SNII_Z0_ext são rejeitadas por todas as razões de abundância (veja a Figura 3.7). Este modelo simula uma Supernova Tipo II com estrelas progenitoras de metalicidade inicial zero ($Z_{\text{init}} = 0$) para uma faixa de massa de *yields* de 11 a $140M_{\odot}$. Por outro lado, nenhum modelo de SNIa combinado com todos os 31 modelos de SNcc atinge o número máximo de rejeição (veja as Figuras 3.8 e 3.9).
5. No geral, os modelos PISN e Hypernova com qualquer metalicidade inicial e os modelos de Supernova Tipo II com $Z_{\text{init}} = 0$ não preveem as abundâncias observadas, assim como os de Supernova Tipo II com progenitores de metalicidade inicial diferente de zero.
6. Restringindo aos pares menos rejeitados de modelos de SN, vemos que os modelos 3D onde a densidade central do progenitor WD de $2,9 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ parecem dominar. Entre eles, modelos de detonação retardada Ohlmann et al. (2014) com 100 pontos de ignição próximos ao centro, para núcleo sem carbono (Oh14.DD_32/40), modelos de detonação retardada Seitenzahl et al. (2013) com 40–150 pontos de ignição próximos ao centro e sua ignição única, e Seitenzahl et al. (2016) modelo de detonação gravitacionalmente confinada (Se16.GCD) são mais robustos em termos de observação, no sentido de prever o alcance das razões de abundância observadas, assim como as 5 bolhas descentralizadas ignição de Travaglio et al. (2004) (Tr04.3D.5_256)(ver Tabela B.1).

No lado SNcc, entre os pares menos rejeitados, encontramos o modelo Nomoto et al. (2006) Tipo II com $Z_{\text{init}} = 2\text{E}-2$, quatro modelos Tipo II de Chieffi & Limongi (2004) com $1\text{E}-4 \leq Z_{\text{init}} \leq 2\text{E}-2$ e um modelo não rotativo calibrado para SN1987A com $Z_{\text{init}} = 1Z_{\odot}$ (Sukhbold et al., 2016) (veja a Tabela 2.2 e a Seção 2.3 para as principais características dos modelos de SN testados neste trabalho).

7. Os resultados favorecem o cenário em que as estrelas massivas progenitoras da Supernova de colapso do núcleo que contribuíram significativamente para o enriquecimento do ICM devem ter sido inicialmente enriquecidas. Os modelos de SNcc de metalicidade zero ($Z_{\text{init}} = 0$) não reproduzem razoavelmente o

padrão de distribuição das razões de abundância ICM, independente da escolha do pareamento SNIa. Além disso, os resultados sugerem a origem da maioria do gás metálico intra-aglomerado enriquecendo SNIa como progenitores de massa próximos de Chandrasekhar com pontos de ignição múltiplos próximos ao centro.

A análise não paramétrica de PDF realizada neste trabalho é uma ferramenta potencialmente poderosa para restringir modelos de explosão SNe concorrentes. Esta técnica se tornará cada vez mais refinada à medida que o número de medições de abundância de ICM aumenta, que a resolução espectral melhora e que o número de modelos de SN com *yields* previstos de diferentes tipos de SN são disponibilizados. Assim, o algoritmo é adequado para novas medições de raios-X e modelos de SN, como aparecem na literatura. A análise é robusta porque não estamos escolhendo as razões de abundância preferidas, embora o método esteja aberto à implementação de conjuntos específicos de pesos para razões individuais com base em informações sobre a eficiência do instrumento, suscetibilidade à contaminação de fundo e faixa de energia usado, etc. Esta análise pode ser útil para as comunidades científicas interessadas em aglomerados de galáxias e também aos interessados em SNe, servindo como um guia para melhorar os modelos de SN com base em observações e ajudando a escolher o conjunto de modelos de SN mais adequado para analisar muitos problemas críticos relacionados ao enriquecimento de metais em aglomerados, grupos e até galáxias. Neste trabalho, nenhuma combinação de modelos de SN é totalmente compatível com todas as razões de abundância observadas, mesmo testando um extenso conjunto de 7192 pares de modelos de SN. Os próximos microcalorímetros a bordo dos observatórios de raios-X alcançarão medições mais precisas das abundâncias de ICM de elementos (raros), permitindo uma melhor discriminação entre os modelos de SNe enriquecendo o ICM (e.g. [Mernier et al., 2020](#)). O poder da espectroscopia de alta resolução do XRISM Resolve ([XRISM Science Team, 2020](#)) permitirá medições precisas de elementos como Cr e Mn no ICM para vários sistemas próximos nos próximos anos. A incorporação dessas diferentes razões de abundância nesta análise pode restringir melhor os modelos de SN dada o aumento de mais de uma ordem de magnitude na precisão das abundâncias. Ao combinar um fundo de detector baixo e estável, alta área efetiva e grande FoV, a câmera Advanced X-ray Imaging Satellite (AXIS) ([Mushotzky et al., 2019](#)) fornecerá medições de abundância com baixo fundo de partículas e uma resolução espacial melhor do que Suzaku, oferecendo informações valiosas para mapear o enriquecimento em diferentes regiões do aglomerado. Complementarmente, o X-IFU Athena ([Pointecouteau et al., 2013](#)) rastreará a distribuição detalhada dos metais nesses sistemas em altos redshifts ($z \sim 2$) e nos permitirá explorar os sistemas próximos a distâncias sem precedentes ([Cucchetti et al., 2018](#)). Será crucial investigar o papel do pré-enriquecimento na história

dos mecanismos de enriquecimento de metais. Esta análise deve fornecer restrições melhores na variedade de modelos de SN e servir como um teste para os diferentes ingredientes físicos inseridos nas simulações de SN.

Capítulo 4

Sistemas Fósseis de Galáxias

Neste Capítulo, apresentaremos diferentes técnicas e conjunto de dados para lançar luz sobre a natureza dos grupos fósseis de galáxias (em inglês, fossil groups (FGs)). Para isso, o ideal é obter observações em diversos comprimentos de onda para construir um cenário completo sobre a natureza dos FGs. Apresentamos os resultados da análise conjunta nas frequências de raios-X e ópticas para determinação dos parâmetros termodinâmicos do IGrM desses sistemas e identificação do estado dinâmico dos sistemas através da análise da luz intra-aglomerado para o caso do FG RX J1007+3800.

4.1 Introdução

Apesar de os FGs serem sistemas conhecidos há mais de duas décadas (Ponman et al., 1994), sua origem e evolução ainda são problemas em aberto. A busca por FGs foi limitada, no início, a galáxias isoladas dominadas por um halo de raios-X (e.g. Mulchaey & Zabludoff, 1999). Posteriormente, para uma busca mais operacional, autores propuseram defini-los de forma mais robusta em termos da sua espectroscopia e fotometria.

Grupos fósseis consistem, empiricamente, em um sistema de galáxias cuja galáxia central domina a luz do sistema permeados por um halo de gás ionizado, extenso e difuso emissor em raios-X ($L_{X,bol} > 10^{42} h_{50}^{-2}$ erg/s). A diferença em magnitude na banda R entre a primeira e a segunda galáxia mais brilhante do sistema pertencente a $0,5R_{200}$ é de, pelo menos, duas magnitudes $\Delta_{m1,2}$ (Jones et al., 2003). Há também outras definições, como a de Dariush et al. (2007), em que usa a diferença de magnitude entre sua primeira e quarta galáxia-membro mais brilhante é maior que 2,5 na banda R e também a mesma condição na banda em raios-X.

Portanto, para classificar um sistema como fóssil segundo as definições empíricas envolvidas, é necessário, no mínimo, três tipos de observações:

1. Dados de raio-X: para estimar o tamanho do halo do sistema de galáxias e também definir o R_{200} ;
2. Espectroscopia de multi-objetos: para identificar o número genuíno de galáxias-membro do FG, sem nenhum tipo de contaminação de objetos no primeiro plano e no plano de fundo;
3. Imagens óticas: para medir as magnitudes das galáxias e conseqüentemente, calcular a diferença de magnitude entre as galáxias, conforme a definição desejada.

A princípio, FGs foram pensados ser produtos finais de grupos de galáxias que perderam energia por fricção dinâmica (e.g. [Mulchaey & Zabludoff, 1999](#)). [Zabludoff & Mulchaey \(1998\)](#) sugeriram que a escala de tempo de fusão entre os membros mais luminosos do sistema é da ordem de alguns décimos do tempo de Hubble. Essa hipótese é consistente com algumas características observacionais, por exemplo, as altas luminosidades observadas em raios-X (L_X) desses sistemas, a lacuna na função de luminosidade das galáxias em L^* nas regiões centrais e a correlação de L_X total com a luminosidade óptica da galáxia cD (e.g. [Jones et al., 2003](#)). Considerando o tempo envolvido no processo de fricção dinâmica e a ausência de subestruturas em raios-X, isso implica que FGs se formaram precocemente e se mantiveram sem consideráveis fusões com outros sistemas por muito tempo ([Ponman et al., 1994](#); [Vikhlinin et al., 1999](#)).

O modelo citado acima apresenta diversas inconsistências com medidas em raios-X e em óptico. Primeiramente, com exceção do número pequeno de galáxias, FGs parecem ser mais semelhantes a aglomerados de galáxias do que a grupos de galáxias. A emissão do gás em raios-X possui temperaturas altas, atingindo às vezes mais de 4 keV (equivalente a $4,6 \times 10^7$ K) ([Khosroshahi et al., 2007](#)), requerendo uma massa considerável para manter o gás aquecido, indicando que FGs possuem poços de potencial gravitacional típicos de aglomerados¹ ao invés de grupos de galáxias. Outra evidência nessa direção vem das altas dispersão de velocidades das galáxias pertencentes a FGs ([Mendes de Oliveira et al., 2006](#); [Miller et al., 2012](#)), que correspondem a temperaturas relativamente altas do gás quente (T_X).

O modelo anterior também apoia a ideia de que FGs são formados em altos redshifts, ou seja, são sistemas antigos. Na Figura 4.1, [Khosroshahi et al. \(2007\)](#)

¹Aglomerados de galáxias (AG) e grupos de galáxias (GG) são mais que uma simples coleção de galáxias e halos de matéria escura (contendo de algumas dezenas a milhares de galáxias), pois são permeados por grandes quantidades de gás intergaláctico quente ($10^7 - 10^8$ K), difuso, altamente ionizado, confinado pelo potencial gravitacional do sistema e que emite fortemente em raios-X, denominado meio intra-aglomerado (ICM) ou meio intra-grupo (IGrM). Esses sistemas de galáxias são dominados ($\sim 80\%$ da massa) por matéria escura e o ICM é o maior componente bariônico (não-escuro) desses sistemas ($\sim 15\%$ da massa).

apresentam os parâmetros de concentração (c_{200}) medidos para FGs em comparação com os de aglomerados de galáxias. É claro pela figura que FGs tem parâmetros de concentração muito mais altos do que o esperado. O fato que FGs possuem valores altos de c_{200} quando comparados a grupos normais indica, por simulações cosmológicas, que FGs se formaram anteriormente a outros sistemas (Wechsler et al., 2002).

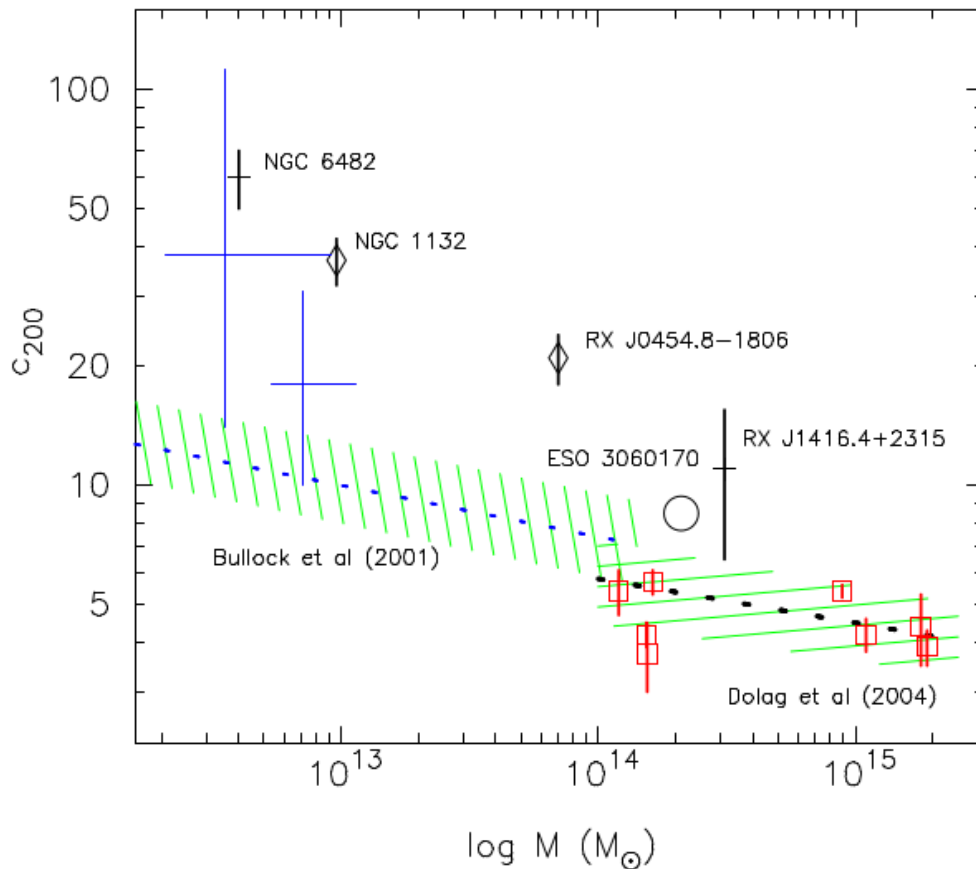


Figura 4.1 Relação Massa – c_{200} : comparação entre a concentração de massa em grupos fósseis e não-fósseis e aglomerados. Três fósseis com perfil de temperatura resolvido e duas galáxias elípticas superluminosas (do inglês, *overluminous elliptical galaxies* ou OLEGs) isoladas (diamantes) são comparados com aglomerados não fósseis (quadrados abertos) de Pratt & Arnaud (2005), extraída de Khosroshahi et al. (2007).

Conforme mencionado anteriormente, o modelo padrão para formação de FGs implica que a galáxia central é o resultado de um vasto número de fusões de galáxias em um grupo/aglomerado. Visto que grupos fósseis contém poucas galáxias, e o tempo necessariamente longo para fusão de galáxias em um aglomerado, conclui-se que este sistema esteja em um estágio de evolução bem avançado. Portanto, essas estruturas, em geral, deveriam apresentar perfil radial de temperatura positivo, já que o tempo de resfriamento do gás nas regiões internas são menores que o tempo de

Hubble. Dado que os FGs seriam mais velhos no modelo padrão, a extensão dessa região interna fria deveria ser ainda maior nos FGs quando comparados a sistemas mais jovens. Surpreendentemente, FGs apresentam uma contradição adicional ao modelo padrão, uma vez que estes sistemas mostram ausência desse núcleo extenso e frio nas suas regiões centrais, indicando um tempo de formação mais recente. Isso contradiz a ideia desses sistemas serem dinamicamente velhos e de formação “precoce”.

Essas contradições com o modelo padrão colocam em cheque aspectos importantes como a idade e o processo de formação de FGs, e a ausência de núcleos frios desenvolvidos. Como resultado, coloca-se em dúvida o grau de confiabilidade que temos nos modelos aceitos de formação de estruturas em larga escala atualmente (Aguerri et al., 2018; Corsini et al., 2018; Johnson et al., 2018), e realçam a importância do estudo desses objetos peculiares.

4.2 Observações e Redução de Dados em Raios-X

O satélite *XMM-Newton* foi colocado em uma órbita de 48 horas no dia 10 de dezembro de 1999. Com uma órbita altamente excêntrica, em seu lançamento, ele alcançava um apogeu de cerca de 115.000 km e um perigeu em torno de 6000 km (XMM-Newton Users Handbook, Issue 2.20, 2022). Existem três tipos de instrumentos a bordo do *XMM-Newton*: O primeiro conjunto de câmeras é o EPIC (do inglês, *European Photon Imaging Camera*), que carrega três câmeras CCD de raios-X, compostos por duas das câmeras CCD MOS (do inglês, *Metal Oxide Semiconductor*) e uma CCDs pn, eles cobrem um campo de visão de $\sim 30'$ de diâmetro e uma faixa de energia de 0,2–12,0 keV; o segundo é o conjunto de espectrômetros de rede de difração reflexiva de alta resolução chamado RGS (do inglês, *Reflection Grating Spectrometer*) que uma análise com mais detalhes das abundâncias de elementos individuais; por outro lado, seu campo de visão e sua faixa de energia ($\sim 0,35$ –2,48 keV) são bem mais limitados. O terceiro instrumento a bordo do *XMM-Newton* é um telescópio óptico/UV, o Monitor Óptico (do inglês, *Optical Monitor* ou OM), que observa simultaneamente as mesmas regiões que a EPIC em comprimentos de onda ultravioleta e visível.

4.2.1 Redução de dados

Nossa análise é baseada em observações da câmera EPIC do *XMM-Newton* do grupo fóssil RX J1007+3800 e suas principais propriedades observacionais estão listadas na Tabela 4.1. Realizamos a análise de dados com o pacote de análises de dados do satélite XMM-Newton (XMM-Newton Science Analysis System, SAS, em

inglês) versão `xmmsas-v18.0.0` e os arquivos de calibração atuais (Current Calibration Files, CCF, em inglês) na data de 06/07/2022, Arquivos de dados de observação (Observation Data File, ODF) foram processados com tarefas `emchain` e `epchain` para garantir as calibrações mais recentes. Filtramos os *soft flares* dos detectores MOS 1, MOS 2 e pn usando as ferramentas `mos-filter` e `pn-filter`, respectivamente. Incluímos apenas eventos com `FLAG=0` e `PATTERN≤12` para dados MOS e com `FLAG=0` e `PATTERN≤4` para dados pn, como recomendado². Depois do processo de filtragem dos flares, o tempo de exposição efetivo total é mostrado na Tabela 4.1, onde, em alguns casos, se perde 60% do tempo observado inicialmente. Para certificar de que haja apenas emissão pelo ICM, fontes pontuais detectadas pela ferramenta `wavdetect` e confirmadas a olho nu foram excluídas de análises posteriores. A seleção e filtragem adicionais foram aplicadas para obter a melhor resolução espectral: apenas eventos com `FLAG == 0` e `PATTERN ≤ 12` foram selecionados para dados MOS; apenas eventos com `FLAG == 0` e `PATTERN ≤ 4` foram selecionados para dados pn. Os espectros foram extraídos das regiões de interesse e os arquivos de matriz de redistribuição (Redistribution Matrix Files, RMF) e arquivos de resposta auxiliar (Auxiliary Response Files, ARF) foram gerados usando as ferramentas do SAS `rmfgen` e `arfgen`, respectivamente. Os canais espectrais foram agrupados, no mínimo, com 20 contagens por canal, usando a ferramenta `grppha`. Extraímos os espectros de uma região anelar centrada no centro do aglomerado com diferentes raios. Usando o mesmo centro, extraímos espectros de anéis concêntricos, que juntos abrangem o campo de visão de um raio R de 5', limitados pela contagem da fonte em relação ao *background*.

Fontes extensas podem cobrir todo o FOV da câmera, e conseqüentemente, a compensação do *background* deve ser realizada sem o uso de dados do FOV. Para extrair os parâmetros físicos do grupo fóssil corretamente, é preciso modelar tanto o *background* cósmico difuso em raios-X quanto o *background* instrumental, ambos descritos na Seção 4.2.2. Os arquivos de *background* foram criados e seus espectros usados para modelar o *background* para cada observação e detector usando a ferramenta `evqpb`, que gera uma lista de eventos da componente do *background* quiescente instrumental normalizada a observação. Arquivos de *background* foram criados com duas vezes a exposição de cada observação para cada detector. Todos os arquivos de *background* passaram pelo mesmo processo de calibração e filtragem descritos acima. A seguir, descreveremos o método para modelar as diversas componentes de *background*.

²Acesse EPIC Status of Calibration and Data Analysis XMM-SOC-CAL-TN-0018 (Smith, 2019). Disponível em <https://xmmweb.esac.esa.int/docs/documents/CAL-TN-0018.pdf>

Tabela 4.1 Observações e propriedades básicas de Grupo Fóssil de galáxias RX J1007+3800.

Nome	AR (hh:mm:ss)	DEC (dd:mm:ss)	z	XMM ObsID	Data da observação	Tempo de Exposição Efetivos ^a (ks)
RX J1007+3800	10 07 42,53	+38 00 46,80	0,112	0653450201	Nov 2010	42,0 (29,7, 29,6, 28,0)
				0824910101	Mai 2018	57,5 (23,4, 22,5, 46,1)
				0824910201	Out 2018	27,0 (22,1, 23,1, 20,0)
<i>offset</i>	10 08 55,41	+37 34 59,8	–	0821730401	Abr 2019	22,0 (**, 19,9, 17,7)

Note — ^a Os tempos de exposição efetivos de MOS1, MOS2 e pn para XMM-Newton estão listados entre parênteses.

4.2.2 Modelagem do *background* da câmera EPIC

As câmeras EPIC possuem um sistema de filtros com seis configurações diferentes. A configuração com filtro na posição fechada (filter-wheel-closed, FWC) gera exposições dominadas somente pelo *background* instrumental. Os eventos das observações indicadas como FWC (do inglês, filter-wheel-closed) são importantes para estimar a contribuição do *background* nos espectros científicos observados. Em vez de subtrair os eventos FWC de cada espectro observado, nós o modelamos simultaneamente com as observações científicas e observações do FWC para determinar os parâmetros físicos dos grupos fósseis (Mernier et al., 2015; Su et al., 2017, 2019). Incluímos observações *offset* adicionais de modo a determinar a componente astrofísica do *background* em raios-X.

Para modelar o *background* total da câmera EPIC, temos que caracterizar cada uma de suas componentes. A modelagem do *background* pode ser classificada em dois tipos distintos:

1. *Background* astrofísico em raios-X (do inglês, *Astrophysical X-ray background* ou AXB), que abarca todas a emissão em raios-X de fontes astrofísicas. O AXB inclui a bolha quente local (do inglês, *Local Hot Bubble* ou LHB), a emissão térmica da Via Láctea (do inglês, *Milky Way* ou MW) e a emissão cósmica difusa em raios-X (do inglês, *Cosmic X-ray Background* ou CXB);
2. *Background* não astrofísico em raios-X (do inglês, *Non-X-ray background* ou NXB), que consiste em partículas detectadas no CCD e interpretadas como fótons (eventos). O NXB contém o background de raios-X induzidos por partículas de altas energias (do inglês, *hard particles* ou HP) e por prótons moles com nível quiescente de background (do inglês, *soft protons* ou SP).

Table 4.2. Linhas instrumentais e SWCX consideradas.

MOS		pn	
Centroide ^a	Linha	Centroide ^a	Linha
0,56 ^b	O VII	0,56 ^b	O VII
0,65 ^b	O VIII	0,65 ^b	O VIII
1,49	Al K _α	1,48	Al K _α
1,75	Si K _α	4,51	Ti K _α
5,41	Cr K _α	5,42	Cr K _α
5,90	Mn K _α	6,35	Fe K _α
6,40	Fe K _α	7,47	Ni K _α
7,48	Ni K _α	8,04	Cu K _α
8,64	Zn K _α	8,60	Zn K _α
9,71	Au K _α	8,90	Cu K _β
		9,57	Zn K _β

Note. — ^a Centróide da linha em unidades de keV. ^b Linhas de SWCX.

4.2.2.1 Componente induzido por partículas de altas energias (HP)

Partículas de altas energias atingem sendo detectadas no CCD em todas as direções quando a configuração do filtro está fechado, produzindo um padrão de detecção de emissão contínua e um conjunto de emissão de linhas de fluorescência para cada detector. Por essa razão, a observação do tipo FWC é uma boa estimativa para descrever o background HP. Como os fluxos das linhas variam ao longo do detector, a modelagem do background de HP permite uma estimativa mais precisa desses fluxos comparado a subtração direta (Mernier et al., 2015; Snowden & Kuntz, 2014). Essas linhas instrumentais são modeladas por um perfil de linha gaussiana simples, **gauss**, em que a largura da linha é limitada a $\leq 0,3$ keV. O centroide de cada linha é fixo no valor listados na Tabela 4.2.

Para modelar a emissão do contínuo produzidas por essas partículas, usamos uma lei de potência com índice duplo, **bknpow**, descrita abaixo.

$$A(E) = \begin{cases} KE^{-\Gamma_1} & \text{se } E \leq E_{\text{break}}, \\ KE_{\text{break}}^{\Gamma_2 - \Gamma_1} E^{-\Gamma_2} & \text{se } E > E_{\text{break}}. \end{cases} \quad (4.1)$$

onde, Γ_1 e Γ_2 são os índices da lei de potência para $E \leq E_{\text{break}}$ e $E > E_{\text{break}}$, respectivamente. E_{break} é a energia que ocorre a transição de comportamento entre as leis de potência, dado em unidades de keV e K é a normalização em unidades de fótons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ em 1 keV. A transição entre as leis de potência, E_{break} , é fixa em 3 keV (Kuntz & Snowden, 2008).

Para restringir os parâmetros instrumentais da NXB, usamos as observações do

FWC obtidas do repositório do *XMM-Newton* através da tarefa `evqpb`³. Esta tarefa cria uma lista de eventos extraídos do repositório de observações do FWC, contendo os eventos associados a componente QPB, com a data mais próxima à data de cada observação de ciência. Para gerar esta lista de eventos, os eventos são *oversampling* ou sobreamostragem por um fator de N vezes o tempo de exposição da observação de ciência. Neste trabalho, utilizamos N=6. Para manter a seleção de CCDs iguais entre as observações de ciência e FWC, removemos CCDs que apresentam anomalias (saída B, do inglês, *bad*) para energias < 1 keV usando a tarefa `emanom`⁴. As listas de eventos foram filtradas e limpas com os mesmos bons intervalos de tempo, PATTERN e FLAG que os dados observados.

O modelo de NXB contém uma componente de uma lei de potência com dois índices (do inglês, *broken power law* ou `bknpow`) e um conjunto de linhas de fluorescência (Kuntz & Snowden, 2008) (HP); e uma lei de potência adicional caso a observação esteja contaminada por prótons moles (SP). Para cada observação, as razões entre as normalizações K entre a observação de cada FG e do seu respectivo FWC são obtidas pelo ajuste espectral da região dos cantos do detector e fora do FoV (do inglês, *unexposed corners*) para ambas as observações FG e FWC.

4.2.2.2 Componente de próton suave residual

Mesmo após a filtragem dos flares, o background pode conter uma componente residual de baixa intensidade e grandes intervalos de tempo de variação. A componente de contaminação residual por flares dos SP pode ser ajustada simultaneamente com o espectro observado. A inserção desse componente adicional é determinada ao compararmos as taxas de contagens por unidade de área na banda de energia 6–12 keV de uma região interna excluindo um centro de raio de 10') e a região cujos cantos não são expostos de cada detector e observação. Se essa razão for superior a 1,15, consideramos que essa observação foi contaminada pelos flares residuais de prótons moles (De Luca & Molendi, 2004), como no caso da observação pelo detector pn. Para observações contaminadas, incluímos uma lei de potência, `powSB`, para modelar esse componente de próton macio residual. O índice da lei de potência pode variar entre 0,1 e 1,4 (Snowden & Kuntz, 2014).

4.2.2.3 Bolha quente local e emissão térmica da Via-Láctea

O componente MW é a emissão térmica de raios-X do halo da Via-Láctea, e o componente LHB é a emissão térmica da bolha quente local. Ambas são emissões de primeiro plano (do inglês, *foreground*). Em baixas energias (abaixo de ~1 keV),

³<https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/sas/current/doc/evqpb/evqpb.html>

⁴<https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/sas/current/doc/emanom.pdf>

o fluxo desses dois componentes é significativo quando comparado a emissão do FG. Por isso, consideramos que tanto a componente LHB quanto a componente MW são caracterizados com dois modelos `apec` cada, onde assumimos que as abundâncias são solares e *redshifts* nulos. Ambas as temperaturas são deixadas livres, mas é esperado que estejam na faixa de 0,15—0,6 keV. O componente MW é absorvido por um gás cuja densidade numérica da coluna de hidrogênio é calculada a partir da linha de visada na direção do FG RX J1007+3800.

4.2.2.4 Emissão cósmica difusa em raios-X (CXB)

A componente de emissão cósmica difusa em raios-X vem da contribuição de todas as fontes pontuais não resolvidas, emitindo em raios-X (lembrando que excluímos todas as fontes pontuais resolvidas em raios-X). Para estimar sua contribuição no background total da câmera EPIC, consideramos uma componente de lei de potência cujo índice Γ é fixo em 1,46 e absorvida pelo meio interestelar da Galáxia.

4.2.3 Análise espectral

Para determinar os parâmetros do modelo AXB, modelamos várias componentes de background que consistem em: (i) uma lei de potência, `powCXB`, com índice fixado em $\Gamma = 1,46$, que caracteriza o background cósmico em raios-X (CXB) (De Luca & Molendi, 2004); (ii) emissão térmica, `apecMW`, com uma temperatura fixada em 0,26 keV representando a emissão da Via Láctea (MW) (McCammon et al., 2002) e outro modelo de (iii) emissão térmica, `apecLHB`, com temperatura fixada em 0,10 keV para a emissão da bolha local (LHB). A abundância e o redshift foram fixos em 1 e 0, respectivamente, para `apecMW` e `apecLHB`. Todas as componentes do AXB, exceto `apecLHB`, são absorvidas pelo gás mais frio do plano galáctico com uma densidade de coluna numérica de hidrogênio, caracterizado pelo modelo `phabs`. De acordo com suas posições no céu e da ferramenta *nH Column Density*⁵, o valor da coluna de densidade numérica de hidrogênio para RX J1007+3800 é $1,36 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. TAs seções de choque de fotoionização adotadas são de Balucinska-Church & McCammon (1992) com a seção de choque de He atualizada (Yan et al., 1998). Determinamos os parâmetros AXB ajustando simultaneamente os espectros da observação de *offset* que encontramos para toda a área de extração de FoV, suas respostas, seus correspondentes espectros e respostas associados ao FWC e um espectro RASS de uma região de $0,3^\circ\text{--}0,9^\circ$ ($\approx 2R_{200} - 6R_{200}$) anular, usando a X-Ray Background Tool⁶. Para a observação de *offset* do RX J1007+3800, os parâmetros de melhor ajuste para esses componentes são apresentados na Tabela 4.3.

⁵<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

⁶<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/xraybg/xraybg.pl>

Table 4.3. Parâmetros de melhor ajuste para componentes de fundo de raios-X usando a observação de *offset*^a para RX J1007+3800.

	FG	CXB ^b	MW ^c	LHB ^d
RX J1007+3800		$3,1_{-0,1}^{+0,1}$	$5,8_{-1,1}^{+0,7}$	$4,4_{-0,1}^{+0,1}$

Note. — ^a Resultados para as normalizações de vários componentes (não instrumentais) do *background* de raios-X para uma região circular com 12' de raio.

^b A normalização do componente da lei de potência ($\Gamma=1,46$) é dada em unidades de 10^{-4} fótons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ at 1 keV.

^c A normalização da componente térmica *apec* ($kT = 0,26$ keV), integrada na linha de visada, $1/4\pi[D_A(1+z)]^2 \int n_H n_e dV$ dada em unidades de 10^{-19}cm^{-5} .

^d A normalização da componente térmica *apec* ($kT = 0,10$ keV), integrada na linha de visada, $1/4\pi[D_A(1+z)]^2 \int n_H n_e dV$ dada em unidades de 10^{-18}cm^{-5} .

Para o componente NXB, cada detector MOS e pn é representado por um conjunto de linhas instrumentais fluorescentes e um espectro contínuo. Também incluímos as linhas SWCX. Para determinar os parâmetros NXB, primeiro ajustamos simultaneamente os espectros dos dados de canto não expostos (do inglês, *unexposed corners*) de ambos FG e seus produtos das observações FWC (da tarefa *evqpb*) para cada observação EPIC. Com isso, determinamos a contribuição de NXB com relação à distribuição genuína de raios-X através das razões das normalizações K entre as suas leis de potência de dois índices. Estas razões são posteriormente fixas para cada região de interesse de uma dada observação.

O ajuste espectral foi realizado na faixa de energia de 0,5-10,0 keV e 0,7-10,0 keV para detectores MOS e pn, respectivamente. Para cada região de interesse, ajustamos conjuntamente os espectros do FG e seus FWC para cada observação. Consideramos o seguinte conjunto de modelos: *phabs* \times (*apec*_{RXJ1007} + *powerlaw*_{CXB} + *apec*_{MW}) + *apec*_{LHB}. Todos os dados FWC foram definidos como zero para este modelo. Os parâmetros AXB foram fixos nos valores de melhor ajuste listados na Tabela 4.3. A extinção galáctica é modelada através do modelo *phabs*, fixada no valor médio relatado de n_H de [HI4PI Collaboration et al. \(2016\)](#). A emissão do gás quente do RX J1007+3800, *apec*_{RXJ1007}, é modelada para cada região de interesse com redshift fixado em 0,112. A temperatura do plasma, suas abundâncias e intensidade de emissão (normalização) são deixadas livres, mas foram associadas entre si

para cada instrumento. O modelo NXB contém os componentes NXB, incluindo a lei de potência de índice duplo, conjunto de linhas instrumentais fluorescentes e de SWXC e se necessário a lei de potência para caracterizar o contínuo quiescente do próton mole (do inglês, *soft proton*). Vinculamos os parâmetros NXB dos espectros observados e seus dados FWC para cada região de interesse.

O segundo conjunto de modelos caracteriza as componentes do background do NXB, e os espectros não foram detectados como eventos, já que as partículas que geram o NXB não são de fato lidas pelo instrumento. Portanto, geramos e contabilizamos apenas os Arquivos de Resposta Matriciais (RMF) de cada detector. Os parâmetros dos modelos NXB foram vinculados entre a observação do FG e seu respectivos dados de FWC. No entanto, o centroide e as linhas instrumentais da MOS e pn diferem, portanto, são configuradas independentemente (veja Tabela 4.2). O ajuste espectral foi realizado com o programa XSPEC v12.12 (Arnaud, 1996) usando a estatística de qui-quadrado (χ^2). Abundância solar adotada foi protosolar de Anders & Grevesse (1989). Avaliamos os parâmetros livres realizando o ajuste simultâneo da MOS1, MOS2 e pn, com um nível de confiança de 1σ . Os resultados dos ajustes espectrais das temperaturas e abundâncias para FG RX J1007+3800 são apresentados e discutidos neste Capítulo.

4.3 Fração da luz intra-aglomerado

A luz intra-aglomerado (ICL) é a luz de estrelas que *não* estão gravitacionalmente ligadas as galáxias-membro de um aglomerado, mas estão gravitacionalmente ligadas ao potencial gravitacional do aglomerado em si.

Incorporamos a análise óptica de luz intra-aglomerado usando o software CICLE. CICLE (CHEFs ICL Estimator) é um algoritmo especialmente projetado para estimar a fração de luz intra-aglomerado (ICLf) em aglomerados de galáxias, sem os requerimentos envolvidos nas suposições a priori relacionadas aos perfis radiais sobre a extensão da luz das galáxias, ou sobre cortes arbitrários de superfície de brilho. A fim de separar a contribuição galáctica daquela do ICL, as estrelas de primeiro plano são geralmente mascaradas e as galáxias são ajustadas usando bases ortogonais chamadas CHEFs (Funções Chebyshev-Fourier, Jiménez-Teja & Benítez, 2012). Além disso, os CHEFs provaram ser capazes de ajustar extremamente bem galáxias com morfologias muito diferentes. Para separar a luz da BCG da ICL, CICLE delimita os limites do BCG aplicando uma técnica mais sofisticada antes de modelá-la com os CHEFs. Ele calcula a curvatura em cada ponto da superfície composta BCG+ICL. A curvatura é definida como a diferença na inclinação entre um ponto e sua vizinhança. Uma vez achada a região onde a inclinação das superfícies compostas é maximizada, a transição da BCG para o ICL está determinada. Em

seguida, o CICLE remove o componente da BCG e usa a região circundante para interpolar a ICL.

Esta técnica foi aplicada em diversas amostras de aglomerados para medir a ICL, como os aglomerados de galáxias do levantamento *Cluster Lensing And Supernova survey with Hubble* (CLASH) (Jiménez-Teja et al., 2018), entre outros aglomerados (de Oliveira et al., 2022; Jiménez-Teja et al., 2019). Os resultados mostraram que os aglomerados em fusão tem uma marca característica na distribuição da ICL em diferentes comprimentos de onda (distribuição espectral de energia ou SED). A fração de luz intra-aglomerado (ICLf) definida como a razão de fluxo da ICL pela luz total (ICL+ galáxias) dos aglomerados em fusão mostram um excesso de fluxo no 4000-5000 Å no referencial de repouso nesta faixa de comprimento de onda, que corresponde aproximadamente ao pico de emissão das estrelas da sequência principal dos tipos espectrais de A-tardia (do inglês, *late-A*) ao *precoce-F* (do inglês, *early-F*). Como mencionado acima, o ICLf é definido como a razão de ICL para luz total do aglomerado (ou seja, ICL + galáxias). Os autores levantaram a hipótese de que as fusões amplificam violentamente a remoção de gás por força de maré, removendo rapidamente estrelas da parte externa das galáxias. Além disso, essas estrelas brilhantes de vida relativamente curta, forçadamente injetadas no meio intra-aglomerado por fusão, aumentariam temporariamente o fluxo de ICL em 4000-5000 Å antes de evoluir para fora da sequência principal. Após saírem da sequência principal, tais estrelas reduziriam sua contribuição em fluxo nesta faixa de comprimento de onda e retornariam a distribuição de comprimento de onda da ICLf para àquela característica de aglomerados relaxados, ou seja, plana. Assim, mesmo que a ICLf total em um determinado tempo possa não ser um indicador robusto do estado dinâmico do aglomerado, como mencionado em Rudick et al. (2011), a ICLf para intervalos de comprimentos de onda específicos pode fornecer informações sobre o estado dinâmico do aglomerado em um determinado momento.

A distribuição de luz intra-aglomerado (ICL) pode teoricamente atuar também como um indicador de idade. Para se ver como a ICL pode ser usada para por vínculos na idade dos FGs assumiremos, para efeito de argumento, que podemos classificar os processos de crescimento da ICL em dois tipos: aqueles que (a) aumentam com a massa do sistema, daqueles que (b) não aumentam. O primeiro caso, (a), a fusão de aglomerados amplifica a interação galáxia-galáxia pela força de maré durante a fusão em si, com ruptura das anãs brancas e fusões com as BCGs; a produção de ICL aumenta em comparação a soma da ICL dos aglomerados individualmente no estágio prévio a fusão (e.g. Jiménez-Teja et al., 2021; Rudick et al., 2011). O segundo caso, (b) efeito de forças de maré regular devido ao atrito dinâmico interno do sistema. Outros processos menores, como a formação estelar do gás arrancado das galáxias-membro (e.g. Sun et al., 2010), podem ser incluídos em (a) ou (b). Espera-

se que a ICL aumente continuamente com a massa do aglomerado (e.g. [Rudick et al., 2011](#)). A classificação dos tipos de crescimento de ICL descrita anteriormente sugere que a produção de ICL ocorre em dois regimes diferentes: um regime contínuo, onde a ICL é produzido por forças de maré potencializado por atrito dinâmico interno (entre eventos de fusão) e um regime violento durante as fusões com uma injeção rápida de estrelas de ICL. Isso implicaria que, ao longo do tempo, o crescimento da massa do aglomerado e do ICL são diferentes. Nesta visão muito simplificada, quando dois aglomerados se fundem, a massa final é a soma de suas massas previamente a fusão, mas a ICL do sistema final seria maior que a soma do ICL de cada sistema antes da fusão, dado que o próprio processo de fusão produziria nova ICL através do regime violento. Entre as fusões, a ICL ainda continuaria a crescer, embora a massa do aglomerado não. Assim, se dois aglomerados se formaram ao mesmo tempo, seguindo diferentes árvores de fusão e mantendo históricos de fusão médios semelhantes, ou seja, com distribuições de massa geral semelhantes de halos e sub-halos, seria de se esperar que eles tivessem massas e razões ICL/massa semelhantes, em qualquer época particular, com um crescimento constante do último, que continuaria mesmo depois que todos os halos ligados ao redor colapsassem no sistema final. Por outro lado, se um desses sistemas (S1) se formasse antes do outro (S2), ele atingiria sua massa final máxima antes de S2 e começaria a aumentar sua razão ICL/massa apenas sob o regime estacionário. Assim, no momento em que S2 tivesse sua última fusão, S1 teria a mesma massa, mas uma razão ICL/massa maior que S2. Segundo o modelo padrão, FGs corresponderiam ao S1 e, portanto, seria de se esperar que eles tivessem uma relação ICL/massa aprimorada. O mesmo raciocínio pode ser aplicado à razão ICLf/massa.

4.4 O caso de RX J1007+3800

A primeira análise conjunta de dados de raios-X, espectroscopia ótica e ICL foi usada para testar a idade de grupos fósseis foi para o FG clássico SDSS J100742.53+3800466 (RA=10h 07m 42,5s, Dec=+38° 00m 47,5s) em $z=0,112$, o qual publicamos em [Dupke et al. \(2022\)](#) e apresento os resultados principais nesta Seção. Incorporamos a análise ótica da luz intra-aglomerado utilizando o software CICLE, aplicado às imagens obtidas pelo *Hubble* totalmente calibradas de RX J1007+3800, tanto nas bandas F435W quanto na F606W. Os resultados mostram a distribuição espacial da ICL relativamente compacta (especialmente no filtro F606W), altamente concentrado em torno do BCG (Figura 4.2). Sua distribuição é suave, sem sinais de subestrutura, saliências ou irregularidades significativas. As ICLfs obtidas são: $7,24 \pm 3,48\%$ e $12,39 \pm 0,5\%$, para as bandas F435W e F606W e limites de detecção de 137,7 kpc e 178,0 kpc, respectivamente. As barras de erro incluem tanto o erro

fotométrico associado à medida do fluxo da ICL e das galáxias aglomeradas, como o erro teórico associado ao algoritmo CICLE. Os mapas da ICL em ambos os filtros são exibidos na Figura 4.2 com as imagens originais RX J1007+3800.

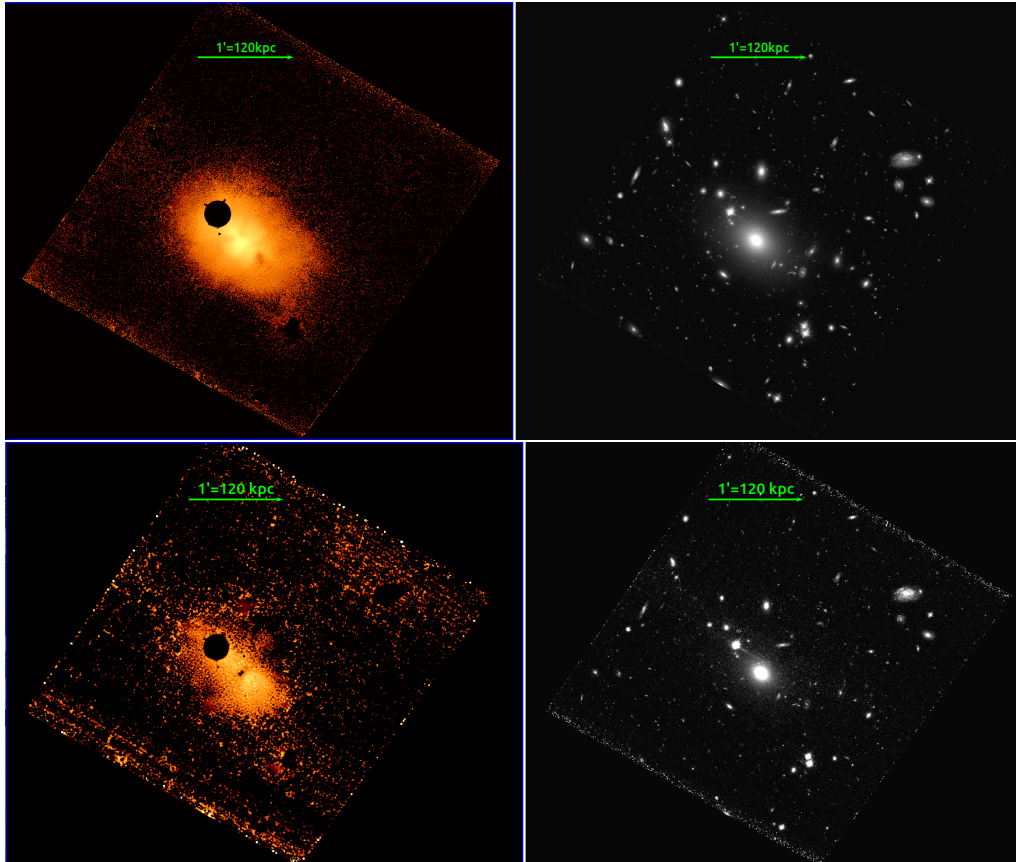


Figura 4.2 ICL medida com CICLE (esquerda) e imagem (direita) do RX J1007+3800, no filtro F606W (acima) e no filtro F435W (abaixo). As imagens estão em diferentes escalas de brilho para melhorar a visibilidade. A direção norte é acima e leste a esquerda.

A ICLf pode ser usada como um indicador do estágio dinâmico de um aglomerado de galáxias na faixa de redshift $0,18 \leq z \leq 0,55$ (Jiménez-Teja et al., 2018, 2019). Aglomerados em fusão – ou dinamicamente ativos –, mostram uma assinatura clara na ICLf em diferentes comprimentos de onda: um excesso no ICLf medido nos filtros que correspondem ao pico de emissão de estrelas do tipo A-tardia ou F-precoce, daqui em diante chamado excesso de ICL azul (do inglês, *Blue ICL Excess* ou BIE). Os aglomerados relaxados apresentaram um ICLf constante (dentro das barras de erro) independentemente da banda óptica usada para medi-lo. O BIE é consistente com o fato de ser produzido pela remoção de populações estelares relativamente mais jovens e de vida mais curta nas partes externas das galáxias na ICL durante a fusão. Nesse cenário, seria esperado que a população mais brilhante A–F responsável pelo BIE deixasse a sequência principal em direção ao locus das Gigantes, desaparecendo efetivamente do ICLf nas frequências correspondentes ao BIE, dentro de uma escala

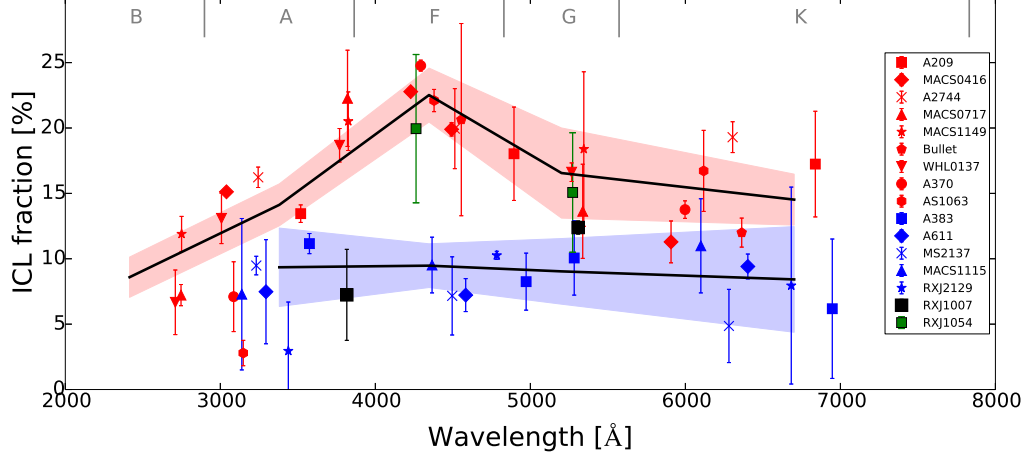


Figura 4.3 Distribuição da ICLf no referencial de repouso para aglomerados em fusão (vermelho) e relaxados (azul) estudados em [Jiménez-Teja et al. \(2018\)](#) e o candidato a FG RXJ105452.03+552112.5 (verde) ([Yoo et al., 2021](#)). As linhas pretas indicam a média ponderada do erro de cada subamostra do tipo espectral da sequência principal e as áreas sombreadas coloridas, a média dos erros. As linhas verticais em cinza no topo da figura dividem o intervalo de comprimento de onda esperado para o pico de emissão para uma estrela média da sequência principal. Embora a distribuição dos aglomerados relaxados seja predominantemente plana, a dos aglomerados em fusão mostra um excesso na região correspondente aos picos de emissão das estrelas tardias do tipo A e precoce do tipo F. A distribuição RX J1007+3800 é mostrada pelos quadrados pretos, e não segue o comportamento típico de um aglomerado em fusão e nem de um típico aglomerado relaxado. Por uma questão de visibilidade, usamos um tamanho de símbolo maior que as pequenas barras de erro para o filtro F606W.

de tempo relativamente curta após ser removida. Dada uma meia-vida para esta população estelar de cerca de ~ 2 Gyr (para uma estrela F2) após ser removida, seria razoável supor que essa seria a duração do BIE, após o qual, observaríamos a distribuição geral de comprimento de onda ICLf semelhante à de aglomerados relaxados, ou seja, um perfil de distribuição plana (Figura 4.3).

Na Figura 4.3 também mostramos um aglomerado em fusão recentemente medido, WHL J013719.8-08284 em $z=0,566$ ([Jiménez-Teja et al., 2021](#)), dois aglomerados Frontier Fields com ICL analisados recentemente, A370 ($z=0,375$) e S1063 ($z=0,348$) ([de Oliveira et al., 2022](#)). Comparado com os sistemas que analisamos em trabalhos anteriores acima mencionados, na Figura 4.3 pode-se observar que RX J1007+3800 se comporta de maneira diferente de todos os aglomerados: não apresenta um ICLf constante nem o descrito anteriormente pelo BIE. Embora os valores obtidos para a banda F435W sejam consistentes com os aglomerados relaxados para ambos FGs, os valores de ICLf calculados para a banda F606W são superiores aos valores típicos encontrados para os sistemas passivos/relaxados. Além disso, o ICLf medido para a banda F606W é significativamente maior quando comparado

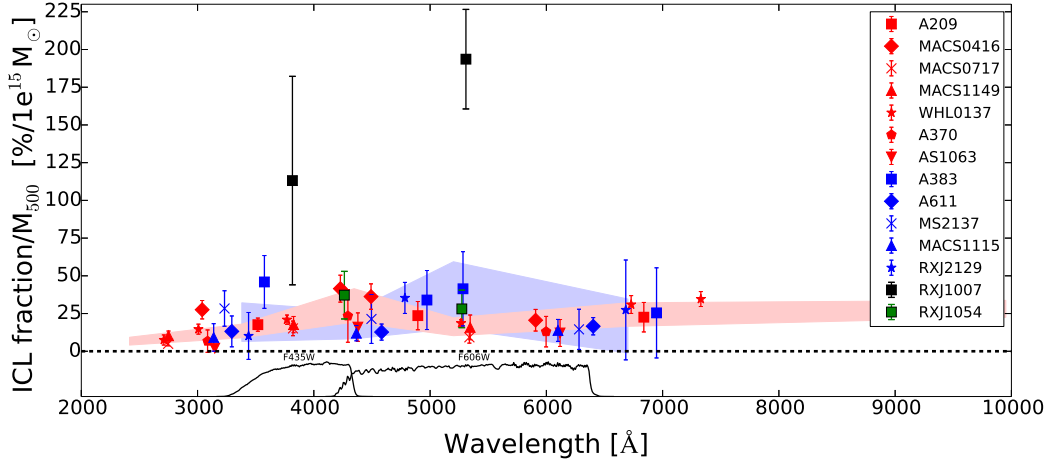


Figura 4.4 Comparação dos valores da ICLf/ M_{500} no referencial de repouso. Mostramos os valores derivados da ICLf para RX J1007+3800 (black), para todos os aglomerados relaxados (azul) e em fusão (vermelho) analisados em Jiménez-Teja et al. (2018) e também para os aglomerados do Frontier Field AS1063 and A370 (de Oliveira et al., 2022), o aglomerado WHL J013719.8-08284 (Jiménez-Teja et al., 2021) e o candidato a FG RXJ105452.03+552112.5 (verde) (Yoo et al., 2021). Abaixo, mostramos as curvas de transmissão dos filtros do HST usados para determinar a ICL no RX J1007+3800. A parte sombreada de erro são as mesmas da Figura 4.3.

ao F435W. Essa particularidade poderia, em princípio, ser esperada se o sistema estiver há muito tempo sem fusões. Se o sistema continuasse inalterado por muito tempo, seria de se esperar que as estrelas removidas por força de maré fossem de tipo velhas/tardias, e como toda a formação de novas estrelas aconteceria em galáxias, a ICLf na banda mais azul seria reduzida e na banda mais vermelha aumentada, conforme observamos para esse FG.

4.4.1 Perfis de temperatura e abundância

Comparamos diferentes formas de tratamento do background em raios-X com o XMM-Newton. A primeira está descrita em detalhes na Seção 5.1 e está representada em azul na Figura 4.5. Além desta, também realizamos o ajuste espectral seguindo o ESAS Cookbook⁷. Os resultados deste método alternativo são consistentes com o anterior, como mostrado na Figura 4.5. As barras de erro das razões de abundância são dadas ao nível de significância de 68%. Adotamos os valores de abundância reportado por Anders & Grevesse (1989).

Para as observações de raios-X do RX J1007+3800, extraímos espectros de cinco regiões anulares dentro dos 600 kpc centrais: 0–50 kpc, 50–100 kpc, 50–150 kpc, 150–300 kpc e 300–600 kpc. No redshift de RX J1007+3800, $1'' \sim 2,05$ kpc, de modo que o bin central foi escolhido para cobrir uma região significativa do PSF do XMM

⁷<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/esas/cookbook/xmm-esas.html>

com $\gtrsim 80\%$ da fração de energia circundada (consulte XMM-Newton Users Handbook⁸). Miller et al. (2012) também analisou uma observação instantânea do RX J1007+3800 Chandra que usamos para comparação. Eles encontraram uma temperatura do gás de $T_X = 2,60_{-0,53}^{+0,63}$ keV incluindo todas as emissões dentro de 250 kpc do centro. Esta observação anterior do Chandra mostrou que a contaminação AGN é pequena, com $\approx 4\%$ do compartimento central (0-50 kpc) e é limitada a $r \leq 2''$. Os ajustes espectrais da região central com e sem um $8''$ central não mostraram diferenças significativas. O segundo e terceiro compartimentos cobrem o raio de resfriamento previsto originalmente estimado usando $T_X \sim 2,6$ keV. As normalizações eram livres e as bandas de energia foram restritas a 0,3-8,0 keV.

Ajustamos os espectros dos detectores MOS 1, MOS 2 e pn simultaneamente para cada observação, uma vez que os resultados foram consistentes em todas as 3 observações individualmente. Os valores de melhor ajuste de temperaturas e abundâncias são plotados em laranja na Fig. 4.5 e listados na Tabela 4.4. Ambos os perfis de temperatura e abundância mostram gradientes radiais negativos. A temperatura do gás intra-aglomerado atinge em torno de 3,0 keV nos 50 kpc centrais, caindo para $\sim 1,8$ keV em ≥ 150 kpc. A abundância de metal é muito alta no compartimento mais central dentro de 30 kpc atingindo $1,3 \pm 0,2$ solar, caindo abruptamente por um fator de três a 75 kpc ainda dentro do núcleo quente. A abundância então achata para fora em $\sim 0,25$ solar. O gradiente de abundância central é bastante típico de núcleos frios, (e.g., De Grandi et al., 2004) mas muito raro em núcleos não frios, que são dinamicamente ativos. Não temos conhecimento de nenhum aglomerado de núcleo não frio com um gradiente de abundância tão acentuado quanto o observado em RX J1007+3800.

A indicação mais forte de longa idade para RX J1007+3800 vem da análise ICLf (Figura 4.3), que mostra uma distribuição de cores que não é consistente com aglomerados em fusão (dinamicamente ativos), mas mais compatível com o observado em “aglomerados relaxados”. Ele mostra indícios de ser ainda mais antigo do que os aglomerados relaxados analisados até agora, com base no alto ICLf encontrado no filtro F606W. Conforme mencionado anteriormente, a ICLf específica, ou razão ($\frac{ICLf}{Mass}$), denotado por $ICLf_M$, pode ser um indicador da idade relativa do sistema. Com uma massa de $\sim 0,64 \times 10^{14} M_\odot$ dentro de r_{500} , medimos razões $ICLf_{M_{500}}$ significativamente mais altas em comparação com todos os aglomerados, tanto relaxados quanto ativos, especialmente nos filtros mais vermelhos. Para RX J1007+3800 encontramos $ICLf_{M_{500}}^{F435W} = (114 \pm 56) \times 10^{15} M_\odot^{-1}$ e $ICLf_{M_{500}}^{F606W} = (193 \pm 24) \times 10^{15} M_\odot^{-1}$ para os filtros F435W e F606W, respectivamente, como pode ser visto na Figura 4.4, onde plotamos o $ICLf_{M_{500}}$ do referencial de

⁸xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/onaxisxraypsf.html

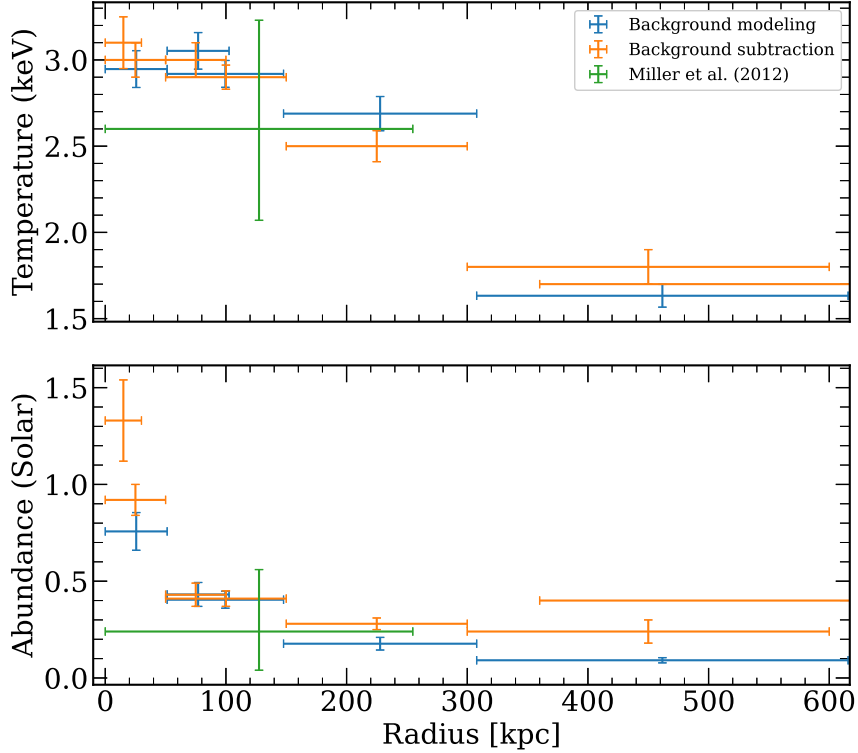


Figura 4.5 Perfis de Temperatura (keV) e abundância (solar [Anders & Grevesse, 1989](#)) para RX J1007+3800 usando a diferentes modos de subtração de background. Em azul, mostramos o resultado ao modelar o background com uma observação offset, enquanto em laranja, ao subtrair seguindo ESAS Cookbook. Em verde, mostramos os valores derivados de uma observação curta do Chandra ([Miller et al., 2012](#)) para comparação.

repouso para todos os sistemas mostrados na Figura 4.4. Pode-se ver nessa figura que $ICLf_{M_{500}}$ calculada para o RX J1007+3800 se destaca de todos aglomerados, especialmente em sua banda mais vermelha em $\lambda \sim 5400 \text{ \AA}$, onde está mais de cinco vezes maior do que talvez o aglomerado mais relaxado analisado e mais próximo em redshift e massa, A383 ($z=0,187$), que, por sua vez, tem um $ICLf_{M_{500}}$ mais que duas vezes maior que aqueles medidos para os aglomerados em fusão a redshifts intermediários MACS J0717.5+3745 ($z=0,548$), MACS J1149.5+2223 ($z=0,544$) e WHL J013719.8-08284 ($z=0,566$) nessa banda.

4.4.2 Conclusões

Nessa Seção apresentamos a análise dos dados de raios-X (XMM-Newton), ópticos (HST) e espectroscópicos (Gemini) do FG RX J1007+3800, o qual apresenta propriedades físicas contraditórias frequentemente encontradas nesse sistema, i.e., gradiente central de abundância, um núcleo quente, e idade avançada. Realiza-

Tabela 4.4 Média ponderada no erro de todas as observações e câmeras EPIC MOS e pn para temperatura e abundância de Fe para diferentes tratamentos de background. Os valores reduzidos de χ^2 são mostrados para cada região das observações 0653450201, 0824910101, 0824910201, respectivamente, separadas por vírgula.

Bin (kpc)	T_X (keV)	Abundance (solar)	χ_{red}^2 Obs1,2,3
<i>Modelação do background</i>			
0–51,3	$2,95 \pm 0,11$	$0,76 \pm 0,10$	1,27, 1,11, 1,85
51,3–102,6	$3,05 \pm 0,11$	$0,43 \pm 0,06$	1,02, 0,89, 1,12
51,3–147,7	$2,92 \pm 0,08$	$0,40 \pm 0,04$	1,08, 1,04, 1,11
147,7–307,8	$2,69 \pm 0,10$	$0,18 \pm 0,03$	1,07, 1,20, 1,05
307,8–615,6	$1,63 \pm 0,07$	$0,09 \pm 0,01$	1,08, 1,39, 1,18
<i>Tratamento do background seguindo ESAS cookbook</i>			
0–30	$3,08 \pm 0,15$	$1,33 \pm 0,21$	1,06, 1,7, 1,2
0–50	$3,0 \pm 0,10$	$0,92 \pm 0,08$	1,13, 1,13, 0,96
50–100	$3,03 \pm 0,10$	$0,43 \pm 0,06$	0,91, 1,19, 0,98
50–150	$2,88 \pm 0,07$	$0,41 \pm 0,04$	1,06, 1,05, 0,95
150–300	$2,45 \pm 0,09$	$0,28 \pm 0,03$	0,97, 1,16, 1,09
300–600	$1,78 \pm 0,10$	$0,24 \pm 0,06$	1,00, 1,07, 1,07
Outer	$1,72 \pm 0,08$	$0,4 \pm 0,12$	1,14, 1,19, 1,27

mos uma análise combinada de ICLf multi-filtro nesse FG genuíno para testar o seu estado dinâmico e idade e comparamos com outros sistemas em fusão e relaxados, em que análises semelhantes foram realizadas. Abaixo, listamos nossos principais resultados:

1. A ausência de um núcleo frio em RX J1007+3800 foi corroborada. Ao invés disso, encontramos um núcleo quente, onde a temperatura do gás intragrupo sobe para ~ 3 keV nos 30 kpc centrais e cai para $\sim 1,8$ keV para $r \geq 300$ kpc. A abundância de metal central é muito alta, atingindo valores supersolares (1,3 solar) nos 30 kpc centrais e caindo muito abruptamente em 75 kpc ainda dentro do núcleo quente.
2. A massa do sistema RX J1007+3800 derivada da suposição de equilíbrio hidrostático é $M_{200X} = (0,95 \pm 0,11) \times 10^{14} M_{\odot}$ e $M_{500X} = (0,64 \pm 0,08) \times 10^{14} M_{\odot}$, consistente com a massa derivada da dispersão da velocidade da galáxia $M_{200g} = (1,30 \pm 0,35) \times 10^{14} M_{\odot}$.
3. A concentração de brilho da superfície de raios-X do RX J1007+3800, usando raios (internos/externos) de (40 kpc/400 kpc), é $c_{ISB} = 0,1 \pm 0,03$. Isso é consistente com os valores encontrados para aglomerados de núcleo frio ($c_{ISB} \geq 0,075$).
4. A análise da distribuição de comprimento de onda da fração ICL do FG mostra a ausência do excesso de ICL azul (BIE) em desacordo com o que foi encontrado para aglomerados em fusão (dinamicamente ativos) e mais próximos aos aglomerados relaxados. De fato, ao comparar a distribuição ICLf do RX J1007+3800 com outros aglomerados relaxados analisados anteriormente, pode-se ver que a combinação única de uma redução em ICLf “azul” com o aumento em ICLf “verde/vermelho” sugere que o sistema está relaxado há muito tempo.
5. O aglomerado RX J1007+3800 possui idade muito avançada que é particularmente visível quando se observa a distribuição de ICLf específica, ou razão $\frac{ICLf}{Mass}$. Encontramos para RX J1007+3800 $ICLf_{M_{500}}^{F435W} = (114 \pm 56) (10^{15} M_{\odot})^{-1}$ e $ICLf_{M_{500}}^{F606W} = (193 \pm 24) (10^{15} M_{\odot})^{-1}$ para os filtros F435W e F606W. Isso é significativamente maior em comparação com todos os aglomerados, tanto relaxados quanto em fusão medidos até agora, especialmente nos filtros mais vermelhos. Isso é o que se espera de um sistema que há muito tempo não tem nenhuma fusão e está produzindo ICL apenas no regime contínuo.
6. Se assumirmos que o ICLf específico de RX J1007+3800 era o mesmo dos outros aglomerados, antes da última fusão, uma injeção de ICL equivalente

a $98 \pm 43 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dentro dos 178 kpc centrais, seria necessário para elevar o ICLf específico aos seus valores atuais.

7. O tempo de resfriamento do sistema estimado a partir da densidade eletrônica central ($r \leq 30 \text{ kpc}$) é de $4,8 \pm 0,7 \text{ Gyr}$. Este valor pode ser considerado um limite superior para o último evento de fusão em $z \sim 0,45$. O limite inferior pode ser estimado aproximadamente pela completa ausência de um BIE no ICLf como $\sim 2 \text{ Gyr}$, ou cerca de uma meia-vida de uma estrela F0-F4.
8. Apesar da ausência de um núcleo frio, RX J1007+3800 tem características de sistemas de núcleo frio, incluindo uma alta concentração de fluxo de raios-X e, em particular, um gradiente de abundância radial acentuado, atingindo valores supersolares nos 30 kpc centrais e caindo para fora para 0,2 solar a $r \geq 150 \text{ kpc}$. Isso indica que pelo menos um dos sistemas pré-fusão que formaram RX J1007+3800 teve um aumento de abundância central, possivelmente, ambos os sistemas.

O sistema RX J1007+3800 tem várias características de um aglomerado de núcleo frio, com exceção de não possuir um núcleo frio. Isso torna o motivo pelo qual esse sistema consegue manter um núcleo quente por tanto tempo um problema aberto. O próximo Capítulo, apresentaremos alternativas para tenta resolver esse problema através da análise dos mecanismos de enriquecimento de metais, baseado nas observações de abundâncias de diferentes elementos no gás intra-aglomerado.

Capítulo 5

Sistemas Fósseis de Galáxias: Enriquecimento Químico do Gás Intragrupo

Neste Capítulo apresentamos os aspectos variados e complementares para lançar luz sobre a natureza dos grupos fósseis (em inglês, fossil groups - FGs). Em particular, determinar a importância relativa do(s) mecanismo(s) de enriquecimento nesses sistemas, para propor hipóteses a origem dos seus núcleos quente através das suas razões de abundância. Apresentaremos resultados dos grupos fósseis RX J1410+4145 e RX J0856+0553, e reapresentamos resultados do RX J1007+3800, mas com modelação espectroscópica otimizada para obtenção das razões de abundâncias de diferentes elementos (usando modelo vpec ao invés do appec), compilando seu perfil radial de temperatura, abundâncias elementares, e suas razões para estimar a contribuição relativa de ejeção de SNcc, usando os modelos de SN teóricos menos rejeitados.

5.1 Observações e Redução de Dados em Raios-X

5.1.1 Redução de dados

Nossa análise é baseada em observações da câmera EPIC a bordo do *XMM-Newton* de três grupos fósseis, onde suas principais propriedades observacionais estão listadas na Tabela 5.1. O processo de redução de dados segue os passos detalhados na Seção 4.2.1, e resumimos os principais procedimentos a seguir. Aqui, usamos a versão mais atual do pacote de análise de dados do satélite XMM-Newton SAS versão `xmmsas-v20.0.0` e os arquivos de CCF. Os arquivos ODF dos detectores MOS 1, MOS 2 e pn foram reprocessados com tarefas `emchain` e `epchain` e filtrados por flares suaves, onde o tempo de exposição efetivo total é mostrado na Tabela

Tabela 5.1 Observações e propriedades básicas de Grupos Fósseis de galáxias da nossa amostra. Observações indicadas como *offset* são observações adicionais obtidas do *XMM-Newton Science Archive* para determinar os valores de *background* cósmico em raios-X.

Nome	AR (hh:mm:ss)	DEC (dd:mm:ss)	z	XMM ObsID	Data da observação	Tempo de Exposição Efetivos ^a (ks)
RX J1007+3800	10 07 42,53	+38 00 46.80	0,112	0653450201	Nov 2010	42,0 (29,7, 29,6, 28,0)
				0824910101	Mai 2018	57,5 (23,4, 22,5, 46,1)
				0824910201	Out 2018	27,0 (22,1, 23,1, 20,0)
<i>offset</i>	10 08 55.41	+37 34 59.8	–	0821730401	Abr 2019	22,0 (**, 19,9, 17,7)
RX J1410+4145	14 10 4.19	+41 45 20.88	0,094	0653450301	Jun 2010	16,0 (11,1, 14,5, 4,6) ^b
				0653450801	Jun 2010	16,0 (15,4, 15,6, 13,1)
				0842950301	Jun 2020	36,0 (27,2, 28,8, 20,3)
<i>offset</i>	14 18 02,79	+41 49 35.3	–	0761290801	Jul 2015	9,4 (7,9, 8,0, 5,6)
RX J0856+0553	08 56 40.72	05 53 47.36	0,094	0653450501	Mai 2010	40,0 (28,4, 30,4, 21,1)
				0842950401	Abr 2020	33,0 (27,0, 28,2, 25,0)
<i>offset</i>	09 07 08.06	+05 22 27,3	–	0556214901	Nov 2018	11,4 (11,1, 10,9, 9,5)

Nota – ^a Os tempos de exposição efetivos de MOS1, MOS2 e pn para XMM-Newton estão listados entre parênteses.

^b Esta observação foi intensamente afetada por flares, consulte a Seção 5.3 para mais detalhes.

5.1. Incluímos apenas eventos com $\text{FLAG}=0$ e $\text{PATTERN}\leq 12$ para dados MOS e com $\text{FLAG}=0$ e $\text{PATTERN}\leq 4$ para dados pn. Removemos as fontes pontuais resolvidas pela ferramenta *wavdetect*. Extraímos os espectros foram extraídos das regiões de interesse e geramos os arquivos de matriz de redistribuição, RMF, e de resposta auxiliar, ARF. Os canais espectrais foram agrupados, no mínimo, com 20 contagens por canal, usando a ferramenta *grppha*. Utilizamos a tabela de valores proto-solares de [Lodders et al. \(2009\)](#).

Neste Capítulo, nossos resultados são derivados da modelagem tanto o *background* cósmico difuso em raios-X quanto o *background* instrumental, seguindo os passos descritos na Seção 4.2.2.

5.1.2 Análise espectral

O procedimento para modelar as componentes AXB e NXB está descrito em detalhes na Seção 4.2.3. Aqui, resumimos algumas informações adicionais ou distintas ao passo a passo daquela Seção. Obtemos que os valores da coluna de densidade numérica de hidrogênio para RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553 são, 1,36, 1,04 e 3,30 dado em unidades de 10^{20} cm^{-2} , respectivamente,

Table 5.2. Parâmetros de melhor ajuste para componentes de fundo de raios-X usando observações de *offset*^a.

FG	CXB ^b	MW ^c	LHB ^d
RX J1007+3800	$3,2^{+0,2}_{-0,1}$	$6,8^{+2,2}_{-1,4}$	$5,5^{+0,1}_{-0,1}$
RX J1410+4145	$3,7^{+0,2}_{-0,1}$	$16,1^{+3,3}_{-2,6}$	$4,4^{+0,1}_{-0,1}$
RX J0856+0553	$3,5^{+0,1}_{-0,1}$	$7,7^{+1,7}_{-2,0}$	$2,1^{+0,08}_{-0,08}$

Note. — ^a Resultados para as normalizações de vários componentes (não instrumentais) do *background* de raios-X para uma região circular com 12' de raio.

^b A normalização do componente da lei de potência ($\Gamma=1,41$) é dada em unidades de 10^{-4} fótons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ at 1 keV.

^c A normalização da componente térmica **apec** ($kT = 0,2 \text{ keV}$), integrada na linha de visada, $1/4\pi[D_A(1+z)]^2 \int n_H n_e dV$ dada em unidades de 10^{-19} cm^{-5} .

^d A normalização da componente térmica **apec** ($kT = 0,08 \text{ keV}$), integrada na linha de visada, $1/4\pi[D_A(1+z)]^2 \int n_H n_e dV$ dada em unidades de 10^{-18} cm^{-5} .

usando a ferramenta *nH Column Density*¹. Determinamos os parâmetros AXB para cada FG da amostra e seus valores de melhor ajuste (do inglês, *best-fit parameters*) para esses componentes são apresentados na Tabela 5.2.

O ajuste espectral foi realizado considerando o conjunto de componentes: **phabs** \times (**vappec**_{FG} + **powerlaw**_{CXB} + **apec**_{MW}) + **apec**_{LHB}. Todos os dados FWC foram definidos como zero para este modelo. Os parâmetros AXB foram fixos nos valores de melhor ajuste listados na Tabela 5.2. A emissão do gás quente do FG em questão, **vappec**_{FG}, é modelada para cada região de interesse com redshift fixado com os valores listados na Tabela 5.1. A temperatura do plasma, suas abundâncias e intensidade de emissão (normalização) são deixadas livres, mas foram associadas entre si para cada instrumento. Abundâncias químicas consideradas nesse trabalho são O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, e Ni. As demais abundâncias químicas foram fixadas em valores de uma unidade solar. O segundo conjunto de modelos com componentes do background do NXB está caracterizado como descrito na Seção 4.2.3. O ajuste espectral foi realizado com o programa XSPEC v12.12.1c (Arnaud, 1996) usando a estatística de χ^2 . Abundância solar adotada foi proto-solar de Lodders et al. (2009). Os resultados dos ajustes espectrais das temperaturas e abundâncias elementares, e

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

também suas razões para cada FG são apresentados com nível de confiança de 1σ e discutidos neste Capítulo.

5.2 Razões de abundâncias do IGrM

Um dos objetivos desta tese envolve uma análise extensa dos dados de raios-X para nossa amostra de FGs para medir os perfis de temperatura, e abundância de elementos químicos para determinação do enriquecimento químico e origem dos elementos no gás intragrupo. Este último advém da análise detalhada do percentual da massa de metais provenientes de Supernovas de colapso do núcleo e do tipo Ia por modelos teóricos melhores ranqueados no trabalho anterior. Em particular, a análise da região central será importante porque a energia associada as supernovas no centro do FG pode estar relacionada com a ausência de núcleos frios. Isso nos permitirá comparar os parâmetros físicos desses sistemas com os de aglomerados e grupos normais de galáxias de maneira sistemática com uma amostra de FGs selecionados cuidadosamente. Selecionar FGs apenas pelo critério arbitrário usual $\Delta_{m1,2}$, leva invariavelmente a baixa de pureza na seleção de sistemas físicos ao invés de transitórios para confirmar/refutar as características contraditórias observadas previamente nos poucos sistemas individuais analisados até hoje.

A relevância dos mecanismos de enriquecimento pode ser avaliada em comparação com a massa final processada ejetada pelas Supernovas (*yields*), calculada pelos modelos de evolução estelar. No entanto, o principal problema é que, para vários elementos, a quantidade desses *yields* varia significativamente de grupo para grupo (Gibson & Woolaston, 1998; Maeda & Terada, 2016). Conforme mostrado anteriormente nessa tese, desenvolvemos anteriormente uma nova técnica para avaliar a compatibilidade de *yields* teóricos de modelos de SN com as razões de abundância observadas de ICM/IGrM de forma a poder reduzir substancialmente os “melhores” modelos teóricos de SN para determinar a dominância dos elementos no gás intergaláctico por SNIa ou SNcc. Tais modelos também fornecem pistas sobre o(s) mecanismo(s) da origem deste gás. Para mais informações, ver Batalha et al. (2022). Aqui, seguindo as conclusões do trabalho anterior, usaremos a combinação dos modelos M_Ch de detonação retardada 3D de Ohlmann et al. (2014) (Oh14_DD_40 – SNIa) e modelo Supernova Tipo II com metalicidade inicial de 0,02 de Nomoto et al. (2006) pesada na IMF de Salpeter na faixa de massa de 13-40 M_{\odot} (No06_SNIIZ2E-2 – SNII). Ambos modelos foram ranqueados no top dos “menos rejeitados” pela nossa análise na Seção 3.

5.3 Resultados: O caso dos FGs RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553

Para os FGs RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553, extraímos espectros de cinco regiões de anéis concêntricos cobrindo até de ~ 600 kpc de distância do centro: 0–25", 25–50", 25–72", 72–150" e 150–300" para RX J1007+3800 e 0–50", 0–72", 25–72", 72–150" e 150–300" para RX J1410+4145 e RX J0856+0553. Devido à quantidade baixa de contagens nas regiões 0–25" e 25–72", não foi possível realizar o ajuste espectral para esta região para esses dois últimos FGs.

Nos redshifts apresentados na Tabela 5.1, a escala para RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553 são 2,1 kpc arcsec⁻¹, 1,8 kpc arcsec⁻¹ e 1,8 kpc arcsec⁻¹, respectivamente. Assumimos que os parâmetros cosmológicos são $H_0 = 67,8$ km s⁻¹ Mpc⁻¹, $\Omega_m = 0,308$ e $\Omega_\Lambda = 0,692$ (Planck Collaboration et al., 2016). As barras de erro das razões de abundância são dadas ao nível de significância de 68%. Adotamos os valores de abundância protossolar reportado por Lodders et al. (2009).

Os ajustes espectrais simultâneos para os detectores MOS1, MOS2 e pn foram realizados para cada observação separadamente. As medidas de temperatura e abundância de Fe obtidas da observação 0653450301 do FG RX J1410+4145 apresentam sistematicamente valores mais altos comparados as outras observações desse mesmo FG utilizadas nesse estudo. Essa observação foi feita em 19 de junho de 2010 e apresenta alta frequência de flares com tempo de exposição efetivo de (11,1, 14,5, 4,6) ks para MOS1, MOS2 e pn, respectivamente, de um total de 16 ks. Esse comportamento sistematicamente aumenta a média ponderada no erro das abundâncias e da temperatura nas regiões de interesse. A fim de assegurar a confiança na média ponderada no erro usadas nesta tese, decidimos desconsiderar as medidas de abundâncias e temperatura dessa observação.

5.3.1 Perfis de Temperatura e Abundâncias de metais pesados

A Tabela 5.3 apresenta nossos resultados do ajuste espectral de raios-X para várias regiões. Medimos as abundâncias elementares (em relação à solar) de O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ni e Fe para cada observação listada na Tabela 5.1 e o procedimento descrito na Seção 5.1. As médias ponderadas no erro sobre nossa amostra de cada razão de abundância são apresentadas na Figura 5.1.

As temperatura e a abundância de Fe também foram determinadas para cinco regiões nos (~ 600 kpc) centrais, como mostrada na Figura 5.1 (a abundância de Fe também é mostrada nas Figuras 5.3, 5.4 e 5.5 para comparação). Encontramos que

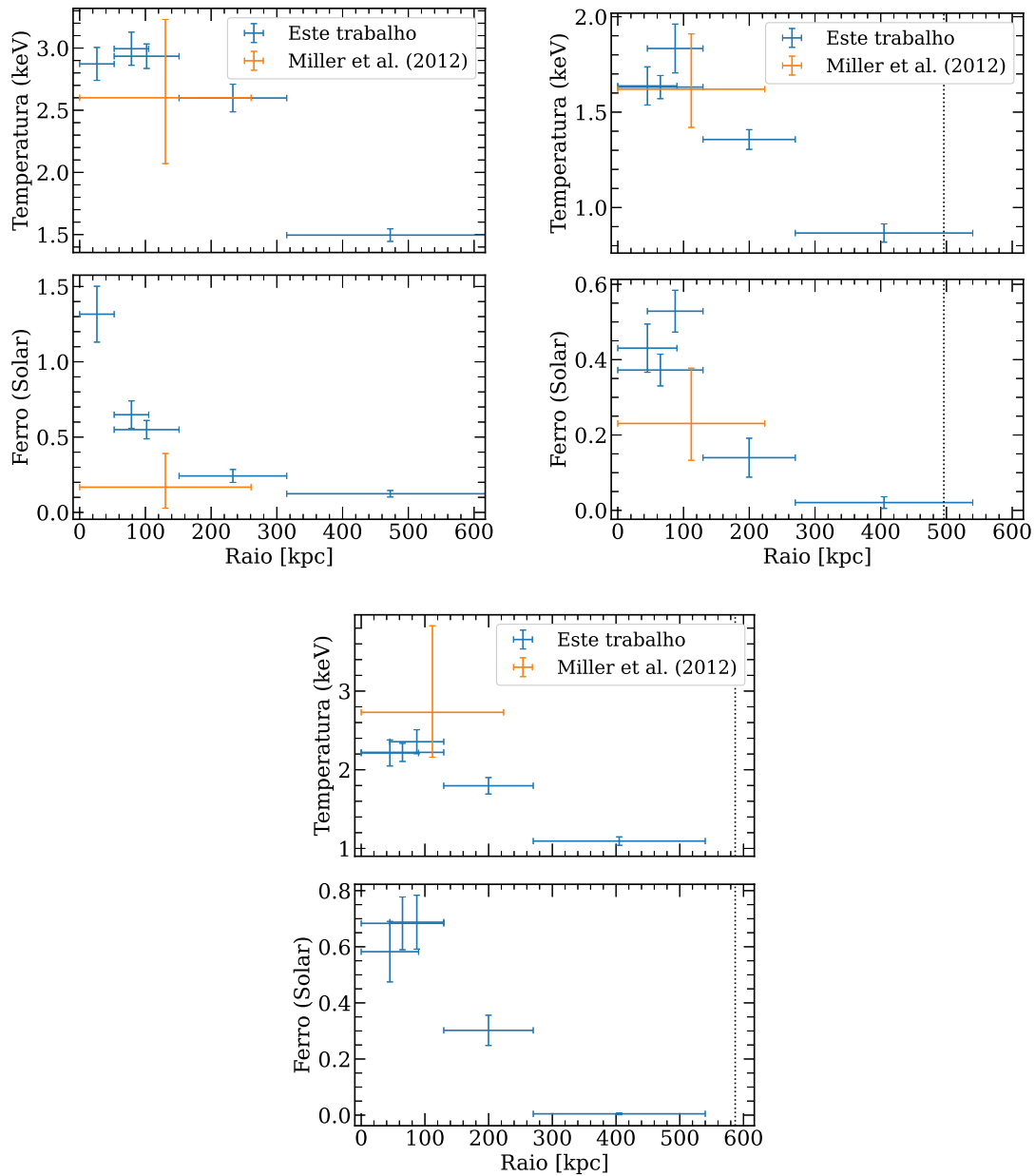


Figura 5.1 Perfil radial de temperatura e abundância de Ferro dos FGs RX J1007+3800 (esquerda acima), RX J1410+4145 (direita acima) e RX J0856+0553 (abaixo) obtidos com o XMM-Newton neste trabalho (azul) e medida única obtida através do *snapshot* do Chandra (laranja) e o raio R_{500} (linha vertical preta pontilhada) por Miller et al. (2012). Para o caso do FG RX J1007+3800, o raio R_{500} é maior do que o raio mais externo exibido na Figura.

Tabela 5.3 Médias ponderada no erro de todas as observações e câmeras EPIC MOS e pn para temperatura, ferro, e razões de abundância químicas (X/Fe) de cada FG.

Regiões (arcsec)	kT (keV)	O/Fe	Ne/Fe	Mg/Fe	Si/Fe	S/Fe	Ar/Fe	Ca/Fe	Fe (Z_{\odot})	Ni/Fe	norm ^a	χ_{red}^2 ^b
RX J1007+3800												
0-25	2,87±0,13	2,6±1,6	2,4±0,9	1,3±0,5	1,14±0,34	0,7±0,4	3,5±1,2	1,1±0,7	1,32±0,19	2,2±0,8	0,9±0,1	(1,36, 1,06, 1,90)
25-50	2,99±0,13	1,0±0,7	2,4±1,1	0,46±0,29	1,0±0,4	0,55±0,31	1,6±0,9	2,5±1,3	0,65±0,09	1,0±0,6	1,7±0,1	(0,95, 0,91, 1,19)
25-72	2,93±0,10	0,7±0,4	1,9±0,7	0,33±0,20	0,92±0,30	0,31±0,19	0,8±0,5	1,6±0,9	0,55±0,06	1,2±0,6	3,1±0,1	(1,05, 1,06, 1,13)
72-150	2,60±0,11	2,9±1,2	3,7±1,5	1,3±0,8	0,35±0,21	0,32±0,21	4,4±2,1	4,2±2,4	0,24±0,04	1,5±0,9	3,5±0,1	(1,07, 1,20, 1,06)
150-300	1,50±0,05								0,12±0,02		3,1±0,1	(1,08, 1,39, 1,18)
RX J1410+4145												
0-50	1,64±0,10	0,8±0,6	1,2±0,8	0,9±0,5	1,22±0,34	1,0±0,4	5,6±2,0	5,8±3,1	0,43±0,06	1,4±0,9	2,29±0,15	(1,41, 1,17)
0-72	1,63±0,06	0,20±0,17	0,7±0,5	1,0±0,5	1,22±0,27	1,4±0,4	4,1±1,9	2,8±2,1	0,37±0,04	1,9±0,7	3,38±0,13	(1,20, 1,15)
25-72	1,83±0,13	0,25±0,19	1,6±1,0	0,6±0,4	0,59±0,27	0,5±0,4	4,6±1,9	1,1±0,9	0,53±0,06	0,5±0,4	2,11±0,11	(1,33, 1,32)
72-150	1,36±0,05	0,8±0,7	0,8±0,7	0,9±0,8	2,7±1,2	6,1±2,7	3,3±2,8	12±10	0,14±0,05	8±4	2,31±0,10	(1,10, 1,19)
150-300	0,87±0,05								0,03±0,02		2,08±0,12	(1,24, 1,17)
RX J0856+0553												
0-50	2,21±0,17	0,4±0,4	1,6±1,0	0,7±0,5	0,7±0,4	1,0±0,5	2,0±1,4	2,2±1,7	0,58±0,11	2,7±1,3	1,46±0,10	(1,18, 1,07)
0-72	2,22±0,12	0,7±0,5	1,3±0,8	0,33±0,24	0,39±0,23	1,6±0,5	0,7±0,5	1,9±1,3	0,51±0,07	0,38±0,29	2,41±0,11	(1,32, 1,00)
25-72	2,36±0,15	0,5±0,4	1,6±1,1	0,9±0,6	0,15±0,11	1,6±0,6	0,42±0,31	1,4±1,1	0,69±0,10	2,4±1,1	1,49±0,11	(1,31, 1,05)
72-150	1,80±0,10	0,7±0,6	1,3±0,9	0,6±0,5	0,8±0,4	1,9±0,9	3,4±2,5	15±6	0,30±0,05	0,9±0,7	2,26±0,12	(1,22, 1,07)
150-300	1,09±0,05								0,005±0,003		2,86±0,10	(1,32, 1,11)

^a A normalização da componente térmica vapec_{FG} (veja Seção 5.1.2), integrada na linha de visada, $1/4\pi[D_A(1+z)]^2 \int n_{\text{H}}n_{\text{e}}dV$ dada em unidades de 10^{-18} cm^{-5} .

^b O qui-quadrado reduzido, χ_{red}^2 , das observações 0653450201, 0824910101 e 0824910201 para RX J1007+3800, das observações 0653450801 e 0842950301 para RX J1410+4145, das observações 0653450501 e 0842950401 para RX J0856+0553 estão listados entre parênteses.

faixa de $\sim 0,5 - 1,3 Z_{\odot}$.

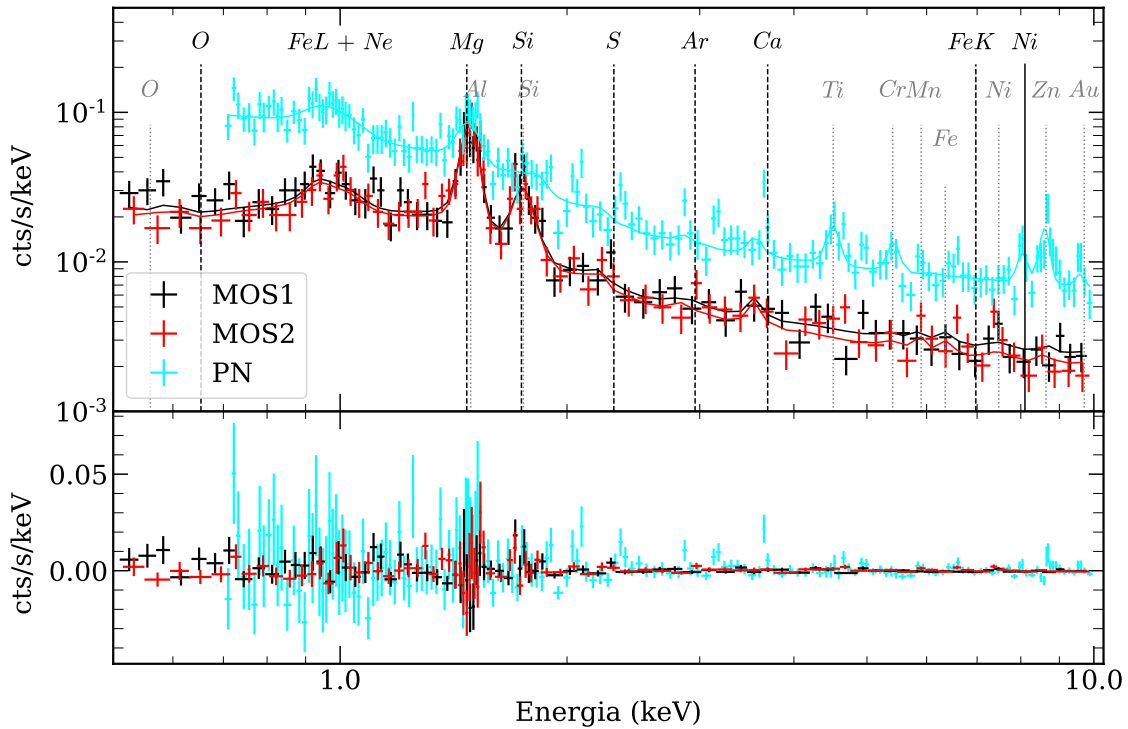


Figura 5.2 Espectro dos dados do instrumento EPIC/XMM-Newton e seus respectivos modelos de melhor ajuste espectrais simultâneos. Espectro extraído da região anular de 72–150 segundos de arco da observação com identificador 0842950401 do FG RX J0856+0553. As câmeras da EPIC estão indicadas em preto, vermelho e ciano para MOS1, MOS2 e PN, respectivamente. Linhas verticais indicam as linhas de emissão do gás intra-aglomerado do FG RX J0856+0553 (linhas pretas tracejadas) e as linhas instrumentais da EPIC (linhas cinza pontilhadas). A região de linhas dos complexo das camadas L e K de ferro são notadas como FeL e FeK no painel superior. Resíduos em relação aos modelos de melhor ajuste espectral são mostrado no painel inferior.

A Figura 5.2 mostra o ajuste espectral simultâneo da região anular de 72–150 segundos de arco da observação com identificador 0842950401 do FG RX J0856+0553 para MOS1, MOS2 e PN. Essa figura também apresenta as linhas de emissão espectrais e algumas das linhas instrumentais modeladas (conforme Tabela 4.2); ambas indicadas em linhas verticais. O painel inferior mostra que os resíduos com respeito aos modelos de melhor ajuste ficam entorno de zero, o que reflete num χ^2 reduzido próximo da unidade, no valor de $\chi^2 = 1.07$. Os resultados desse ajuste espectral assim como para os FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145 são apresentados na Tabela 5.3. Ao longo desse trabalho, ajustes espectrais similares a esse são realizados, porém, omitidos do texto em nome da brevidade.

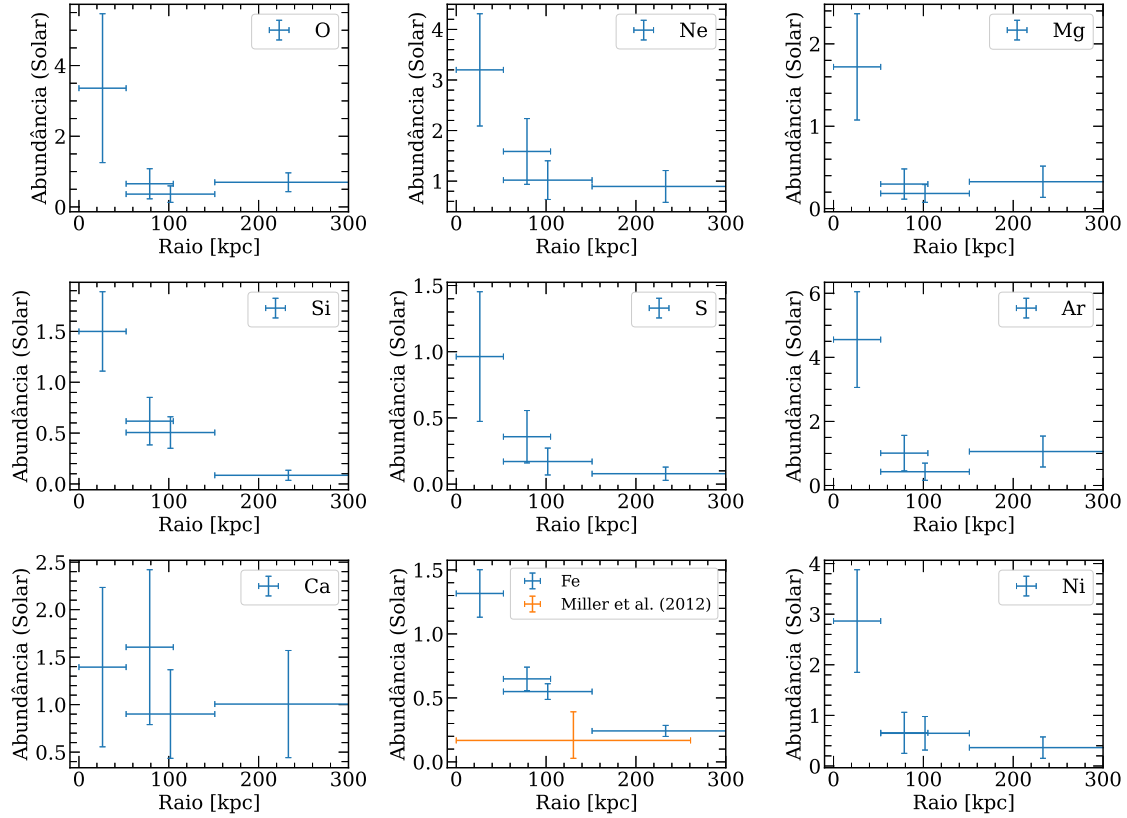


Figura 5.3 Perfil radial das abundâncias elementares do RX J1007+3800 obtidas com XMM-Newton (azul) e medida obtida através do *snapshot* do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).

5.3.2 Distribuição radial das Abundâncias e suas Razões

As abundâncias dos elementos, com exceção do Fe, foram determinadas para as quatro regiões nos ~ 300 kpc mais centrais, como mostrado nas Figuras 5.3, 5.4 e 5.5. Analisamos também a região periférica (anel de $\sim 300 - 600$ kpc), da qual derivamos a temperatura e abundância de Fe (veja Figura 5.1). Entretanto, não julgamos que as medidas nessa região sejam muito confiáveis para abundâncias de outros elementos devido à baixa contagem da emissão dos FGs em comparação ao *background*. A Figura 5.3 apresenta as médias ponderadas no erro das abundâncias medidas para o RX J1007+3800. Encontramos que todas abundâncias, com exceção do Ca, têm comportamentos similares entre si, com variação radial aumentando em direção ao centro, enquanto o Ca tem incertezas estatísticas grandes demais para determinação de diferenças radiais. Os valores centrais ficam em torno de $\sim 2 - 4$ solar para as abundâncias diferentes de Fe, S e Ca, com valores menores. Na Figura 5.4, o RX J1410+4145 apresenta seis valores de abundâncias de O, Ne, Mg, Si, Ar com aumento central. No entanto, a abundancia de S apresenta um comportamento inverso, onde seu valor central é $\sim 50\%$ menor que na região mais externa. As

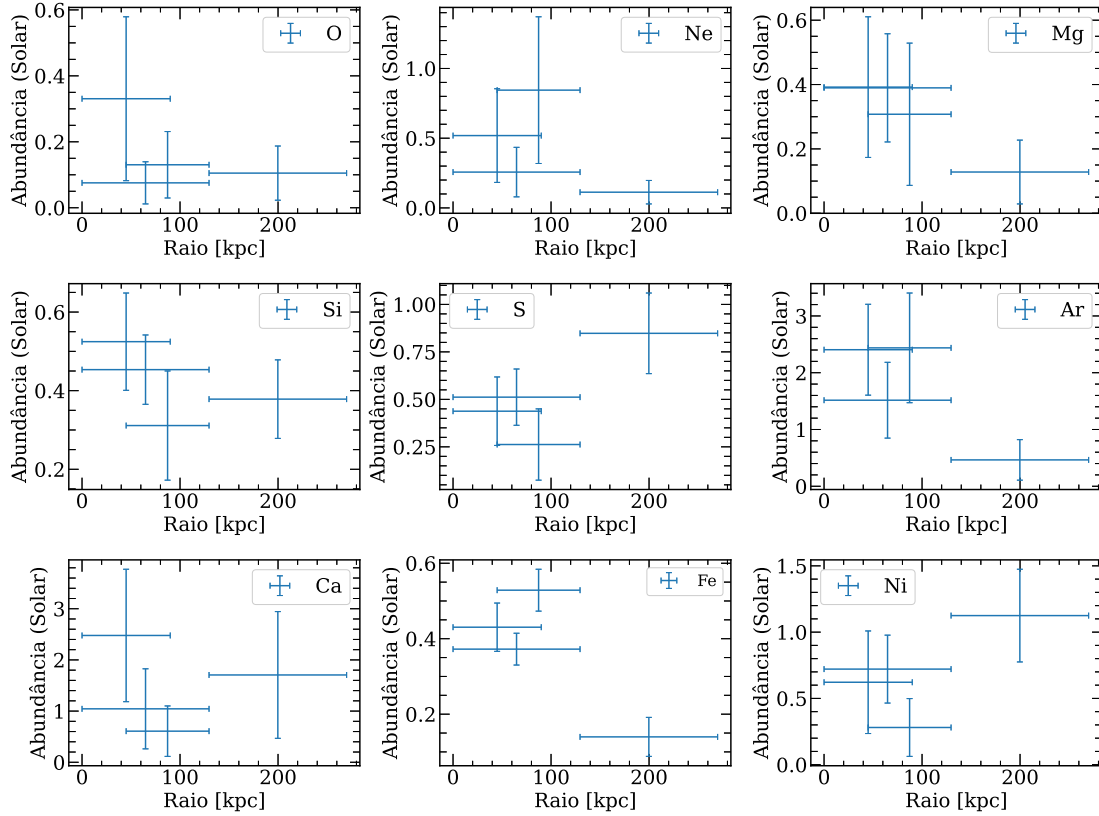


Figura 5.4 Perfil radial das abundâncias elementares do RX J1410+4145 obtidas com XMM-Newton (azul) e medida obtida através do *snapshot* do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).

abundâncias de Si, Ca e Ni apresentam um comportamento constante dentro dos erros estatísticos (veja Figura 5.5). Por outro lado, RX J0856+0553 mostra nenhuma variação radial dentro dos erros estatísticos para a maioria de suas abundâncias. Apesar das abundâncias serem importantes para determinar quantidades globais de metais em sistemas de galáxias, no aspecto que envolve o enriquecimento químico, é mais informativo utilizar as razões de abundâncias, já que elas fornecem pistas sobre a quantidade relativa de ejecta de diferentes tipos de SNe que enriqueceram o IGrM/ICM durante sua formação e evolução.

5.4 Discussão

As observações da câmera EPIC do XMM-Newton dos FGs RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553 derivamos temperaturas, abundâncias elementares, e derivamos razões de abundância X/Fe. Daqui em diante, faremos comparação dos resultados dos FGs com propriedades de aglomerados e grupos de galáxias com núcleos frios. Miller et al. (2012) analisaram esses FGs com *snapshots* do Chandra, medindo temperaturas e abundâncias (quando possível) para RX J1007+3800, RX

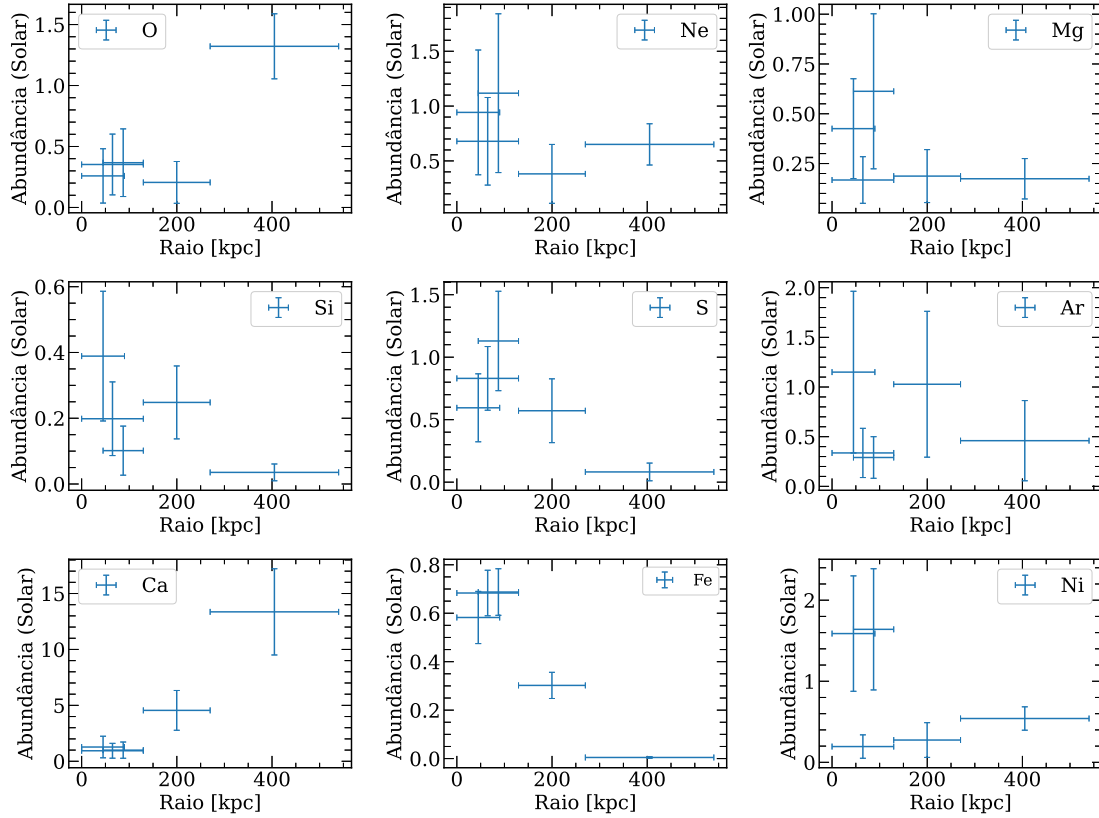


Figura 5.5 Perfil radial das abundâncias elementares do RX J0856+0553 obtidas com XMM-Newton (azul) e medida obtida através do *snapshot* do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).

J1410+4145 e RX J0856+0553 para regiões cobrindo 250kpc a partir do centro, como mostrado na Figura 5.1. Seus valores foram convertidos de Anders & Grevesse (1989) para Lodders et al. (2009) para comparação. Como podemos observar pela Figura, seus valores não só estão em concordância com os nossos como indicam uma boa média dos bins mais internos que medidos, tanto para temperatura quanto para abundância, com exceção do caso do RX J0856+0553, onde as temperaturas medidas com as observações *snapshot* Chandra são mais altas das obtidas com o XMM-Newton. Isso pode estar sendo afetado pelo fato de que na análise com Chandra aos autores fixaram a abundância em 0,3 solar durante o ajuste espectral, potencialmente afetando a temperatura medida.

No cenário onde os FGs são sistemas relaxados e não perturbados, é esperado se observar a existência de núcleos frios extensos. Encontramos que a temperatura aumenta nas regiões centrais usando observações do *XMM-Newton* para os FGs da nossa amostra (veja a Figura 5.1) por um fator de ≈ 2 , Portanto, ao invés de um gradiente de temperatura positivo, como esperado para sistemas que apresentam núcleos frios, encontramos um gradiente negativo de temperatura do IGrM para nossa amostra de FGs. Esse resultado por si só é uma contradição direta com

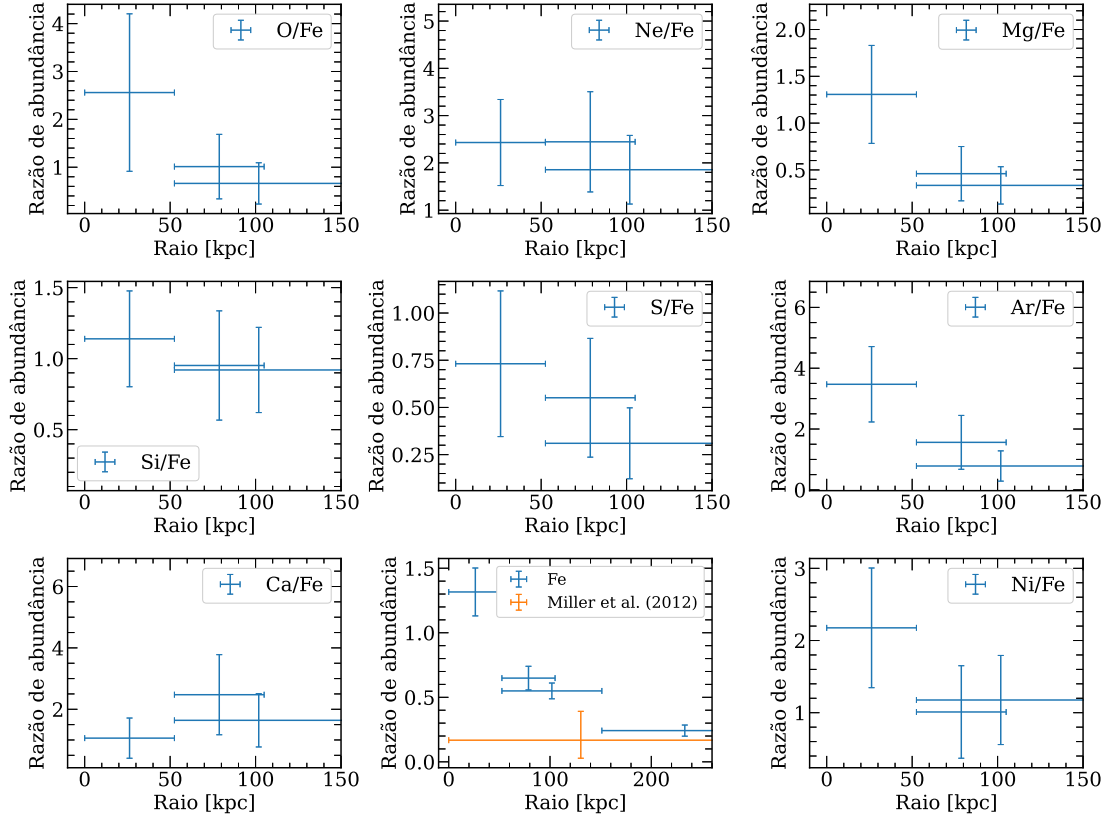


Figura 5.6 Perfil radial das razões de abundâncias elementares X/Fe (azul) e abundância de Fe (azul, painel do meio inferior) do RX J1007+3800 obtidas com XMM-Newton (azul). A medida obtida através do *snapshot* do Chandra por Miller et al. (2012) (laranja).

o cenário padrão de formação de FGs, onde não só há ausência de núcleos frios, mas também a existência uma fonte de aquecimento central devido a temperaturas centrais chegando a $\sim 100\%$ mais altas que nas partes externas do IGrM para nossa amostra. Tais possíveis fontes de aquecimento central são discutidas em termos energéticos e químicos nas seções 5.4.1 e 5.4.2.

Além disso, as observações da câmera EPIC do XMM-Newton dos FGs RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553 nos permite medir a metalicidade a distâncias radiais relativamente grandes, pelo menos até ~ 300 kpc a partir de seus centros de emissão em raios-X (veja Figuras 5.3, 5.4 e 5.5). Dado o R_{500} medidos por Miller et al. (2012) para esses FGs, tal extensão corresponde a $\sim 0,4 - 0,6 R_{500}$. Encontramos que a abundância de Fe aumenta nas regiões centrais para os FGs da nossa amostra (veja a Figura 5.1), onde esse valor varia entre $\sim 0,5 - 1,3 Z_{\odot}$. Esse comportamento de aumento de Fe nas regiões centrais do IGrM/ICM é característico de aglomerados e grupos do tipo núcleo frio. De fato, este gradiente é possivelmente devido a uma mistura de efeitos. Como mencionamos anteriormente, as razões de abundâncias X/Fe podem nos fornecer indicações dos mecanismos em ação que

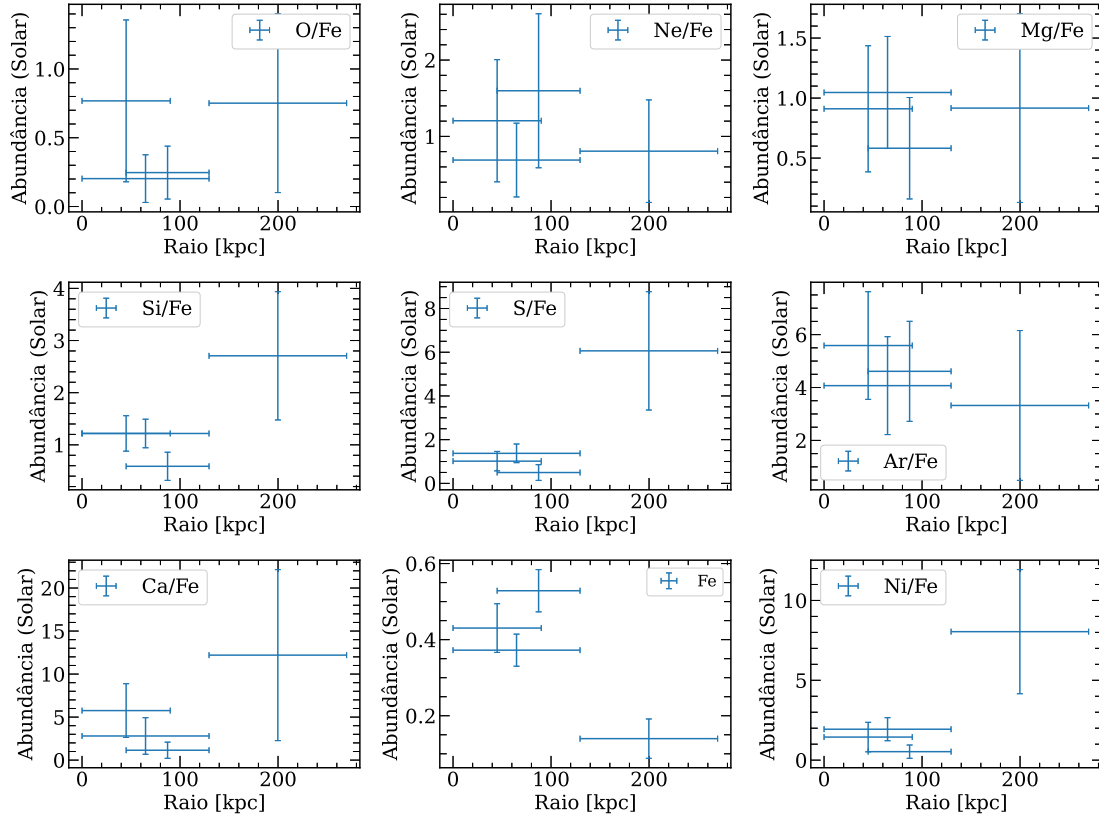


Figura 5.7 Perfil radial das razões de abundâncias elementares X/Fe (azul) e abundância de Fe (azul, painel do meio inferior) do RX J1410+4145 obtidas com XMM-Newton (azul).

produzem o enriquecimento químico. Se este gradiente de Fe estiver acoplado a um gradiente de razão de abundância (ou não), podemos estimar a fração de massa de Fe de um tipo de SN sobre outro e testar hipóteses de mecanismos de injeção de metais no IGrM.

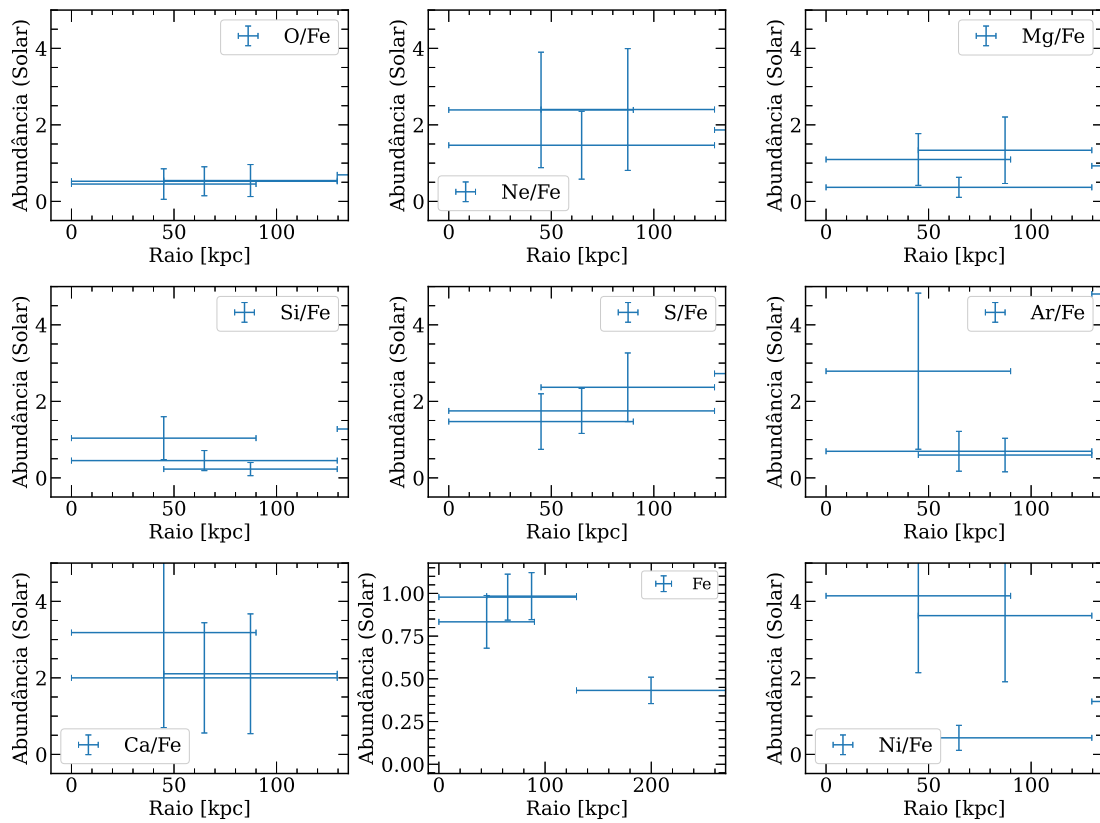


Figura 5.8 Perfil radial das razões de abundâncias elementares X/Fe (azul) e abundância de Fe (azul, painel do meio inferior) do RX J0856+0553 obtidas com XMM-Newton (azul). A medida obtida através do *snapshot* do Chandra por [Miller et al. \(2012\)](#) (laranja).

5.4.1 A fração de massa de Ferro de SNII

As Figuras 5.6–5.8 mostram a distribuição radial das razões de abundâncias, as quais nos fornecem informação sobre a dominância relativa do enriquecimento químico de um tipo de SN sobre outro. Por exemplo, a razão de O/Fe é esperada ser mais alta em SNcc em comparação a SNIa. A fração de massa de Fe indica o excesso de material ejetado por um tipo de SN em relação a outro. Uma combinação linear de modelos de SNe (SNIa+SNcc) é, em uma primeira aproximação, suficiente para explicar as abundâncias medidas. Tal fração pode ser calculada a partir de duas informações:

1. Das razões de abundância X/Fe medidas no IGrM ou ICM de qualquer observação de raios-X (veja Figuras 5.6–5.8 e Tabela 5.3).
2. Dos modelos teóricos de SNe com *yields* (veja Figura 3.11 e Tabela 5.4).

Aqui, como mencionado, consideramos duas classes de SNe: SNcc e SNIa. Portanto, calculamos a fração de massa de Fe de SNII para várias regiões do IGrM/ICM calculada a partir da combinação dos modelos M_Ch de detonação retardada 3D de [Ohlmann et al. \(2014\)](#) (Oh14_DD_40 – SNIa) e modelo Supernova Tipo II com metalicidade inicial de 0,02 de [Nomoto et al. \(2006\)](#) pesada na IMF de Salpeter na faixa de massa de 13-40 M_{\odot} (No06_SNII_Z2E-2 – SNII). A Tabela 5.4 apresenta os *yields* para cada um desses modelos de SN.

Tabela 5.4 *Yields* dos modelos teóricos de SN em unidades solar de [Anders & Grevesse \(1989\)](#).

Razões de Abundância	No06_SNII_Z2E-2 (SNcc)	Oh14_DD_40 (SNIa)
O/Fe	3,04	0,013
Ne/Fe	5,17	0,002
Mg/Fe	4,24	0,03
Si/Fe	3,54	0,78
S/Fe	2,82	0,70
Ar/Fe	1,71	0,45
Ca/Fe	2,05	0,60
Ni/Fe	1,16	2,12

Tabela 5.5 Fração percentual da massa de Fe de SNII em valores percentuais para a amostra de aglomerados e grupos de galáxias com núcleos frios.

Região	O/Fe (%)	Ne/Fe (%)	Mg/Fe (%)	Si/Fe (%)	S/Fe (%)	Ar/Fe (%)	Ca/Fe (%)	Ni/Fe (%)
Interna	2,0±0,3	43,3±0,7	33,3±0,6	31,2±0,6	37,0±0,9	100±4	69±4	58±4
Externa	3,6±0,8	32,4±1,7	51,8±1,7	38,0±1,6	40,3±2,6	> 100 ^a	78±9	< 0 ^a
Total	19,9±0,7	57,5±0,6	34,1±0,4	30,0±0,4	30,0±0,7	79,3±3,2	5,4±2,0	43±4

Os valores acima de 100% e abaixo de 0% não são físicos, logo apresentamos apenas os limites inferiores ou superiores. Para informação do leitor os erros fracionários percentuais também estão indicados neste rodapé.

^a Erro fracionário de 9%.

^b Erro fracionário de 21%.

Assim, calculamos a fração média percentual de massa de Fe das regiões interna, externa e total. Para tal, utilizamos as razões de abundâncias medidas observações do satélite Suzaku e dos modelos de SNe citados acima (veja Tabela 5.5). As frações percentuais de massa de Fe de SNII que apresentam valores percentuais não-físicos, ou seja, completamente (incluindo os limites de confiança dos erros) fora da faixa de 0–100%, tem seus valores desconsiderados da média final. A Figura 5.9 mostra a média ponderada no erro da fração média percentual de massa de Fe de todas as razões X/Fe com exceção do O/Fe. Essa média revela que, a região interna possui uma fração percentual de massa de Fe proveniente de SNII menor que na região externa, onde esse valor cresce de $17,0 \pm 0,2\%$ para $21,3 \pm 0,6\%$, onde valor médio percentual para região total de $34,3 \pm 0,2\%$.

O valor da fração percentual de massa de Fe proveniente de SNII calculada para O/Fe na parte interna, mostrado na Tabela 5.5, desconsidera a medida da razão O/Fe em A3526. Essa é a única medida de razão de abundância da região interna que é discrepante dos demais objetos da amostra. A média ponderada no erro de O/Fe para a amostra de aglomerados e grupos com núcleos frios é de $0,074 \pm 0,009$ solar, produzindo uma fração percentual de massa de Fe de SNII de $2,2 \pm 0,3\%$. Esta média aumenta de $0,074 \pm 0,009$ solar para $0,79 \pm 0,03$ solar, cerca de dez vezes, desconsiderando a medida da razão O/Fe em A3526 (veja Tabela 5.5). Não está completamente claro porque Centauros exhibe essa discrepância, mas dado o baixo redshift desse aglomerado, a região englobada com o Suzaku é dominada pela região central do aglomerado e Centauros possui um núcleo bem complexo, com bolhas e subestruturas, incluída pela nossa região interna nos seus $3'$ (~ 45 kpc) centrais (Sanders et al., 2016). O perfil radial medido das observações profundas do

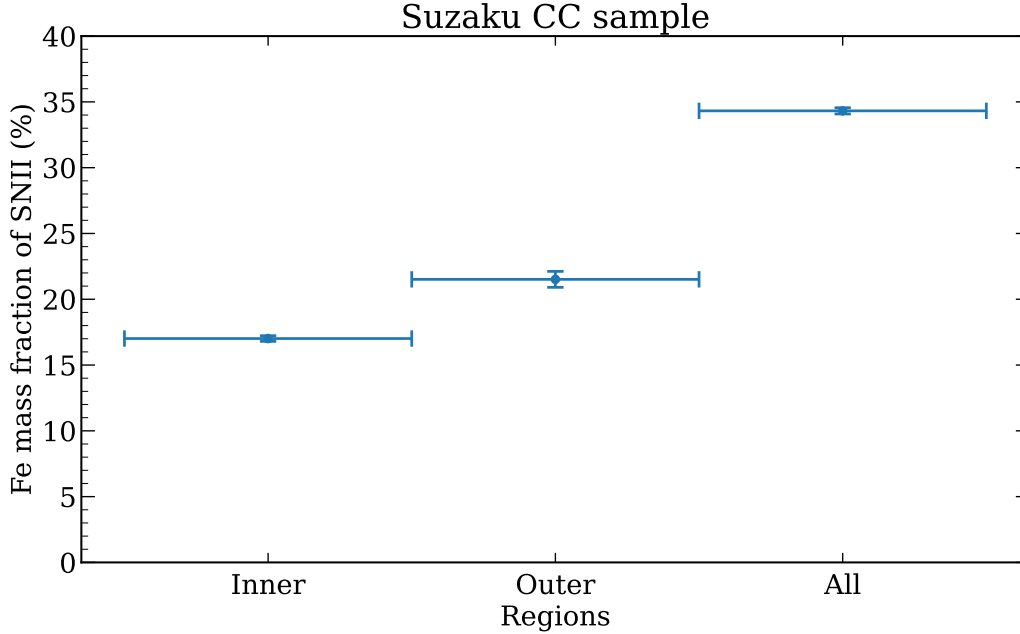


Figura 5.9 Fração percentual de massa de Fe de SNII das medidas do Suzaku de aglomerados e grupos com núcleos frios, baseada na combinação dos modelos Oh14-DD_40 (SNIa, [Ohlmann et al., 2014](#)) e modelo No06_SNII_Z2E-2 (SNcc, [Nomoto et al., 2006](#)).

Chandra e dos mapas profundos de temperaturas e metalicidades da região centrais de [Sanders et al. \(2016\)](#) concorda com a nossa medida de Fe para região interna de Centauros, $0,782 \pm 0,005$ solar (veja Figura 25 do artigo em questão). Por outro lado, nossa medida mais baixa de O, $0,011 \pm 0,007$ solar, pode ter sido afetada devido à simplicidade de modelos (1T) que usamos para ajustar essa zona central complexa, ainda pelo fato de fixarmos o valor da densidade de coluna de hidrogênio durante o ajuste espectral.

As Figuras 5.10–5.12 mostram a média ponderada no erro da fração média percentual de massa de Fe das razões de abundâncias medidas a partir das observações do XMM-Newton e dos modelos de SNe citados acima (veja Tabela 5.6). As frações percentuais de massa de Fe de SNII derivadas das razões de abundâncias Ni/Fe, Ar/Fe e Ca/Fe apresentam valores percentuais muito incertos ou não são físicos. No intuito de entender a natureza e evolução do enriquecimento químico em FGs, podemos comparar a média da fração percentual da massa de Fe de SNII da amostra com núcleos frios e das regiões centrais do FGs. Notamos que RX J1007+3800 e RX J1410+4145 apresentam uma média de fração percentual de massa de Fe de SNII em torno de $\sim 50 - 60\%$ (veja as Figuras 5.10 e 5.11), enquanto esse valor é $17,0 \pm 0,3\%$ para a região interna da amostra com núcleos frios. *Portanto, essas*

Tabela 5.6 Fração da massa de Fe de SNII em valores percentuais para os FGs da nossa amostra.

FGs	Região (arcsec)	O/Fe (%)	Ne/Fe (%)	Mg/Fe (%)	Si/Fe (%)	S/Fe (%)	Média (%)
RX J1007+3800	0–25	90±60	75±30	50±21	42±23	21±30	48,4±12,3
	25–50	70±50	> 80 ^a	35±23	90±50	50±50	56,0±17,6
	25–72	60±40	> 80 ^b	30±19	> 60 ^c	28±31	46,0±13,9
RX J1410+4145	0–50	60±50	50±40	50±30	74±32	80±50	61,1±16,6
	0–72	18±16	36±25	66±31	90±30	> 80 ^b	41,8±11,1
	25–72	15±12	60±40	25±19	12±19	11±32	18,4±8,5
RX J0856+0553	0–50	25±23	54±35	29±19	13±24	50±40	28,3±11,4
	0–72	45±33	51±32	15±11	0±17	> 60 ^d	18,1±8,6
	25–72	25±20	46±31	30±20	< 0 ^e	80±50	34,5±12,5

Os valores acima de 100% e abaixo de 0% não são físicos, ou seja, completamente (incluindo os limites de confiança dos erros) fora da faixa de 0–100% são apresentados apenas os limites inferiores ou superiores. Para informação do leitor, os erros fracionários percentuais também estão indicados neste rodapé.

^a Erro fracionário de 47%.

^b Erro fracionário de 43%.

^c Erro fracionário de 45%.

^d Erro fracionário de 50%.

^e Erro fracionário de 29%.

resultados fornecem evidências de um excesso de, ao menos, ~ 19%, de injeção de massa de Fe de SNII.

Como vimos, diversas evidências indicam que FGs são velhos e não sofreram grandes fusões com outros aglomerados recentemente. No entanto, encontramos ausência de núcleos frios nesses FGs, sugerindo que haja, ao menos, um mecanismo como fonte de aquecimento no centro desses objetos. As fontes desse aquecimento central nesses FGs, podem estar associadas com diferentes mecanismos ocorrendo em sistemas de galáxias. Os AGNs são candidatos promissores e podem injetar energia o suficiente para aquecer o IGrM acima das temperaturas observadas do gás. No entanto, os AGNs também estão presentes em grupos regulares e aglomerados pobres que possuem núcleos de frios frequentemente (Finoguenov & Ponman, 1999; Rasmussen & Ponman, 2007), apesar da atividade do AGN. Além disso, estudos sugerem que a AGN central residente em FGs são menos ativas recentemente comparado a grupos regulares de galáxias (Khosroshahi et al., 2017; Miraghaei et al.,

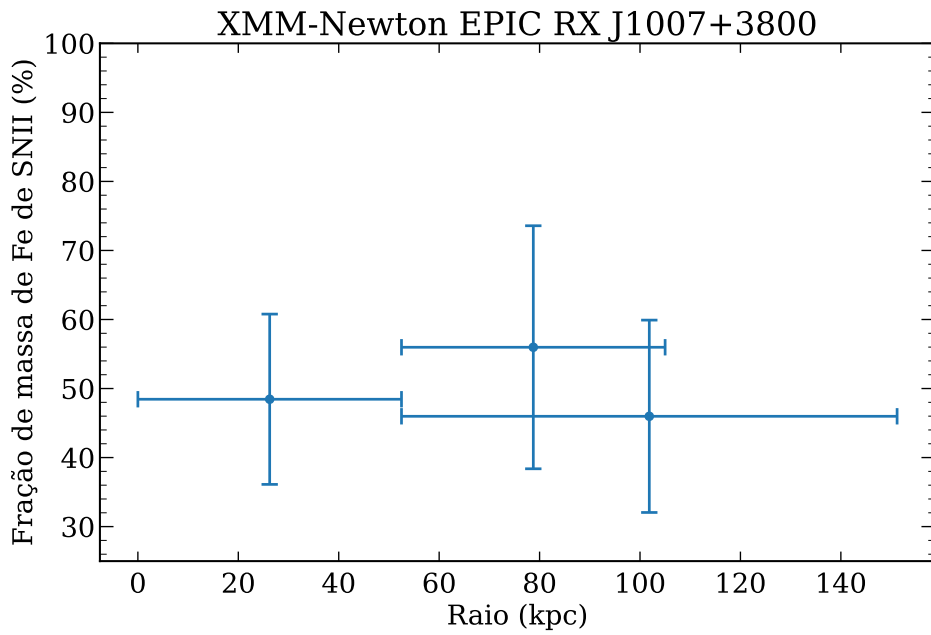


Figura 5.10 Fração percentual de massa de Fe de SNIi das medidas do XMM-Newton do FG RX J1007+3800, baseada na combinação dos modelos Oh14_DD_40 (SNIa, [Ohlmann et al., 2014](#)) e modelo No06_SNIi_Z2E-2 (SNcc, [Nomoto et al., 2006](#)).

2014). [Miller et al. \(2012\)](#) também não reportou sinais de atividade de AGN no núcleo de grupos fósseis (tais como, bolhas ou braços de raios-X, forte emissão de

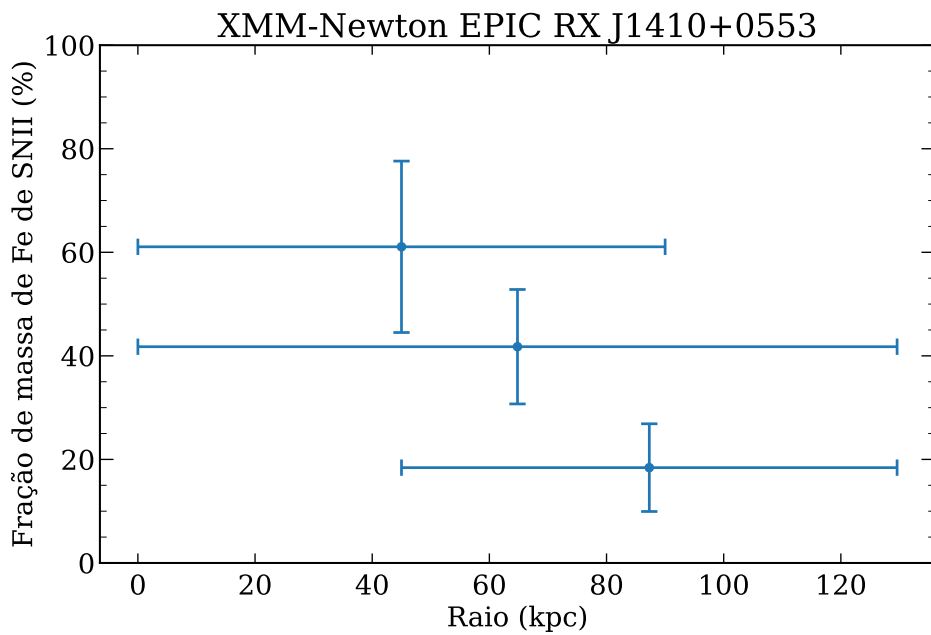


Figura 5.11 Fração percentual de massa de Fe de SNIi das medidas do XMM-Newton do FG RX J1410+4145, baseada na combinação dos modelos Oh14_DD_40 (SNIa, [Ohlmann et al., 2014](#)) e modelo No06_SNIi_Z2E-2 (SNcc, [Nomoto et al., 2006](#)).

rádio, entre outros efeitos). De fato, observações na banda de rádio seriam necessárias para confirmar tal mecanismo para estes FGs. Portanto, a ausência de núcleos de resfriamento em grupos fósseis, até agora, é uma contradição com a ideia deles serem mais antigos que aglomerados e/ou grupos regulares.

Outra possível fonte para esse aquecimento seria uma fusão de sistemas de galáxias, onde o aquecimento do gás por choque, pode aumentar as temperaturas de raios-X do IGrM medidas perto do centro. Irwin et al. (2015) analisa o grupo de galáxias chamado gato da Alice (do inglês, *Cheshire cat*) formado por dois grupos menores, cada um dominado por uma galáxia brilhante e ambos classificados como FGs pela definição de Jones et al. (2003). Esses grupos estão sofrendo uma fusão na linha de visada que terminará em aproximadamente 1 Giga-ano. Neste exemplo, a temperatura do gás é aquecida até 5,4 keV na região central de 115 kpc, resultado do aquecimento por choque da fusão dos dois FGs. Até o momento, não há evidências claras fusões atuais dos FGs da nossa amostra, como por exemplo morfologia em raios-X assimétrica ou não uniforme. Em particular, a ICLf/massa do RX J1007+3800 indica que, na verdade, a última fusão foi a mais de 5 Giga-anos (Dupke et al., 2022). O valor da ICLf derivado do RX J1007+3800, onde a ICLf na banda mais azul é reduzida e na banda mais vermelha aumentada em relação aos aglomerados relaxados, sugere que o sistema está relaxado há muito tempo (veja Figura 4.3).

Acredita-se que a formação de galáxias centrais em FGs seja o resultado da evolução do grupo (Jones et al., 2003; Vikhlinin et al., 1999) onde, nesse cenário, o principal agente seria a fricção dinâmica. Vários trabalhos baseados em simulações numéricas descobriram que a forma das isofotas também pode ser usada para traçar a história da fusão de galáxias elípticas. Khochfar & Burkert (2005) sugeriram que a forma final do produto de uma fusão de galáxias é sensível à morfologia e quantidade de gás dos seus progenitores. O grau de deformação das elipses de isofotas (contornos com um mesmo brilho superficial) dessas galáxias centrais superluminosas é classificado como “*boxy*” (formato de caixa) ou “*disky*” (formato de disco). Analisando as formas das isofotas de sete galáxias de FGs, Khosroshahi et al. (2006) encontraram que todas as galáxias dos FGs tendem a ter isofotas em forma de disco. No entanto, estudando as populações estelares nos 25 FGs (a princípio confirmados com emissão extensa de raios-X com ROSAT) e 17 no campo galáxias, La Barbera et al. (2009) não encontram diferença de idade, metalicidade ou aumento de elementos α (Figura 14 no artigo deles), indicando que a história de formação estelar entre eles são semelhantes. Por outro lado, os autores pontuam que uma fusão de galáxias ricas em gás pode também explicar as relações, já que tais parâmetros são mais sensíveis à população de estrelas formadas recentemente, levando a um feedback de AGN/SN que esgota com a fonte de gás.

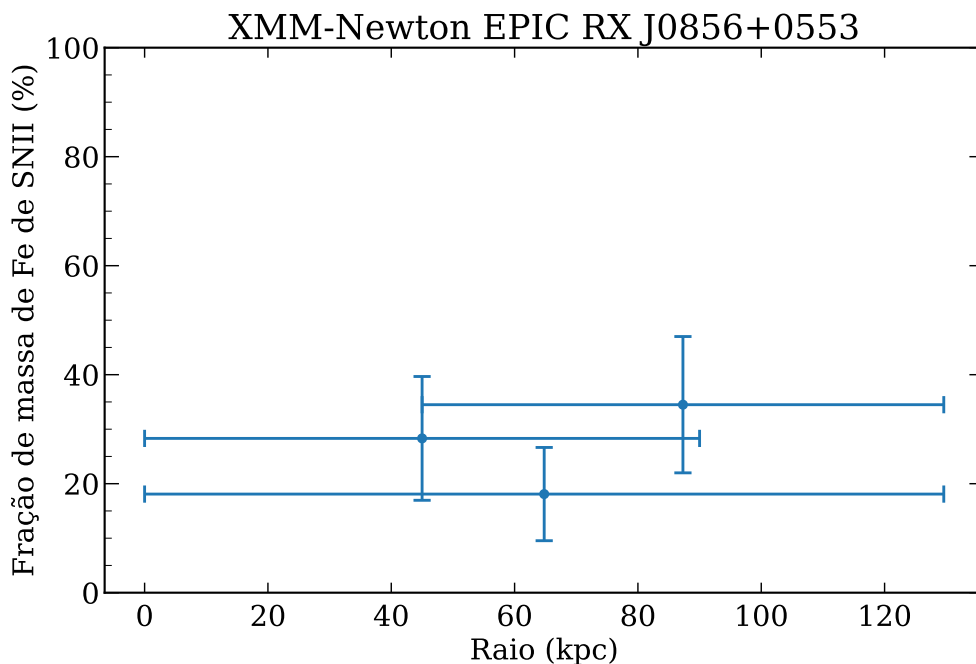


Figura 5.12 Fração percentual de massa de Fe de SNIi das medidas do XMM-Newton do FG RX J0856+0553, baseada na combinação dos modelos Oh14_DD_40 (SNIa, [Ohlmann et al., 2014](#)) e modelo No06_SNIiL_Z2E-2 (SNcc, [Nomoto et al., 2006](#)).

Uma hipótese possível para explicar o aumento da contribuição do SNcc ejecta central é que este aquecimento central é resultado de fusões de galáxias ricas em gás no centro desses FGs. Através do enriquecimento químico do IGrM de FGs, colocamos algumas restrições nos modelos de formação de grupos fósseis, com o foco na história química do IGrM. Fusões de galáxias pobres em gás, normalmente invocadas para explicar a formação das galáxias centrais, não alteram significativamente a energia do IGrM, e por consequência, permitem a formação de núcleos de frios mais facilmente, por não adicionar energia extra. *Aqui, investigamos o cenário em que recentes fusões ricas em gás (do inglês, wet mergers) formaram a galáxia central injetando energia e alterando a química do IGrM em grupos fósseis.*

Na próxima Seção, testamos este cenário usando as medidas de raios-X do XMM-Newton para o caso dos FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145, observando as distribuições das razões de abundância de metais próximo a regiões centrais.

5.4.2 Cálculo da energia injetada por SNIi

Galáxias brilhantes centrais em FGs podem ter isofotas em forma de disco (do inglês, *disky isophotes*), consistente com ter sido formado por fusões ricas em gás (do inglês, *wet mergers*) (e.g. [Khosroshahi et al., 2006](#)). Se este é o caso, espera-se a produção de superventos galácticos ([Heckman et al., 1990](#)) energizados por supernova

do tipo II, que aqueceriam e injetariam metais nas regiões mais centrais dos FGs. Deste modo, alterando a química do IGrM. Tal hipótese pode ser verificada através das medidas elementares das razões de abundâncias.

Para quantificar um potencial aumento de ejeta de material advindo de SNcc, podemos calcular a massa de Fe injetada por SNcc no IGrM. A massa de Fe injetada por SNcc no IGrM prevista pelo modelo j , $M_j^{\text{total}}(\text{Fe})$, pode ser definida como:

$$M_j^{\text{total}}(\text{Fe}) = n_j \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe}), \quad (5.1)$$

onde n_j e $\bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe})$ são o número de SNecc e o *yields* de Fe ejetada por uma SNcc em unidades de massa solar previstos pelo modelo j , respectivamente. Além disso, a fração de massa de Fe de SNcc associada ao modelo de SNcc j , f_j , por definição, é escrita como

$$f_j = \frac{n_j \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe})}{M(\text{Fe})}, \quad (5.2)$$

onde $M(\text{Fe})$ é a massa total de Fe calculada através do IGrM ou ICM.

Comparando as equações 5.1 e 5.2, podemos reescrever $M_j^{\text{total}}(\text{Fe})$ em termos da fração percentual de massa de Fe de SNcc, f_j , e da medida de abundância de Fe, como:

$$M_j^{\text{total}}(\text{Fe}) = f_j M(\text{Fe}) \quad (5.3)$$

$$M_j^{\text{total}}(\text{Fe}) = f_j \mu(\text{Fe}) N(\text{Fe}) \quad (5.4)$$

$$M_j^{\text{total}}(\text{Fe}) = f_j \mu(\text{Fe}) A(\text{Fe}) \zeta_{\odot}(\text{Fe}) \frac{X M_{\text{gas}}}{m_p}, \quad (5.5)$$

onde $A(\text{Fe})$ é a abundância de Fe medida normalizada no valor solar (veja a Eq. 3.2 análoga). $\zeta_{\odot}(\text{Fe})$ é a razão do número de átomos de Fe por H da tabela solar considerada (denominador da Eq. 3.2). $N(\text{Fe})$ é o número de átomos de Fe e $\mu(\text{Fe})$ é a massa atômica de Fe em kg. X é a fração da massa de H primordial; M_{gas} é a massa total de gás em unidades de massa solar. m_p é a massa de próton em kg.

Portanto, a energia total injetada por essas SNe, E_{inj}^{total} , é finalmente escrita como

$$E_{inj}^{\text{total}} = \frac{M_j^{\text{total}}(\text{Fe})}{\bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe})} \langle E_{\text{ISNII}} \rangle = f_j \mu(\text{Fe}) A(\text{Fe}) \zeta_{\odot}(\text{Fe}) \frac{X M_{\text{gas}}}{m_p} \frac{\langle E_{\text{ISNII}} \rangle}{\bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe})}, \quad (5.6)$$

onde $\langle E_{\text{ISNII}} \rangle$ é a energia média produzida por uma SNII para o modelo de SNcc j considerado em unidades de 10^{51} ergs e $\bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe})$ é o *yield* médio de Fe pesado

pela IMF de Salpeter produzido pelo mesmo modelo j em unidades massas solares (definido na Eq. 3.6). Para o modelo de SNII denotado por No06_SNII_Z2E-2, $\langle E_{1\text{SNII}} \rangle = 10^{51}$ ergs e $\bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe}) = 0,0935 M_{\odot}$.

Os ventos de SNeII injetam energia nas regiões centrais, o que explicaria a ausência de núcleos frios nesses FGs, mas também alteram a química naquela região, criando um excesso de fração de massa de Fe injetados por SNeII. Para investigar esse cenário, calculamos o excesso da fração de massa de Fe de SNII no centro de FGs comparado ao mesmo valor no centro de sistemas com núcleos frios. Assim, calculamos a diferença da fração de massa de Fe de SNII, Δf_j , como:

$$\Delta f_j = f_j^{\text{FG}} - f_j^{\text{CC}}, \quad (5.7)$$

onde f_j^{FG} e f_j^{CC} são, respectivamente, a fração de massa de Fe de SNII na região central do FG e na região interna dos sistemas de galáxias com núcleos frios. Assim, a energia total *adicional* injetada por essas SNe, $\Delta E_{inj}^{\text{total}}$, é escrita analogamente a Eq. 5.6, como

$$\Delta E_{inj}^{\text{total}} = \Delta f_j \mu(\text{Fe}) A(\text{Fe}) \zeta_{\odot}(\text{Fe}) \frac{X M_{\text{gas}} \langle E_{1\text{SNII}} \rangle}{m_p \bar{Y}_j^{\text{cc}}(\text{Fe})}. \quad (5.8)$$

Partindo da hipótese de que uma fusão de galáxias ricas em gás poderia aquecer o centro de FGs. Agora, comparamos se a energia $\Delta E_{inj}^{\text{total}}$ é suficiente para não apenas evitar a formação de um núcleo frio, mas também esquentar as regiões centrais desses FGs a altas temperaturas. Para isso, podemos escrever a energia térmica, E_{FG} , medida no IGrM desses FGs como:

$$E_{\text{FG}} = \frac{3}{2} k T n_c V, \quad (5.9)$$

onde k é a constante de Boltzmann, n_c e V são a densidade numérica em unidades de cm^{-3} e o volume em unidades de cm^3 da região central do IGrM, respectivamente. T é a temperatura da região central do IGrM, o qual caracteriza a temperatura média do IGrM. Portanto, a injeção de energia por SNeII associada ao aumento de uma temperatura inicial T_i para uma temperatura final T_f em um dado gás, ΔE_{FG} , é escrito como:

$$\Delta E_{\text{FG}} = \frac{3}{2} k n_c V (T_f - T_i). \quad (5.10)$$

Nosso intuito é comparar se a energia total injetada por SNeII, E_{inj}^{total} , é suficiente para destruir o núcleo frio e aumentar a temperatura na região central desses FGs. Em outras palavras, quantificaremos se tal injeção energética pode aquecer o centro do FG propondo dois casos.

No primeiro cenário, consideramos que o FG de fato teria um comportamento de um sistema velho e não perturbado por muito tempo, que teria desenvolvido núcleos frios extensos. Nesse cenário, podemos assumir um comportamento típico de aglomerados e grupos de galáxias com núcleos frios, onde a temperatura central é de duas a três vezes menor que a temperatura média do IGrM/ICM. Portanto, anteriormente a fusão das galáxias na região central, a temperatura central, T_c , seria metade da temperatura externa, T_{ext} . Nesse caso, o aquecimento central proveniente da injeção de energia por SNII seria suficiente para aumentar a temperatura inicialmente de $T_{\text{ext}}/2$ para a temperatura T_c (Eq. 5.10).

No segundo caso, conservativamente assumimos que, antes da fusão das galáxias ricas em gás, o IGrM teria um perfil radial com temperatura constante, no valor da temperatura média do IGrM. Esta temperatura é determinada pela temperatura medida no bin mais externo. Assim, em seu estado pré-fusão, a temperatura central, T_c , teria a mesma temperatura da região mais externa, T_{ext} . Após a fusão das galáxias ricas em gás, a temperatura aumenta na região central de T_{ext} para T_c . A injeção de energia por SNeII necessária para este aumento de temperatura na região central de T_{ext} para T_c (Eq. 5.10).

Finalmente, para determinar todos os parâmetros acima, é necessário utilizar a definição do parâmetro de normalização dado pelo xspec (Arnaud, 1996). Através dos ajustes espectrais de cada região, obtemos o respectivo valor de normalização pelo modelo vpec², *norm*, dado por:

$$norm = \frac{10^{-14}}{4\pi[D_A(1+z)]^2} \int n_e n_H dV, \quad (5.11)$$

onde V é volume da região considerada, n_e e n_H são as densidades numéricas do elétron e do hidrogênio, z é o redshift do sistema e D_A é a distância de diâmetro angular. Consideramos a aproximação $n_e n_H \sim n_e n_I$ para um gás completamente ionizado composto por $X=0,739$, $Y=0,2469$ e $Z=0,0141$ (Lodders et al., 2009) e $n_e n_I \sim 0,42 n_c^2$ ³. Assim, usando a Eq. 5.11, a densidade numérica de partículas, n_c , na região mais central de cada FG, é escrita como:

$$n_c = \sqrt{\frac{7,2 \times 10^{14} [D_A(1+z)]^2 \times norm}{r^3}}, \quad (5.12)$$

onde r é o raio do círculo que compreende o volume V da região considerada.

Nas próximas subseções, testamos se a energia injetadas por SNII é, em parte, relevante, para destruir e aquecer o centro dos FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145.

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node134.html>

³Calculado a partir das definições em <http://personal.psu.edu/rbc3/A534/lec5.pdf>

RX J1007+3800

Usando a Eq. 5.12, a *norm* da região de $0 - 25''$ correspondente ao raio $r \approx 51,2 \text{ kpc}$ da região mais interna do RX J1007+3800 (consulte a Tabela 5.3) e $D_A = 433,6 \text{ Mpc}^4$ calculada para $z = 0,112$, obtemos $n_c = (6,1 \pm 0,6) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. Ainda, considerando a mesma região esférica de raio r , a massa do gás é calculada $M_{gas} = (5,4 \pm 0,5) \times 10^{10} M_\odot$.

Através da Eq. 5.7, calculamos a energia adicional injetada por SNeII que enriqueceria o centro do FG RX J1007+3800, $\Delta E_{inj}^{RXJ1007}$. Assim, a diferença da fração percentual de massa de Fe de SNeII é $\Delta f_j = 31,4 \pm 12,3 \%$, onde esta fração calculada para o FG RX J1007+3800 é $f_j^{RXJ1007} = 48,4 \pm 12,3 \%$ e para a amostra de aglomerados com núcleos frios $f_j^{CC} = 17,0 \pm 0,2 \%$.

Para mesma região de $0 - 25''$, medimos um valor de abundância de Fe de $A(\text{Fe}) = 1,3 \pm 0,2$ solar e assumimos os seguintes valores das constantes $\mu(\text{Fe}) = 9,27 \times 10^{-26} \text{ kg}$, $m_p = 1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, $\zeta_\odot(\text{Fe}) = 3,27 \times 10^{-5}$, o último extraído de Lodders et al. (2009). Substituindo os valores acima na Eq. 5.8, encontramos que $\Delta E_{inj}^{RXJ1007} = (7,8 \pm 3,3) \times 10^{59} \text{ ergs}$.

Agora, comparamos se a energia total adicional injetada por SNII no centro do RX J1007+3800, $\Delta E_{inj}^{\text{total}}$, é suficiente para fornecer o aumento de temperatura encontrado no centro deste FG. Para isso, calculamos a energia necessária para aumentar a temperatura de T_i para T_f no centro do RX J1007+3800, $\Delta E_{RXJ1007}$ (Eq. 5.10). Assim, utilizamos a Eq. 5.10 para dois casos diferentes: (1) o primeiro caso onde a temperatura central $T_c = 2,87 \pm 0,13 \text{ keV}$, a priori, deveria ser a metade comparada a temperatura externa $T_{\text{ext}} = 1,50 \pm 0,05 \text{ keV}$, o que se espera de um comportamento de um sistema velho e não perturbado por muito tempo com núcleos frios. Deste modo, $T_i = T_{\text{ext}}/2$ e $T_f = T_c$, produzindo uma energia térmica adicional de $\Delta E_{RXJ1007}^{\text{caso1}} = (5,5 \pm 0,6) \times 10^{59} \text{ ergs}$. Além disso, consideramos um segundo caso onde (2) a temperatura central teria a mesma temperatura da região mais externa em seu estado pré-fusão, antes da fusão de galáxias rica em gás. Desta maneira, $T_i = T_{\text{ext}}$ e $T_f = T_c$, produzindo uma energia térmica adicional de $\Delta E_{RXJ1007}^{\text{caso2}} = (3,6 \pm 0,5) \times 10^{59} \text{ ergs}$. Os cálculos acima assumem os valores $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ e $V = 1,78 \times 10^{64} \text{ m}^3$.

Agora, comparamos se a energia adicional injetada por SNeII no centro do RX J1007+3800, $\Delta E_{inj}^{RXJ1007}$, é eficiente para enriquecer e aumentar a temperatura de T_i para T_f em seu centro, $\Delta E_{RXJ1007}$, para os dois casos acima. Esse resultado mostra que a energia associada a explosões de SNII, baseada no modelo de SNII No06.SNII-Z2E-2, é eficiente para aquecer e enriquecer o centro do RX J1007+3800. A fração de energia calculada indica que parte da energia central recente pode ter origem

⁴<https://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>

dessas explosões. Ainda, o vento associado a essas explosões pode ser responsável por interromper o resfriamento do IGrM em FGs.

RX J1410+4145

Para o FG RX J1410+4145, a história recente de aquecimento e enriquecimento parece similar ao do FG RX J1007+3800, onde podemos também encontrar um aumento de temperatura central no raio de $0 - 50''$ ($r \approx 90$ kpc). Para essa mesma região, medimos um valor de abundância de Fe de $A(\text{Fe}) = 0,43 \pm 0,06$ solar e sua respectiva normalização, $norm$, da região mais interna do RX J1410+4145 (consulte a Tabela 5.3). Usando a Eq. (5.12) e $D_A = 371,5$ Mpc⁵ calculada para $z = 0,094$, calculamos $n_c = 4,1 \pm 0,1 \times 10^{-3}$ cm⁻³. Essa densidade é necessária para estimar a massa do gás de $M_{gas} = 1,84 \pm 0,06 \times 10^{11} M_\odot$, considerando uma região esférica de raio $r \approx 90$ kpc.

Usando a Eq. 5.7 e a fração de massa de Fe por SNII da região central do FG RX J1410+4145, $f_j^{RXJ1410} = 61,1 \pm 16,6\%$, a diferença da fração de massa de Fe de SNII é $\Delta f_j = 44,0 \pm 16,6\%$. Assumimos as mesmas constantes usadas acima e substituindo esses valores na Eq. 5.8, encontramos que a energia em excesso impulsionada pelas explosões de SNeII é de $\Delta E_{inj}^{total} = (1,22 \pm 5,0) \times 10^{60}$ ergs.

Usando a Eq. 5.10, calculamos a energia térmica associada ao aumento da temperatura de T_i para T_f no centro do RX J1410+4145, $\Delta E_{RXJ1410}$, assumindo os mesmos casos descritos para RX J1007+3800. Para RX J1410+4145, a temperatura central medida é de $T_c = T_f = 1,64 \pm 0,10$ keV e a temperatura medida no bin mais externo é $T_{ext} = 0,87 \pm 0,05$ keV (Tabela 5.3). Assim, no primeiro caso, a temperatura inicial de $T_i = T_{ext}/2$ produz uma energia térmica adicional equivalente a $\Delta E_{RXJ1410}^{caso1} = (1,1 \pm 0,1) \times 10^{60}$ ergs. Enquanto no segundo caso, uma $T_i = T_{ext}$ produz $\Delta E_{RXJ1410}^{caso2} = (6,9 \pm 1,0) \times 10^{59}$ ergs. Os cálculos acima assumem o volume $V = 8,97 \times 10^{64}$ m³.

Analogamente ao caso do RX J1007+3800, encontramos que a razão da energia adicional fornecidas pelas explosões de SNeII em relação à energia térmica devido ao aumento de temperatura no centro são similares. Portanto, esse resultado também indica que, ventos impulsionados por SNeII tem um papel importante tanto em impedir o resfriamento do gás na região central do RX J1410+4145 quanto de enriquecê-lo na região de ~ 90 kpc, quando comparado ao enriquecimento da amostra de aglomerados e grupos com núcleos frios.

⁵Calculado usando a mesma calculadora usada no caso do FG RX J1007+3800.

RX J0856+0553

O FG RX J0856+0553 não apresenta um excesso de fração de massa de Fe de SNII quando comparado à amostra de sistemas com núcleos frios. Através da Eq. 5.7 e sabendo que a fração de massa de Fe por SNII da região central do FG RX J0856+0553, $f_j^{RXJ0856} = 28,3 \pm 11,4\%$, a diferença da fração de massa de Fe por SNII com relação ao valor achado no centro dos aglomerados CC é consistente com zero, com um valor de $\Delta f_j = 11,3 \pm 11,3\%$. Substituindo esses valores na Eq. 5.8, a energia em excesso impulsionada pelas explosões de SNeII é de $\Delta E_{inj}^{total} = (3,4 \pm 3,5) \times 10^{59}$ ergs.

Semelhante aos casos de RX J1007+3800 e RX J1410+4145, usamos a Eq. 5.10 para calcular a energia térmica associada ao aumento da temperatura de T_i para T_f no centro do RX J0856+0553, $\Delta E_{RXJ0856}$, assumindo os mesmos casos descritos para RX J1007+3800. Para RX J0856+0553, a temperatura central medida é de $T_c = T_f = 2,2 \pm 0,2$ keV e a temperatura medida no bin mais externo é $T_{ext} = 1,09 \pm 0,05$ keV (Tabela 5.3). Assim, no primeiro caso, a temperatura inicial de $T_i = T_{ext}/2$ produz uma energia térmica adicional equivalente a $\Delta E_{RXJ0856}^{caso1} = (1,19 \pm 0,13) \times 10^{60}$ ergs. Enquanto no segundo caso, uma $T_i = T_{ext}$ produz $\Delta E_{RXJ0856}^{caso2} = (8,0 \pm 1,3) \times 10^{59}$ ergs. Os cálculos acima assumem o volume $V = 8,97 \times 10^{64}$ m³.

Podemos comparar a energia adicional injetada por SNeII no centro do RX J0856+0553, $\Delta E_{inj}^{RXJ0856}$, o excesso de energia térmica para aumentar a temperatura de T_i para T_f em seu centro, $\Delta E_{RXJ0856}$, para os dois casos acima. Neste caso, o aumento de temperatura no centro pode estar associado a algum outro mecanismo, recente o suficiente, de forma que o IGrM do RX J0856+0553 não tivesse tempo de resfriar. Um exemplo desse cenário de uma fusão de dois FGs é apresentado em Irwin et al. (2015). Isso implicaria que o aquecimento por choque decorrente da fusão dos sistemas de galáxias ainda não esfriou, o que não é fácil de conciliar com o estado extremamente relaxado, como indicado pela análise do ICLf. Outra alternativa é que o sistema anterior (antes da fusão úmida) tinha uma dominância central de ejeção SNIa excepcionalmente alta e a fusão úmida final não foi suficiente para reduzir significativamente o pico central anterior de SNIa. Observações adicionais recentemente aprovadas pelo XMM-Newton (PI: Dupke⁶).

5.5 Conclusões

Determinamos as razões de abundância elementares para O/Fe, Ne/Fe, Mg/Fe, Si/Fe, S/Fe, Ar/Fe, Ca/Fe e Ni/Fe em vários anéis concêntricos ($\lesssim 300$ kpc) de 3

⁶https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_news/otac_results/ao_results_online.php?ao=22&p=id

grupos fósseis de galáxias em redshifts intermediários ($z \sim 0,1$) com observações *EPIC/XMM-Newton*, que foram posteriormente usadas para comparar a fração de massa em Fe nas regiões centrais destes objetos com as medidas em aglomerados e grupo de galáxias com núcleos frios observadas com o *XIS/Suzaku*. Essa comparação é mais robusta devido à seleção prévia dos modelos teóricos de SNe – necessários para calcular a quantidade de fração de massa de Fe – com menor discordância com as medidas do intra-aglomerado (veja Capítulo 3).

Usando o indicador as razões de abundâncias dos FGs, derivamos quantidades de fração de massa de Fe de SNII para investigar a eficiência dos mecanismos de enriquecimento químicos potencialmente envolvidos na história recente do IGrM desses FGs.

1. Observações da câmera EPIC do XMM-Newton dos FGs RX J1007+3800, RX J1410+4145 e RX J0856+0553 confirmam que os metais em seus IGrMs se estendem, pelo menos, até ~ 300 kpc.
2. Para todos os FGs da nossa amostra, confirmamos a ausência de núcleo frios na região central. Pelo contrário, as temperaturas do gás nas regiões centrais é de $\sim 50\%$ mais altas comparado as regiões mais externas (Figura 5.1). Para uma RX J1007+3800, encontramos um aumento de temperatura do gás de $2,9 \pm 0,1$ keV nos ~ 50 kpc centrais diminuindo para $1,5 \pm 0,1$ keV para ~ 600 kpc. Para RX J1410+4145 e RX J0856+0553, a temperatura do gás sobre para $1,4 \pm 0,1$ keV e $2,2 \pm 0,2$ keV nos ~ 90 kpc centrais enquanto diminui para $0,9 \pm 0,1$ keV e $1,1 \pm 0,1$ keV para ~ 540 kpc, respectivamente. Também encontramos um aumento de abundância de Fe nas regiões centrais de todos os FGs da nossa amostra.
3. Notamos que a fração média percentual de massa de Fe de SNII para aglomerados e grupos de galáxias com núcleos frios está em torno de $17,0 \pm 0,2\%$ (veja a Tabela 5.5 e Figura 5.9). Enquanto RX J1007+3800 e RX J1410+4145 apresentam uma média de fração média percentual de massa de Fe de SNII em torno de $\sim 50 - 60\%$ (veja a Tabela 5.6 e as Figuras 5.10 e 5.11), o RX J0856+0553 possui uma fração média menor, em torno de $\sim 30\%$ (veja a Tabela 5.6 e a Figura 5.12).
4. Calculamos um excesso de $\Delta f_j \sim 19 - 60\%$ da diferença da fração média percentual de massa de Fe de SNII nos FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145 e o mesmo valor obtido pela amostra de aglomerados e grupos com núcleos frios, enquanto esse valor é consistente com nulo para o caso do FG RX J0856+0553.
5. A fusão de galáxias ricas em gás é uma fonte plausível do aquecimento e enriquecimento simultâneo central para os FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145.

A energia térmica necessária para aumentar a temperatura do gás nas regiões centrais dos FGs é da ordem da energia adicional injetada por explosões de SNeII. Tal energia associada a SNII, baseada no modelo de SNII No06.SNII-Z2E-2, é calculada pelo excesso da fração média de massa de Fe de SNII dos FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145 quando comparado ao enriquecimento da amostra de aglomerados e grupos com núcleos frios.

6. Apesar do FG RX J0856+0553 apresentar um aumento de temperatura em sua região central, nossos resultados indicam uma deficiência, ao invés de um excesso, de fração de massa de Fe de SNII menor do que a amostra de sistemas com núcleos frios. Neste caso, o aumento de temperatura no centro deve estar associado a algum outro mecanismo, recente o suficiente, para que o IGrM RX J0856+0553 não tivesse tempo de esfriar, o que vai em contra seu estado relaxado advindo da análise da distribuição da luz intra-aglomerado. Alternativamente, é possível que o progenitor desse grupo fóssil tivesse um gradiente de fração de massa de Fe advindo de SNIa anormalmente alto.

Esse trabalho ilustra o poder que as razões de abundâncias podem ter como indicadores de enriquecimento químico em sistemas de galáxias e para inferir a origem e evolução de grupos e aglomerados de galáxias. Em particular, para diferenciar os possíveis diferentes mecanismos envolvidos no enriquecimento químico no gás de aglomerados e grupos de galáxias com núcleos frios e de grupos fósseis. Nossos resultados indicam que os núcleos quentes dos sistemas RX J1007+3800 e RX J1410+4145 podem ser suficientemente enriquecidos e aquecidos nessa região por injeção de energia pelas explosões de SNeII, baseado no excesso de fração de massa de Fe por SNeII das regiões centrais destes FGs e nos modelos de SN selecionados anteriormente.

Capítulo 6

Conclusões Gerais

Devido à interação de galáxias com o ICM (e vice-versa), vários mecanismos removem gás do ISM dessas galáxias, que por sua vez se misturam ao ICM. Portanto, metais são ótimos traçadores de tais interações e as observações em raios-X revelam os diferentes processos envolvidos no passado e presente. Ainda, diferentes mecanismos produzem diferentes distribuições de metais. Esta tese investigou o transporte de metais de galáxias-membros para o IGrM/ICM e a eficiência dos mecanismos envolvidos no enriquecimento de metais nestes meios.

No entanto, quantificar a importância relativa entre os mecanismos de enriquecimento químico só é possível através da escolha de pares de modelos de SN (ou seja, um modelo de SNcc e um modelo de SNIa), necessários para acessar a quantidade, por exemplo, de fração de massa de Fe por um tipo de SN sobre outro. Enfatizamos que esse ponto é extremamente importante, pois na literatura tal escolha é feita de forma relativamente arbitrária. Tal escolha é crucial, visto que os modelos de SN preveem *yields* teóricos bem diferentes entre si. Por isso, para diminuir essa incerteza, implementamos uma análise não paramétrica desenvolvida com base no teste KS e classificamos 7192 modelos de explosão SNe da literatura que fornecem *yields* usando essas oito razões de abundância diferentes (veja o Capítulo 3).

Em resumo, determinamos as razões de abundância elementar O/Fe, Ne/Fe, Mg/Fe, Si/Fe, S/Fe, Ar/Fe, Ca/Fe e Ni/Fe nas regiões interna, externa e inteira de FoV ($\sim 0,2 R_{200}$) de 18 aglomerados próximos e grupos de galáxias ($z \leq 0,0391$) com observações *XIS/Suzaku*, que foram posteriormente usadas para comparar o quão bem os *yields* previstos de diferentes combinações de modelos de *yields* de SNe (ou seja, um modelo SNcc e um modelo SNIa) recuperam as razões de abundância observadas no meio intra-aglomerado. Ao implementar a análise não paramétrica desenvolvida com base no teste KS, das funções de distribuição de probabilidades (PDF), classificamos 7192 modelos de explosão SNe da literatura que fornecem *yields* usando essas oito razões de abundância diferentes. Podemos pontuar os dois principais resultados e conclusões a seguir:

1. Desenvolvemos um novo método não paramétrico capaz de ranquear as milhares combinações diferentes de pares de modelos teóricos de SN, onde $\approx 21\%$ dos pares de modelos (ou seja, 1489 pares de SN) mostram incompatibilidades com todas as razões de abundâncias observadas (veja a Figura 3.6). Portanto, este resultado diminui, robustamente, as incertezas atreladas a escolha arbitrária de um par de modelos em particular.
2. Os resultados favorecem o cenário onde as estrelas massivas progenitoras da Supernova de colapso do núcleo que contribuíram significativamente para o enriquecimento do ICM devem ter sido inicialmente enriquecidas. Os modelos de SNcc de metalicidade zero ($Z_{\text{init}} = 0$) não reproduzem razoavelmente o padrão de distribuição das razões de abundância ICM, independente da escolha do pareamento SNIa. Além disso, os resultados sugerem a origem da maioria do gás metálico intra-aglomerado enriquecendo SNIa como progenitores de massa próximos de Chandrasekhar com pontos de ignição múltiplos próximos ao centro (veja a Figura 3.11).
3. Reduzindo aos pares menos rejeitados de modelos de SN, usamos o modelo 3D de detonação retardada de SNIa Ohlmann et al. (2014) com 100 pontos de ignição próximos ao centro, para núcleo empobrecido de carbono (Oh14_DD_40) (ver Tabela B.1); e o modelo de SNII com metalicidade inicial da progenitora de $Z_{\text{init}} = 0,02$ de Nomoto et al. (2006) pesada na IMF de Salpeter na faixa de massa de 13-40 M_{\odot} (No06_SNII_Z2E-2) (ver Tabela 2.2).

Uma vez selecionados os pares de SN baseado no estudo acima com as medidas observadas do IGrM/ICM, determinamos as razões de abundâncias elementares O/Fe, Ne/Fe, Mg/Fe, Si/Fe, S/Fe, Ar/Fe, Ca/Fe e Ni/Fe para vários anéis concêntricos ($\lesssim 300$ kpc) de 3 grupos fósseis de galáxias em redshifts intermediários ($z \sim 0,1$) com observações *EPIC/XMM-Newton*, que foram posteriormente usadas para comparar a fração de massa em Fe nas regiões centrais destes objetos com as medidas em aglomerados e grupo de galáxias com núcleos frios observadas com o *XIS/Suzaku* (veja o Capítulo 5). Usamos as razões de abundâncias elementares observadas para a amostra aglomerados e grupos de galáxias com núcleos frios e para a amostra de FGs, baseada nos *yields* dos modelos de SN acima (item 3), para calcular a diferença fração média percentual de massa de Fe de SNII, Δf_j , entre as duas amostras (Eq. 5.7). Além disso, para o RX J1007+3800, realizamos a análise combinada da ICLf em mais de um filtro (também feita para o RX J0856+0553) e

da sua ICLf/massa para testar o seu estado dinâmico e idade e comparamos com outros sistemas em fusão e relaxados (Capítulo 4).

1. Para todos os FGs da nossa amostra, confirmamos a ausência de núcleo frios na região central. Pelo contrário, as temperaturas do gás nas regiões centrais é de $\sim 50\%$ mais altas comparado as regiões mais externas. Também encontramos um aumento de abundância de Fe nas regiões centrais de todos os FGs da nossa amostra (Figura 5.1).
2. Encontramos que a média de fração percentual de massa de Fe de SNII para aglomerados e grupos de galáxias do tipo com núcleos frios está em torno de $35,0 \pm 0,3\%$ (veja a Tabela 5.5 e Figura 5.9). Enquanto RX J1007+3800 e RX J1410+4145 apresentam uma média de fração percentual de massa de Fe de SNII em torno de $\sim 50 - 60\%$ (veja a Tabela 5.6 e as Figuras 5.10 e 5.11), o RX J0856+0553 possui uma deficiência desta fração, em torno de $\sim 30\%$ (veja a Tabela 5.6 e a Figura 5.12).
3. Ao comparar a distribuição ICLf do RX J1007+3800 e RX J0856+0553 com outros aglomerados relaxados analisados anteriormente, pode-se ver que a combinação única de uma redução em ICLf “azul” com o aumento em ICLf “verde/vermelho” sugere que esses sistemas são “super” relaxados há muito tempo.
4. Calculamos um excesso da diferença da fração média percentual de massa de Fe de SNII nos FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145 de $\Delta f_j \sim 19 - 60\%$ e o mesmo valor obtido pela amostra de aglomerados e grupos com núcleos frios, enquanto esse valor é consistente com nulo para o caso do FG RX J0856+0553.
5. A fusão de galáxias ricas em gás é uma possível fonte de aquecimento e enriquecimento central para os FGs RX J1007+3800 e RX J1410+4145. Os núcleos quentes dos sistemas RX J1007+3800 e RX J1410+4145 podem ser suficientemente enriquecidos e aquecidos nessa região por injeção de energia pelas explosões de SNeII, baseado no excesso de fração de massa de Fe por SNeII das regiões centrais deste FGs e nos modelos de SN selecionados anteriormente.
6. Apesar do FG RX J0856+0553 apresentar um aumento de temperatura em sua região central, nossos resultados indicam uma deficiência, ao invés de um excesso, de fração de massa de Fe de SNII menor do que a amostra de sistemas com núcleos frios. Neste caso, o aumento de temperatura no centro deve estar associado a algum outro mecanismo, recente o suficiente, para que o

IGrM RX J0856+0553 não tivesse tempo de resfriar, o que vai em contra seu estado relaxado advindo da análise da distribuição da luz intra-aglomerado. Alternativamente, é possível que o progenitor desse grupo fóssil tivesse um gradiente de fração de massa de Fe advindo de SNIa anormalmente alto.

O cenário para RX J1007+3800 é que uma fusão de galáxias ricas em gás aqueceu e enriqueceu o seu centro após um longo período sem fusões de sistemas de galáxias. A análise química dos metais no seu centro indica que a energia associada a explosões de SNII, baseada no modelo de SNII No06_SNII_Z2E-2, é da ordem da energia térmica para aumentar a temperatura do gás na mesma região. Esse vento seria responsável por interromper o resfriamento no centro desse sistema. Ao mesmo tempo, a hipótese de que sistema é relaxado por muito tempo é plausível diante da sua distribuição de ICLf. Esse mesmo cenário pode ter ocorrido para o sistema RX J1410+4145, onde em trabalho futuro confirmaremos se sua distribuição de ICLf é similar a um sistema relaxado. Já obtemos as observações do HST para ele e esperamos obter os redshifts espectroscópicos brevemente.

O cenário para o RX J0856+0553 ainda precisa ser investigado, pois o mecanismo que levou a ausência de núcleos frios em seu centro não é compatível com uma fusão de galáxias ricas em gás. No entanto, o resultado da sua distribuição de ICLf indica que esse sistema, na verdade, é ainda mais relaxado do que encontrado para o RX J1007+3800.

Apêndice A

Funções de distribuição de probabilidade empíricas para razões de abundância do ICM

Esta seção apresenta as funções de distribuição de probabilidade para outras razões de abundância usadas ao longo deste trabalho. A Figura [A.1](#) ilustra os PDFs das regiões interna e externa (linhas azuis sólidas) para cada objeto e a distribuição combinada do PDF (linhas vermelhas sólidas).

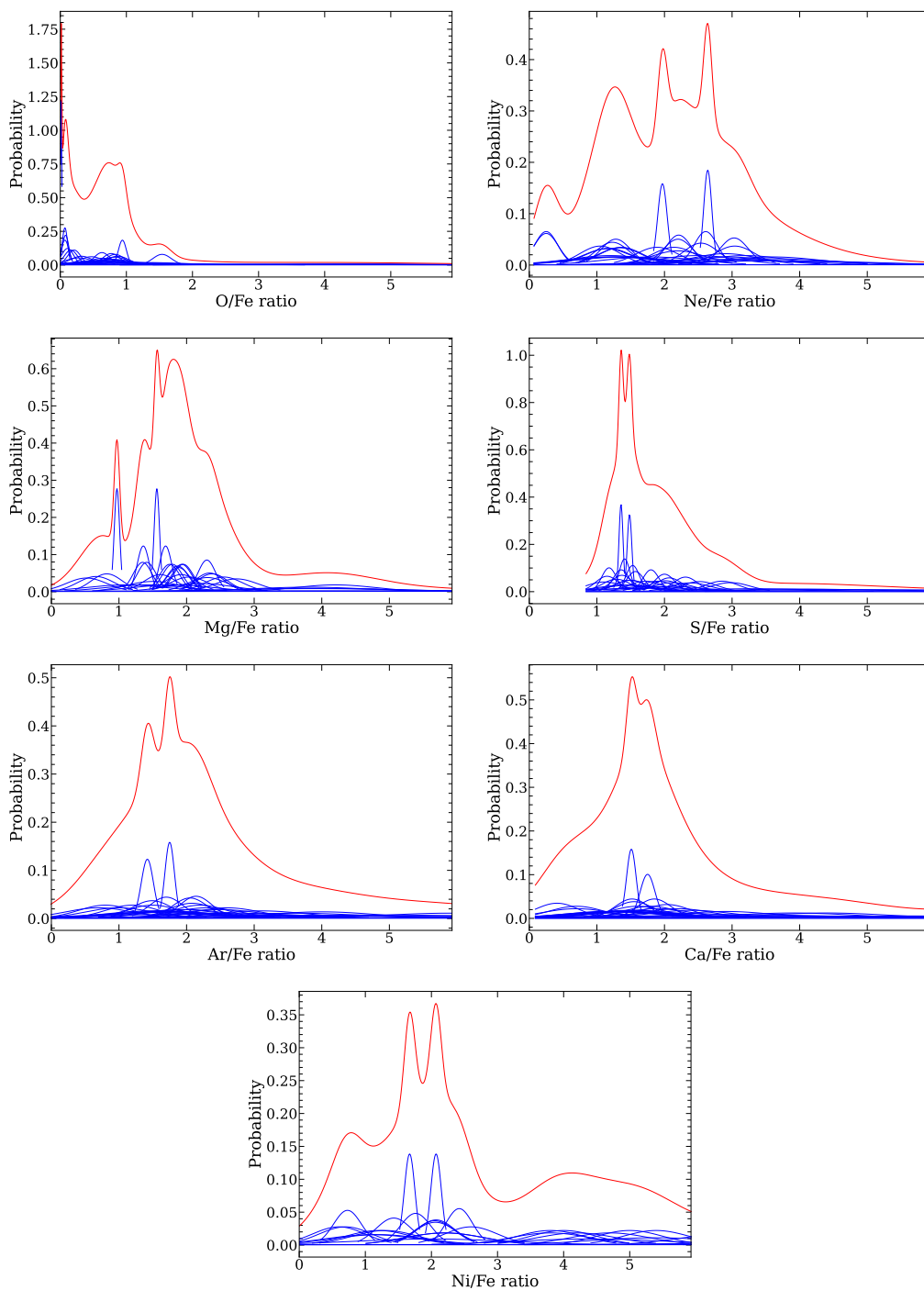


Figura A.1 Mesmo que a Figura 3.1 para cada razão de abundância medida X/Fe.

Apêndice B

Lista dos modelos de SNe com *yields* disponíveis

Dado o número substancial de combinações teóricas de modelos SN testadas neste trabalho e resumidas na Seção 2.3, apresentamos aqui as principais observações de cada modelo SN coletadas na literatura. A nomenclatura para os 232 modelos SNIa e 31 modelos SNcc na Tabela B.1 e 2.2, respectivamente.

Tabela B.1: Lista dos 232 modelos de explosão de SNIa da literatura com *yields* disponíveis testados com nosso método.

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
Fi14.1.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 1 bolha de ignição fora do centro
Fi14.3.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 3 bolhas de ignição centradas
Fi14.5.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 5 bolhas de ignição centradas
Fi14.10.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 10 bolhas de ignição centradas
Fi14.20.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 20 bolhas de ignição centradas
Fi14.40.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 40 bolhas de ignição centradas
Fi14.100.5.5	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 5.5$, 100 bolhas de ignição centradas
Fi14.100.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 100 bolhas de ignição centradas
Fi14.100.1.0	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 1.0$, 100 bolhas de ignição centradas
Fi14.150.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 150 bolhas de ignição centradas
Fi14.200.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 200 bolhas de ignição centradas
Fi14.1600.2.9	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 1600 bolhas de ignição centradas
Fi14.1600.2.9_c	1	Deflagração 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 1600 bolhas de ignição centradas compactas (simetria altamente esférica)
Iw99_W7	2	Deflagração 1D, $\rho_{c,9} = 2.12$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$
Iw99_W70	2	Deflagração 1D, $\rho_{c,9} = 2.12$, $\mathbf{Z}_{init} = 0$
Iw99_WDD1	2	Delayed Detonation, $\rho_{c,9} = 2.12$, $\rho_{T,7} = 1.7$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$
Iw99_WDD2	2	Delayed Detonation, $\rho_{c,9} = 2.12$, $\rho_{T,7} = 2.2$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$
Iw99_WDD3	2	Delayed Detonation, $\rho_{c,9} = 2.12$, $\rho_{T,7} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$
Iw99_CDD1	2	Delayed Detonation, $\rho_{c,9} = 1.37$, $\rho_{T,7} = 1.7$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$
Iw99_CDD2	2	Delayed Detonation, $\rho_{c,9} = 1.37$, $\rho_{T,7} = 2.2$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$
Kr13.0.9.0.76	3	Fusão violenta de C+O WDs 3D, $(M_{1,WD}, M_{2,WD}) = (0.9, 0.76)$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$
Kr15_hybrid	4	Deflagração 3D de WDs híbridas, (nucleo C+O c/ camadas de O+Ne), cinco pontos fora do centro, $\rho_{c,9} = 2.12$
Kr16.0.9.0.76_Z1E-2	3,5	Fusão violenta de C+O WDs 3D, $(M_{1,WD}, M_{2,WD}) = (0.9, 0.76)$, $\mathbf{Z}_{init} = 0.01$
Le18.0.5.1.0_1P	6	Deflagração Turbulenta Pura 2D, $\rho_{c,9} = 0.5$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$, C/O=1.0
Le18.1.0.1.0_1P	6	Deflagração Turbulenta Pura 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 1$, C/O=1.0
Le18.1.0.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0$
Le18.1.0.0.1	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0.1$
Le18.1.0.0.5	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0.5$
Le18.1.0.1.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 1.0$
Le18.1.0.2.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 2.0$
Le18.1.0.3.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 3.0$
Le18.1.0.5.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 5.0$
Le18.3.0.1.0_1P	6	Deflagração Turbulenta Pura 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 1.0$, C/O=1.0
Le18.3.0.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0$
Le18.3.0.0.1	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0.1$
Le18.3.0.0.5	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0.5$

Table 2.2: *continua*

Table 2.2: (continuação)

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
Le18.3.0.1.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 1.0$
Le18.3.0.2.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 2.0$
Le18.3.0.3.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 3.0$
Le18.3.0.5.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 5.0$
Le18.5.0.1.0_1P	6	Deflagração Turbulenta Pura 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 1.0$, C/O=1.0
Le18.5.0.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0$
Le18.5.0.0.1	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0.1$
Le18.5.0.0.5	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 0.5$
Le18.5.0.1.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 1.0$
Le18.5.0.2.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 2.0$
Le18.5.0.3.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 3.0$
Le18.5.0.5.0	6	Transição de Deflagração para Detonação 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $\mathbf{Z}_{init} = 5.0$
Le20a.1.10.0.10.0_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.10$, $Z_{init} = 0$, uma bolha de detonação de He
Le20a.1.10.0.10.2E-3_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.10$, $Z_{init} = 0.002$, uma bolha de detonação de He
Le20a.1.10.0.10.1E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.10$, $Z_{init} = 0.01$, uma bolha de detonação de He
Le20a.1.10.0.10.2E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.10$, $Z_{init} = 0.02$, uma bolha de detonação de He
Le20a.1.10.0.10.4E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.10$, $Z_{init} = 0.04$, uma bolha de detonação de He
Le20a.1.10.0.10.6E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.10$, $Z_{init} = 0.06$, uma bolha de detonação de He
Le20a.1.10.0.10.1E-1_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.10$, $Z_{init} = 0.1$, uma bolha de detonação de He
Le20a.1.10.0.05.0_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0$, anel de detonação de He
Le20a.1.10.0.05.2E-3_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0.002$, anel de detonação de He
Le20a.1.10.0.05.1E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0.01$, anel de detonação de He
Le20a.1.10.0.05.2E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0.02$, anel de detonação de He
Le20a.1.10.0.05.4E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0.04$, anel de detonação de He
Le20a.1.10.0.05.6E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0.06$, anel de detonação de He
Le20a.1.10.0.05.1E-1_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.10$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0.1$, anel de detonação de He
Le20a.1.00.0.05.0_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.00$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0$, detonação esférica de He
Le20a.1.00.0.05.2E-3_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{WD} = 1.00$, $M_{He} = 0.05$, $Z_{init} = 0.002$,

Table 2.2: *continua*

Table 2.2: (continuação)

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
		detonação esférica de He
Le20a_1.00_0.05_1E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.00$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.01$, detonação esférica de He
Le20a_1.00_0.05_2E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.00$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, detonação esférica de He
Le20a_1.00_0.05_4E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.00$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.04$, detonação esférica de He
Le20a_1.00_0.05_6E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.00$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.06$, detonação esférica de He
Le20a_1.00_0.05_1E-1_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.00$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.1$, detonação esférica de He
Le20a_0.90_0.15_2E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 0.90$, $M_{\text{He}} = 0.15$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, uma bolha de detonação de He
Le20a_0.95_0.15_2E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 0.95$, $M_{\text{He}} = 0.15$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, uma bolha de detonação de He
Le20a_1.00_0.10_2E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.00$, $M_{\text{He}} = 0.10$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, uma bolha de detonação de He
Le20a_1.05_0.10_2E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.05$, $M_{\text{He}} = 0.10$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, uma bolha de detonação de He
Le20a_1.15_0.10_2E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.15$, $M_{\text{He}} = 0.10$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, uma bolha de detonação de He
Le20a_1.20_0.05_2E-2_B	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.20$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, uma bolha de detonação de He
Le20a_0.90_0.05_2E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 0.90$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, anel de detonação de He
Le20a_0.95_0.05_2E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 0.95$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, anel de detonação de He
Le20a_1.00_0.05_2E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.00$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, anel de detonação de He
Le20a_1.05_0.05_2E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.05$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, anel de detonação de He
Le20a_1.20_0.05_2E-2_R	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.20$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, anel de detonação de He
Le20a_0.90_0.05_2E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 0.90$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, detonação esférica de He
Le20a_0.95_0.05_2E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 0.95$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, detonação esférica de He
Le20a_1.05_0.05_2E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.05$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, detonação esférica de He
Le20a_1.10_0.05_2E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.10$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, detonação esférica de He
Le20a_1.20_0.05_2E-2_S	7	Detonação dupla 2D, $M_{\text{WD}} = 1.20$, $M_{\text{He}} = 0.05$, $Z_{\text{init}} = 0.02$, detonação esférica de He

Table 2.2: *continua*

Table 2.2: (continuação)

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
Le20b.1.0.1.33	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 1.0$, $M_{C+O} = 1.33$, C/O=1
Le20b.2.0.1.35	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 2.0$, $M_{C+O} = 1.35$, C/O=1
Le20b.3.0.1.37	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 3.0$, $M_{C+O} = 1.37$, C/O=1
Le20b.5.0.1.38	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 5.0$, $M_{C+O} = 1.38$, C/O=1
Le20b.5.5.1.38	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 5.5$, $M_{C+O} = 1.38$, C/O=1
Le20b.7.5.1.39	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 7.0$, $M_{C+O} = 1.39$, C/O=1
Le20b.9.0.1.40	8	Deflagração Turbulenta 2D, $\rho_{c,9} = 9.0$, $M_{C+O} = 1.4$, C/O=1
Le20b.hybrid.1.0.0.43	8	Deflagração 2D de WD híbridas (núcleo de C+O c/ camadas de O+Ne+Mg), $\rho_{c,9} = 1.0$, $M_{C+O} = 0.43$
Le20b.hybrid.2.0.0.45	8	Deflagração 2D de WD híbridas (núcleo de C+O c/ camadas de O+Ne+Mg), $\rho_{c,9} = 2.0$, $M_{C+O} = 0.45$
Le20b.hybrid.3.0.0.47	8	Deflagração 2D de WD híbridas (núcleo de C+O c/ camadas de O+Ne+Mg), $\rho_{c,9} = 3.0$, $M_{C+O} = 0.47$
Le20b.hybrid.5.0.0.48	8	Deflagração 2D de WD híbridas (núcleo de C+O c/ camadas de O+Ne+Mg), $\rho_{c,9} = 5.0$, $M_{C+O} = 0.48$
Le20b.hybrid.5.5.0.48	8	Deflagração 2D de WD híbridas (núcleo de C+O c/ camadas de O+Ne+Mg), $\rho_{c,9} = 5.5$, $M_{C+O} = 0.48$
Le20b.hybrid.7.5.0.49	8	Deflagração 2D de WD híbridas (núcleo de C+O c/ camadas de O+Ne+Mg), $\rho_{c,9} = 7.5$, $M_{C+O} = 0.49$
Le20b.hybrid.9.0.0.50	8	Deflagração 2D de WD híbridas (núcleo de C+O c/ camadas de O+Ne+Mg), $\rho_{c,9} = 9.0$, $M_{C+O} = 0.5$
Ma10_ctr_DF	9	Deflagração 2D, $\rho_{c,9} = 2.9$, ignição centrada
Ma10_ctr_DD	9	Detonação Retardada 2D, $\rho_{c,9} = 2.9$, $\rho_{T,7} \leq 1.0$, ignição centrada
Ma10_off_DD	9	Detonação Retardada 2D, $\rho_{c,9} = 2.9$, $\rho_{T,7} \leq 1.0$, ignição fora do centro
Mk15_DD.1.23.0.15.CO	10	Detonação Retardada 3D de C+O WD, $M_{WD} = 1.23$, $\rho_{c,9} = 0.15$, C/O=1
Mk15_DD.1.18.0.1.ONe	10	Detonação Retardada 3D de O+Ne WD, $M_{WD} = 1.18$, $\rho_{c,9} = 0.1$
Mk15_DD.1.21.0.13.ONe	10	Detonação Retardada 3D de O+Ne WD, $M_{WD} = 1.21$, $\rho_{c,9} = 0.13$
Mk15_DD.1.23.0.15.ONe	10	Detonação Retardada 3D de O+Ne WD, $M_{WD} = 1.23$, $\rho_{c,9} = 0.15$
Mk15_DD.1.24.0.17.ONe	10	Detonação Retardada 3D de O+Ne WD, $M_{WD} = 1.24$, $\rho_{c,9} = 0.17$
Mk15_DD.1.25.0.2.ONe	10	Detonação Retardada 3D de O+Ne WD, $M_{WD} = 1.25$, $\rho_{c,9} = 0.2$
Oh14_DD_50	11	Se13_100_2.9, WD homogênea com 50% de fração de massa de carbono
Oh14_DD_20	11	Se13_100_2.9, WD de núcleo empobrecido de carbono com 20% de fração de massa de carbono
Oh14_DD_32	11	Se13_100_2.9, WD de núcleo empobrecido de carbono com 32% de fração de massa de carbono
Oh14_DD_40	11	Se13_100_2.9, WD de núcleo empobrecido de carbono com 40% de fração de massa de carbono
Pr10.0.9.0.9	12	Fusão violenta 3D de WDS; $(M_{1,WD}, M_{2,WD}) = (0.9, 0.9)$
Pr12.1.1.0.9	13	Fusão violenta 3D de WDS; $(M_{1,WD}, M_{2,WD}) = (1.1, 0.9)$
Pa16.1A	14	Colisão 3D de WDS, $(M_{1,WD}, M_{2,WD}) = (0.6, 0.6)$, $\rho_{c,9} = 3.4 \times 10^{-3}$
Pa16.1C_He	14	Colisão 3D de WDS, $(M_{1,WD}, M_{2,WD}) = (0.6, 0.6)$, $\rho_{c,9} = 3.4 \times 10^{-3}$,

Table 2.2: *continua*

Table 2.2: (continuação)

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
		ambas $c/ M_{\text{He}} = 0.01$
Se13.1.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 1 ponto de ignição descentralizado
Se13.3.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 3 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.5.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 5 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.10.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 10 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.20.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 20 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.40.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 40 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.100.5.5	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 5.5$, 100 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.100.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 100 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.100.1.0	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 1.0$, 100 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.150.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 150 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.200.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 200 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.300.2.9_c	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 300 pontos de ignição centrados compactos, simetria esférica
Se13.1600.2.9	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 1600 pontos de ignição próximos ao centro
Se13.1600.2.9_c	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 1600 pontos de ignição centrados compactos, simetria esférica
Se13.100.2.9_Z5E-1	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 100 pontos de ignição próximos ao centro, $Z_{\text{init}} = 0.5$
Se13.100.2.9_Z1E-1	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 100 pontos de ignição próximos ao centro, $Z_{\text{init}} = 0.1$
Se13.100.2.9_Z1E-2	15	Detonação Retardada 3D, $\rho_{c,9} = 2.9$, 100 pontos de ignição próximos ao centro, $Z_{\text{init}} = 0.01$
Se16_GCD	16	3D Gravitationally confined detonation, $\rho_{c,9} = 2.9$, one off-centre ignition spot with distance from the center of the ignition kernel to the center of WD of 200km
Sh18.0.8.30/70_5E-3.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{\text{WD}} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{\text{init}} = 0.005$, $f_{12\text{C}+16\text{O}} = 0.1$
Sh18.0.8.30/70_5E-3.1	17	1D DDDDDD, $M_{\text{WD}} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{\text{init}} = 0.005$, $f_{12\text{C}+16\text{O}} = 1.0$
Sh18.0.8.30/70_1E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{\text{WD}} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{\text{init}} = 0.01$, $f_{12\text{C}+16\text{O}} = 0.1$
Sh18.0.8.30/70_1E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{\text{WD}} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{\text{init}} = 0.01$, $f_{12\text{C}+16\text{O}} = 1.0$
Sh18.0.8.30/70_0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{\text{WD}} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{\text{init}} = 0.00$, $f_{12\text{C}+16\text{O}} = 0.1$

Table 2.2: *continua*

Table 2.2: (continuação)

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
Sh18.0.8_30/70_2E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.8_30/70_2E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.8_30/70_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.8_50/50_5E-3_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.8_50/50_5E-3_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.8_50/50_1E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.8_50/50_1E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.8_50/50_0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.8_50/50_2E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.8_50/50_2E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.8_50/50_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.8$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_30/70_5E-3_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_30/70_5E-3_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_30/70_1E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_30/70_1E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_30/70_0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_30/70_2E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_30/70_2E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_30/70_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_50/50_5E-3_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_50/50_5E-3_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_50/50_1E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_50/50_1E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_50/50_0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_50/50_2E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.85_50/50_2E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.85_50/50_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.85$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_30/70_5E-3_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_30/70_5E-3_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_30/70_1E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_30/70_1E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_30/70_0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_30/70_2E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_30/70_2E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_30/70_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=30/70$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_50/50_5E-3_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_50/50_5E-3_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_50/50_1E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_50/50_1E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_50/50_0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_50/50_2E-2_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.0.9_50/50_2E-2_1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.0.9_50/50_0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 0.90$, $C/O=50/50$, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$

Table 2.2: *continua*

Table 2.2: (continuação)

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
Sh18.1.0.30/70.5E-3.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.30/70.5E-3.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.0.30/70.1E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.30/70.1E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.0.30/70.0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.30/70.2E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.0.30/70.2E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.30/70.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.0.50/50.5E-3.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.50/50.5E-3.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.0.50/50.1E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.50/50.1E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.0.50/50.0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.50/50.2E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.0.50/50.2E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.0.50/50.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.0$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.30/70.5E-3.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.30/70.5E-3.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.30/70.1E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.30/70.1E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.30/70.0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.30/70.2E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.30/70.2E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.30/70.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=30/70, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.50/50.5E-3.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.50/50.5E-3.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.005$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.50/50.1E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.50/50.1E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.01$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.50/50.0.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.50/50.2E-2.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Sh18.1.1.50/50.2E-2.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.02$, $f_{12C+16O} = 0.1$
Sh18.1.1.50/50.0.1	17	1D DDDDDD, $M_{WD} = 1.10$, C/O=50/50, $Z_{init} = 0.00$, $f_{12C+16O} = 1.0$
Si10_Det.0.81.1.0	18	Detonação 1D de sub- M_{Ch} C+O WD, $M_{WD} = 0.81$, $\rho_{c,7} = 1.0$, C/O/Ne=50/50/0
Si10_Det.0.88.1.45	18	Detonação 1D de sub- M_{Ch} C+O WD, $M_{WD} = 0.88$, $\rho_{c,7} = 1.45$, C/O/Ne=50/50/0
Si10_Det.0.97.2.4	18	Detonação 1D de sub- M_{Ch} C+O WD, $M_{WD} = 0.97$, $\rho_{c,7} = 2.4$, C/O/Ne=50/50/0
Si10_Det.1.06.4.15	18	Detonação 1D de sub- M_{Ch} C+O WD, $M_{WD} = 1.06$, $\rho_{c,7} = 4.15$, C/O/Ne=50/50/0
Si10_Det.1.06.4.15_Ne	18	Detonação 1D de sub- M_{Ch} C+O WD, $M_{WD} = 1.06$, $\rho_{c,7} = 4.15$, C/O/Ne=42.5/50/7.5
Si10_Det.1.15.7.9	18	Detonação 1D de sub- M_{Ch} C+O WD, $M_{WD} = 1.15$, $\rho_{c,7} = 7.9$,

Table 2.2: *continua*

Table 2.2: (continuação)

Nome do Modelo	Ref.	Propriedades Básicas
		C/O/Ne=50/50/0
Si12_DDdet_0.66_0.38_CS	19	Detonação dupla 2D de choque convergente (baixa massa), $M_{\text{WD}} = 0.66$, $\rho_{c,7} = 3.81 \times 10^{-1}$
Si12_DDdet_0.79_0.85_CS	19	Detonação dupla 2D de choque convergente (padrão), $M_{\text{WD}} = 0.79$, $\rho_{c,7} = 8.5 \times 10^{-1}$
Si12_DDdet_0.66_0.38_EL	19	Detonação dupla 2D com ignição na borda da WD (baixa massa), $M_{\text{WD}} = 0.66$, $\rho_{c,7} = 3.81 \times 10^{-1}$
Si12_DDdet_0.79_0.85_EL	19	Detonação dupla 2D com ignição na borda da WD (padrão), $M_{\text{WD}} = 0.79$, $\rho_{c,7} = 8.5 \times 10^{-1}$
Si12_DDdet_0.66_0.38_He	19	Detonação 2D apenas com He (baixa massa), $M_{\text{WD}} = 0.66$, $\rho_{c,7} = 3.81 \times 10^{-1}$
Si12_DDdet_0.79_0.85_He	19	Detonação 2D apenas com He (padrão), $M_{\text{WD}} = 0.79$, $\rho_{c,7} = 8.5 \times 10^{-1}$
Tr04_2D_512	20	2D ignição central, tamanho da grade=512 ² , $\rho_{c,9} = 2.9$
Tr04_3D_256	20	3D ignição central, tamanho da grade=256 ³ , $\rho_{c,9} = 2.9$
Tr04_3D_256_T ^a	20	3D ignição central, tamanho da grade=256 ³ , $\rho_{c,9} = 2.9$
Tr04_3D_5_256 ^a	20	3D pontos de ignição múltiplos, 5 bolhas, tamanho da grade=256 ³ , $\rho_{c,9} = 2.9$
Tr04_3D_30_768 ^a	20	3D pontos de ignição múltiplos, 30 bolhas, tamanho da grade=768 ³ , $\rho_{c,9} = 2.9$

Note. — A densidade central da anã branca ($\rho_{c,7}$ e $\rho_{c,9}$) é dada em unidades de 10^7 e 10^9g cm^{-3} , respectivamente. A densidade da transição deflagração-detonação ($\rho_{T,7}$) é dada em unidades de 10^7g cm^{-3} . A fração de massa da razão carbono/oxigênio (C/O) da anã branca e a taxa de reação $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ($f_{12\text{C}+16\text{O}}$) são adimensionais. A massa inicial da anã branca (M_{WD}), as massas do núcleo de CO ($M_{\text{C}+\text{O}}$) e do envelope de He (M_{He}), e as massas iniciais das anãs brancas primárias e secundárias em colisões e fusões ($M_{1,\text{WD}}$ e $M_{2,\text{WD}}$, respectivamente) são dadas em unidades de M_{\odot} . A composição da fração de massa inicial da anã branca (C/O/Ne) é dada pela fração de massa de $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}/^{22}\text{Ne}$. A metalicidade inicial do progenitor é denotada por Z_{init} , enquanto em negrito (\mathbf{Z}_{init}) é dada em unidades de metalicidade solar, Z_{odot} ; cada modelo SNcc pode assumir diferentes tabelas de valores solares para definir sua composição de metalicidade inicial (ver referências para detalhes). Denotamos DDDDDD para os modelos de Detonação Dupla Degenerada Dinâmica, do inglês (*Dynamically-Driven Double-Degenerate Double-Detonation*) de Shen et al. (2018). ^aSomente aquelas partículas traçadoras que atingem as condições NSE a partir de 90% da temperatura de pico ($\sim 8.5 \times 10^9$ K) são consideradas nos cálculos de nucleossíntese.

Referências: (1) Fink et al. (2014); (2) Iwamoto et al. (1999); (3) Kromer et al. (2013b); (4) Kromer et al. (2015); (5) Kromer et al. (2016); (6) Leung & Nomoto (2018); (7) Leung & Nomoto (2020a); (8) Leung & Nomoto (2020b); (9) Maeda et al. (2010); (10) Marquardt et al. (2015); (11) Ohlmann et al. (2014); (12) Pakmor et al. (2010); (13) Pakmor et al. (2012); (14) Papish & Perets (2016) (15) Seitenzahl et al. (2013); (16) Seitenzahl et al. (2016); (17) Shen et al. (2018); (18) Sim et al. (2010); (19) Sim et al. (2012); (20) Travaglio et al. (2004).

Apêndice C

A avaliação completa dos pares SN de modelos

Aqui, apresentamos o resultado completo obtido neste trabalho e parcialmente mostrado na Figura 3.10. Representa o número de vezes que um par de modelos SNIa+SNcc foi rejeitado no nível de significância de 95% pelo teste KS usando as regiões interna e externa. Um determinado par de modelos SN pode ser rejeitado no máximo 8 vezes devido às 8 razões de abundância consideradas neste trabalho (ver Figura 3.4). Os quadrados vermelhos representam os pares de modelos SN mais rejeitados neste trabalho. As figuras C.1, C.2 e C.3 juntamente com a Figura 3.10 são os mapas totalmente rejeitados dos 7192 pares SN testados pelas oito razões de abundância.

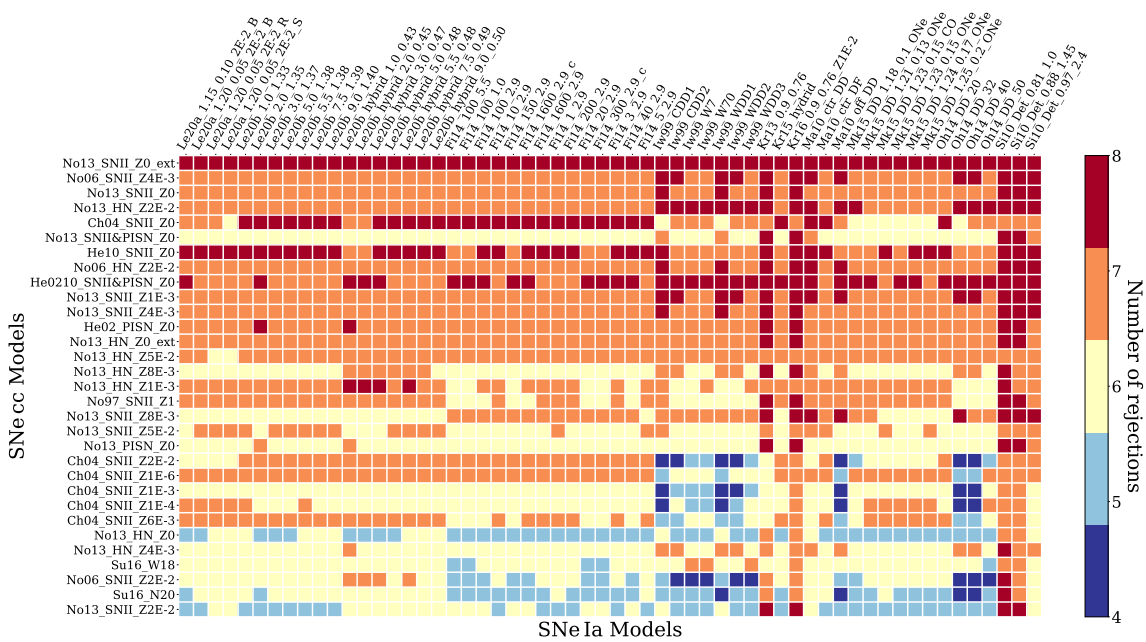


Figura C.1 Continuação da Figura 3.10.

Referências Bibliográficas

- Aguerri, J. A. L., Longobardi, A., Zarattini, S., et al. 2018, *Astron. Astrophys.*, 609, A48, doi: [10.1051/0004-6361/201731711](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731711)
- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53, 197, doi: [10.1016/0016-7037\(89\)90286-X](https://doi.org/10.1016/0016-7037(89)90286-X)
- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
- Arnett, W. D. 1969, *Astrophysics and Space Science*, 5, 180, doi: [10.1007/BF00650291](https://doi.org/10.1007/BF00650291)
- Baade, W., & Zwicky, F. 1934, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 20, 254
- Balucinska-Church, M., & McCammon, D. 1992, *Astrophys. J.*, 400, 699, doi: [10.1086/172032](https://doi.org/10.1086/172032)
- Baron, E., Cooperstein, J., & Kahana, S. 1985, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 126, doi: [10.1103/PhysRevLett.55.126](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.126)
- Batalha, R. M., Dupke, R. A., & Jiménez-Teja, Y. 2022, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 262, 27, doi: [10.3847/1538-4365/ac7de1](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ac7de1)
- Baumgartner, V., & Breitschwerdt, D. 2009, *Astronomische Nachrichten*, 330, 898, doi: [10.1002/asna.200911258](https://doi.org/10.1002/asna.200911258)
- Bethe, H. A., & Wilson, J. R. 1985, *Astrophys. J.*, 295, 14, doi: [10.1086/163343](https://doi.org/10.1086/163343)
- Biffi, V., Mernier, F., & Medvedev, P. 2018, *Space Sci. Rev.*, 214, 123, doi: [10.1007/s11214-018-0557-7](https://doi.org/10.1007/s11214-018-0557-7)
- Biffi, V., Planelles, S., Borgani, S., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468, 531, doi: [10.1093/mnras/stx444](https://doi.org/10.1093/mnras/stx444)

- Blondin, S., Dessart, L., Hillier, D. J., & Khokhlov, A. M. 2013, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 429, 2127, doi: [10.1093/mnras/sts484](https://doi.org/10.1093/mnras/sts484)
- Boehringer, H., & Hensler, G. 1989, *Astron. Astrophys.*, 215, 147
- Böhringer, H., Matsushita, K., Churazov, E., Finoguenov, A., & Ikebe, Y. 2004, *Astron. Astrophys.*, 416, L21, doi: [10.1051/0004-6361:20040047](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040047)
- Böhringer, H., & Werner, N. 2010, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 18, 127, doi: [10.1007/s00159-009-0023-3](https://doi.org/10.1007/s00159-009-0023-3)
- Branch, D., & Wheeler, J. C. 2017, *Supernova Explosions* (Springer-Verlag GmbH Germany), doi: [10.1007/978-3-662-55054-0](https://doi.org/10.1007/978-3-662-55054-0)
- Bravo, E., García-Senz, D., Cabezón, R. M., & Domínguez, I. 2009, *The Astrophysical Journal*, 695, 1257, doi: [10.1088/0004-637x/695/2/1257](https://doi.org/10.1088/0004-637x/695/2/1257)
- Buote, D. A. 2000, *Astrophys. J.*, 539, 172, doi: [10.1086/309224](https://doi.org/10.1086/309224)
- Buote, D. A., & Fabian, A. C. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 296, 977, doi: [10.1046/j.1365-8711.1998.01478.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01478.x)
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., & Hoyle, F. 1957, *Reviews of Modern Physics*, 29, 547, doi: [10.1103/RevModPhys.29.547](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.547)
- Burrows, A. 2013, *Rev. Mod. Phys.*, 85, 245, doi: [10.1103/RevModPhys.85.245](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.245)
- Cameron, A. G. W. 1957, *Astronom. J.*, 62, 9, doi: [10.1086/107435](https://doi.org/10.1086/107435)
- Cavagnolo, K. W., Donahue, M., Voit, G. M., & Sun, M. 2009, *Astrophys. J. Supp. Series*, 182, 12, doi: [10.1088/0067-0049/182/1/12](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/12)
- Chieffi, A., & Limongi, M. 2004, *Astrophys. J.*, 608, 405, doi: [10.1086/392523](https://doi.org/10.1086/392523)
- Churazov, E., Brüggén, M., Kaiser, C. R., Böhringer, H., & Forman, W. 2001, *Astrophys. J.*, 554, 261, doi: [10.1086/321357](https://doi.org/10.1086/321357)
- Coc, A., & Vangioni, E. 2017, *International Journal of Modern Physics E*, 26, 1741002, doi: [10.1142/S0218301317410026](https://doi.org/10.1142/S0218301317410026)
- Colgate, S. A., & Johnson, M. H. 1960, *Phys. Rev. Lett.*, 5, 235, doi: [10.1103/PhysRevLett.5.235](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.5.235)
- Colgate, S. A., & White, R. H. 1966, *Astrophys. J.*, 143, 626, doi: [10.1086/148549](https://doi.org/10.1086/148549)
- Corsini, E. M., Morelli, L., Zarattini, S., et al. 2018, *Astron. Astrophys.*, 618, A172, doi: [10.1051/0004-6361/201832625](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832625)

- Couch, S. M. 2017, *Phil. Trans. R. Soc. A*, 375, 20160271
- Crispino, L. C. B., & Kennefick, D. J. 2019, *Nature Physics*, 15, 416, doi: [10.1038/s41567-019-0519-3](https://doi.org/10.1038/s41567-019-0519-3)
- Cucchetti, E., Pointecouteau, E., Peille, P., et al. 2018, *Astron. Astrophys.*, 620, A173, doi: [10.1051/0004-6361/201833927](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833927)
- Dariusz, A., Khosroshahi, H. G., Ponman, T. J., et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 382, 433, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12385.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12385.x)
- De Grandi, S., Ettori, S., Longhetti, M., & Molendi, S. 2004, *Astron. Astrophys.*, 419, 7, doi: [10.1051/0004-6361:20034228](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034228)
- De Grandi, S., & Molendi, S. 2001, *Astrophys. J.*, 551, 153, doi: [10.1086/320098](https://doi.org/10.1086/320098)
- De Luca, A., & Molendi, S. 2004, *Astron. Astrophys.*, 419, 837, doi: [10.1051/0004-6361:20034421](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034421)
- De Luca, A., & Molendi, S. 2004, 419, 837, doi: [10.1051/0004-6361:20034421](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034421)
- de Oliveira, N. O. L., Jiménez-Teja, Y., & Dupke, R. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, doi: [10.1093/mnras/stac407](https://doi.org/10.1093/mnras/stac407)
- de Plaa, J., Werner, N., Bleeker, J. A. M., et al. 2007, *Astron. Astrophys.*, 465, 345, doi: [10.1051/0004-6361:20066382](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066382)
- de Plaa, J., Werner, N., Bykov, A. M., et al. 2006, *Astron. Astrophys.*, 452, 397, doi: [10.1051/0004-6361:20053864](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053864)
- Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., & Wilkinson, D. T. 1965, *Astrophys. J.*, 142, 414, doi: [10.1086/148306](https://doi.org/10.1086/148306)
- Dupke, R., White, Raymond E., I., & Bregman, J. N. 2007a, *Astrophys. J.*, 671, 181, doi: [10.1086/522194](https://doi.org/10.1086/522194)
- Dupke, R. A., Mirabal, N., Bregman, J. N., & Evrard, A. E. 2007b, *Astrophys. J.*, 668, 781, doi: [10.1086/520708](https://doi.org/10.1086/520708)
- Dupke, R. A., & White, Raymond E., I. 2000, *Astrophys. J.*, 528, 139, doi: [10.1086/308181](https://doi.org/10.1086/308181)
- Dupke, R. A., Jimenez-Teja, Y., Su, Y., et al. 2022, *Astrophys. J.*, 936, 59, doi: [10.3847/1538-4357/ac7f3f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7f3f)

- Eckert, D., Molendi, S., & Paltani, S. 2011, *Astron. Astrophys.*, 526, A79, doi: [10.1051/0004-6361/201015856](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015856)
- Einstein, A. 1915, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, 1915, 844
- Erdim, M. K., Ezer, C., Ünver, O., Hazar, F., & Hudaverdi, M. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508, 3337, doi: [10.1093/mnras/stab2730](https://doi.org/10.1093/mnras/stab2730)
- Ezer, C., Bulbul, E., Nihal Ercan, E., et al. 2017, *Astrophys. J.*, 836, 110, doi: [10.3847/1538-4357/836/1/110](https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/110)
- Fields, C. E., Timmes, F. X., Farmer, R., et al. 2018, *Astrophys. J. Supp. Series*, 234, 19, doi: [10.3847/1538-4365/aaa29b](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aaa29b)
- Fink, M., Kromer, M., Seitenzahl, I. R., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 438, 1762, doi: [10.1093/mnras/stt2315](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2315)
- Finoguenov, A., David, L. P., & Ponman, T. J. 2000, *Astrophys. J.*, 544, 188, doi: [10.1086/317173](https://doi.org/10.1086/317173)
- Finoguenov, A., & Ponman, T. J. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 305, 325, doi: [10.1046/j.1365-8711.1999.02403.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02403.x)
- Gal-Yam, A., Mazzali, P., Ofek, E. O., et al. 2009, *Nature*, 462, 624, doi: [10.1038/nature08579](https://doi.org/10.1038/nature08579)
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670, doi: [10.1038/27150](https://doi.org/10.1038/27150)
- Gastaldello, F., Simionescu, A., Mernier, F., et al. 2021, *Universe*, 7, 208, doi: [10.3390/universe7070208](https://doi.org/10.3390/universe7070208)
- Gibson, B. K., & Woolaston, E. J. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 147, *Abundance Profiles: Diagnostic Tools for Galaxy History*, ed. D. Friedli, M. Edmunds, C. Robert, & L. Drissen, 308. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802172>
- Gunn, J. E., & Gott, III, J. R. 1972, *The Astrophysical Journal*, 176, 1, doi: [10.1086/151605](https://doi.org/10.1086/151605)
- Guo, F., & Mathews, W. G. 2010, *Astrophys. J.*, 717, 937, doi: [10.1088/0004-637X/717/2/937](https://doi.org/10.1088/0004-637X/717/2/937)

- Hansen, C. J., & Wheeler, J. C. 1969, *Astrophysics and Space Science*, 3, 464, doi: [10.1007/BF00653366](https://doi.org/10.1007/BF00653366)
- HEASARC, N. W. 2020, <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/uhuru/uhuru.html>
- Heath, D., Krause, M., & Alexander, P. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 374, 787, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.11191.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11191.x)
- Heckman, T. M., Armus, L., & Miley, G. K. 1990, *Astrophys. J. Supp. Series*, 74, 833, doi: [10.1086/191522](https://doi.org/10.1086/191522)
- Heger, A., & Woosley, S. E. 2002, *Astrophys. J.*, 567, 532, doi: [10.1086/338487](https://doi.org/10.1086/338487)
- . 2010, *Astrophys. J.*, 724, 341, doi: [10.1088/0004-637X/724/1/341](https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/1/341)
- HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 594, A116, doi: [10.1051/0004-6361/201629178](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629178)
- Hillebrandt, W., & Niemeyer, J. C. 2000, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 38, 191, doi: [10.1146/annurev.astro.38.1.191](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.38.1.191)
- Hillman, Y., Prialnik, D., Kovetz, A., & Shara, M. M. 2016, *The Astrophysical Journal*, 819, 168, doi: [10.3847/0004-637x/819/2/168](https://doi.org/10.3847/0004-637x/819/2/168)
- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2017, *Nature*, 551, 478, doi: [10.1038/nature24301](https://doi.org/10.1038/nature24301)
- Hoyle, F. 1946, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 106, 343, doi: [10.1093/mnras/106.5.343](https://doi.org/10.1093/mnras/106.5.343)
- Hoyle, F., & Fowler, W. A. 1960, *Astrophys. J.*, 132, 565, doi: [10.1086/146963](https://doi.org/10.1086/146963)
- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168, doi: [10.1073/pnas.15.3.168](https://doi.org/10.1073/pnas.15.3.168)
- Iben, I., J., & Tutukov, A. V. 1984, *Astrophys. J. Supp. Series*, 54, 335, doi: [10.1086/190932](https://doi.org/10.1086/190932)
- Irwin, J. A., Dupke, R., Carrasco, E. R., et al. 2015, *Astrophys. J.*, 806, 268, doi: [10.1088/0004-637X/806/2/268](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/2/268)
- Ivezić, Ž., Connelly, A. J., VanderPlas, J. T., & Gray, A. 2014, *Statistics, Data Mining, and Machine Learning in Astronomy* (Princeton University Press)
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. 1999, *Astrophys. J. Supp. Series*, 125, 439, doi: [10.1086/313278](https://doi.org/10.1086/313278)

- Janka, H.-T. 2012, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62, 407, doi: [10.1146/annurev-nucl-102711-094901](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102711-094901)
- Janka, H. T., Langanke, K., Marek, A., Martínez-Pinedo, G., & Müller, B. 2007, *Physics Reports*, 442, 38, doi: [10.1016/j.physrep.2007.02.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.02.002)
- Janka, H. T., Melson, T., & Summa, A. 2016, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 66, 341, doi: [10.1146/annurev-nucl-102115-044747](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102115-044747)
- Jiménez-Teja, Y., & Benítez, N. 2012, *Astrophys. J.*, 745, 150, doi: [10.1088/0004-637X/745/2/150](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/2/150)
- Jiménez-Teja, Y., Vílchez, J. M., Dupke, R. A., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2109.04485. <https://arxiv.org/abs/2109.04485>
- Jiménez-Teja, Y., Dupke, R., Benítez, N., et al. 2018, *Astrophys. J.*, 857, 79, doi: [10.3847/1538-4357/aab70f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab70f)
- Jiménez-Teja, Y., Dupke, R. A., Lopes de Oliveira, R., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 622, A183, doi: [10.1051/0004-6361/201833547](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833547)
- Johnson, L. E., Irwin, J. A., White, Raymond E., I., et al. 2018, *Astrophys. J.*, 856, 131, doi: [10.3847/1538-4357/aab430](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab430)
- Jones, L. R., Ponman, T. J., Horton, A., et al. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 343, 627, doi: [10.1046/j.1365-8711.2003.06702.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06702.x)
- Jordan, G. C., I., Fisher, R. T., Townsley, D. M., et al. 2008, *Astrophys. J.*, 681, 1448, doi: [10.1086/588269](https://doi.org/10.1086/588269)
- Karakas, A. I. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 403, 1413, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.16198.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16198.x)
- Kenney, J. D. P., van Gorkom, J. H., & Vollmer, B. 2004, *Astronom. J.*, 127, 3361, doi: [10.1086/420805](https://doi.org/10.1086/420805)
- Khochfar, S., & Burkert, A. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 359, 1379, doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.08988.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.08988.x)
- Khokhlov, A. M. 1991, *Astron. Astrophys.*, 245, 114
- Khosroshahi, H. G., Ponman, T. J., & Jones, L. R. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 372, L68, doi: [10.1111/j.1745-3933.2006.00228.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2006.00228.x)

- . 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 377, 595, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11591.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11591.x)
- Khosroshahi, H. G., Raouf, M., Miraghaei, H., et al. 2017, *Astrophys. J.*, 842, 81, doi: [10.3847/1538-4357/aa7048](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7048)
- Kirkpatrick, C. C., & McNamara, B. R. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 452, 4361, doi: [10.1093/mnras/stv1574](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1574)
- Kobayashi, C., Karakas, A. I., & Umeda, H. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414, 3231, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.18621.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18621.x)
- Kolokythas, K., O’Sullivan, E., Giacintucci, S., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 496, 1471, doi: [10.1093/mnras/staa1506](https://doi.org/10.1093/mnras/staa1506)
- Kraft, R. P., Forman, W. R., Jones, C., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 727, 41, doi: [10.1088/0004-637x/727/1/41](https://doi.org/10.1088/0004-637x/727/1/41)
- Kromer, M., Fink, M., Stanishev, V., et al. 2013a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429, 2287, doi: [10.1093/mnras/sts498](https://doi.org/10.1093/mnras/sts498)
- Kromer, M., Pakmor, R., Taubenberger, S., et al. 2013b, *Astrophys. J. Lett.*, 778, L18, doi: [10.1088/2041-8205/778/1/L18](https://doi.org/10.1088/2041-8205/778/1/L18)
- Kromer, M., Ohlmann, S. T., Pakmor, R., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 3045, doi: [10.1093/mnras/stv886](https://doi.org/10.1093/mnras/stv886)
- Kromer, M., Fremling, C., Pakmor, R., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459, 4428, doi: [10.1093/mnras/stw962](https://doi.org/10.1093/mnras/stw962)
- Kuntz, K. D., & Snowden, S. L. 2008, *Astron. Astrophys.*, 478, 575, doi: [10.1051/0004-6361:20077912](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077912)
- La Barbera, F., de Carvalho, R. R., de la Rosa, I. G., et al. 2009, *The Astronomical Journal*, 137, 3942, doi: [10.1088/0004-6256/137/4/3942](https://doi.org/10.1088/0004-6256/137/4/3942)
- Larson, R. B., & Dinerstein, H. L. 1975, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 87, 911, doi: [10.1086/129870](https://doi.org/10.1086/129870)
- Leccardi, A., & Molendi, S. 2008, *Astron. Astrophys.*, 487, 461, doi: [10.1051/0004-6361:200810113](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810113)
- Leung, S.-C., & Nomoto, K. 2018, *Astrophys. J.*, 861, 143, doi: [10.3847/1538-4357/aac2df](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac2df)
- . 2020a, *Astrophys. J.*, 888, 80, doi: [10.3847/1538-4357/ab5c1f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5c1f)

- . 2020b, *Astrophys. J.*, 900, 54, doi: [10.3847/1538-4357/aba1e3](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba1e3)
- Livio, M., & Mazzali, P. 2018, *Physics Reports*, 736, 1, doi: [10.1016/j.physrep.2018.02.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.02.002)
- Lodders, K., Palme, H., & Gail, H. P. 2009, *Landolt Börstein*, 4B, 712, doi: [10.1007/978-3-540-88055-4_34](https://doi.org/10.1007/978-3-540-88055-4_34)
- Longair, M. S. 1994, *High energy astrophysics*, 2nd edn. (Cambridge [England])
- Maciel, W. J. 2004, *Revista USP*, 66, doi: [10.11606/issn.2316-9036.v0i62p66-73](https://doi.org/10.11606/issn.2316-9036.v0i62p66-73)
- Maeda, K., Röpke, F. K., Fink, M., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 712, 624, doi: [10.1088/0004-637X/712/1/624](https://doi.org/10.1088/0004-637X/712/1/624)
- Maeda, K., & Terada, Y. 2016, *International Journal of Modern Physics D*, 25, 1630024, doi: [10.1142/S021827181630024X](https://doi.org/10.1142/S021827181630024X)
- Maoz, D., Mannucci, F., & Nelemans, G. 2014, 52, 107, doi: [10.1146/annurev-astro-082812-141031](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-141031)
- Marquardt, K. S., Sim, S. A., Ruiter, A. J., et al. 2015, *Astron. Astrophys.*, 580, A118, doi: [10.1051/0004-6361/201525761](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525761)
- Martin, D., Perego, A., Arcones, A., et al. 2015, *Astrophys. J.*, 813, 2, doi: [10.1088/0004-637X/813/1/2](https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/1/2)
- McCammon, D., Almy, R., Apodaca, E., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 576, 188, doi: [10.1086/341727](https://doi.org/10.1086/341727)
- Mendes de Oliveira, C. L., Cypriano, E. S., & Sodré, Laerte, J. 2006, *Astronom. J.*, 131, 158, doi: [10.1086/498083](https://doi.org/10.1086/498083)
- Mernier, F., de Plaa, J., Lovisari, L., et al. 2015, *Astron. Astrophys.*, 575, A37, doi: [10.1051/0004-6361/201425282](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425282)
- Mernier, F., de Plaa, J., Pinto, C., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 595, A126, doi: [10.1051/0004-6361/201628765](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628765)
- Mernier, F., de Plaa, J., Kaastra, J. S., et al. 2017, *Astron. Astrophys.*, 603, A80, doi: [10.1051/0004-6361/201630075](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630075)
- Mernier, F., Cucchetti, E., Tornatore, L., et al. 2020, *Astron. Astrophys.*, 642, A90, doi: [10.1051/0004-6361/202038638](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038638)

- Miller, E. D., Rykoff, E. S., Dupke, R. A., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 747, 94, doi: [10.1088/0004-637X/747/2/94](https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/2/94)
- Miraghaei, H., Khosroshahi, H. G., Klöckner, H. R., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444, 651, doi: [10.1093/mnras/stu1323](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1323)
- Mitchell, R., Culhane, J., Davison, P., & Ives, J. 1976, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 175, 29P
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 59, S1, doi: [10.1093/pasj/59.sp1.S1](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S1)
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., & Oemler, A. 1996, *Nature*, 379, 613, doi: [10.1038/379613a0](https://doi.org/10.1038/379613a0)
- Morrison, R., & McCammon, D. 1983, *Astrophys. J.*, 270, 119, doi: [10.1086/161102](https://doi.org/10.1086/161102)
- Mulchaey, J. S., & Zabludoff, A. I. 1999, *Astrophys. J.*, 514, 133, doi: [10.1086/306952](https://doi.org/10.1086/306952)
- Mumpower, M. R., Surman, R., Fang, D. L., et al. 2015, *Phys. Rev. C*, 92, 035807, doi: [10.1103/PhysRevC.92.035807](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.035807)
- Mushotzky, R., Loewenstein, M., Arnaud, K. A., et al. 1996, *Astrophys. J.*, 466, 686, doi: [10.1086/177541](https://doi.org/10.1086/177541)
- Mushotzky, R., Aird, J., Barger, A. J., et al. 2019, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 51, 107. <https://arxiv.org/abs/1903.04083>
- Nadyozhin, D. K. 1994, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 92, 527, doi: [10.1086/192008](https://doi.org/10.1086/192008)
- Nomoto, K., & Hashimoto, M. 1988, *Physics Reports*, 163, 13, doi: [10.1016/0370-1573\(88\)90032-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(88)90032-4)
- Nomoto, K., Iwamoto, K., Nakasato, N., et al. 1997, *Nuclear Physics A*, 621, 467, doi: [10.1016/S0375-9474\(97\)00291-1](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00291-1)
- Nomoto, K., Kobayashi, C., & Tominaga, N. 2013, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51, 457, doi: [10.1146/annurev-astro-082812-140956](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-140956)
- Nomoto, K., & Kondo, Y. 1991, *The Astrophysical Journal Letters*, 367, L19, doi: [10.1086/185922](https://doi.org/10.1086/185922)

- Nomoto, K., Saio, H., Kato, M., & Hachisu, I. 2007, *The Astrophysical Journal*, 663, 1269, doi: [10.1086/518465](https://doi.org/10.1086/518465)
- Nomoto, K., Sugimoto, D., & Neo, S. 1976, *Astrophys. Space Sci.*, 39, L37, doi: [10.1007/BF00648354](https://doi.org/10.1007/BF00648354)
- Nomoto, K., Thielemann, F. K., & Yokoi, K. 1984, *Astrophys. J.*, 286, 644, doi: [10.1086/162639](https://doi.org/10.1086/162639)
- Nomoto, K., Tominaga, N., Umeda, H., Kobayashi, C., & Maeda, K. 2006, *Nuclear Physics A*, 777, 424, doi: [10.1016/j.nuclphysa.2006.05.008](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.05.008)
- Nulsen, P. E. J., David, L. P., McNamara, B. R., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 568, 163, doi: [10.1086/338494](https://doi.org/10.1086/338494)
- Ohlmann, S. T., Kromer, M., Fink, M., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 572, A57, doi: [10.1051/0004-6361/201423924](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423924)
- Oliveira Filho, K. d. S., & Saraiva, M. d. F. O. 2013, *Astronomia e Astrofísica*, 3rd edn. (São Paulo : Livraria da Física)
- Omar, A. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, L141, doi: [10.1093/mnrasl/slz020](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slz020)
- Pakmor, R., Kromer, M., Röpke, F. K., et al. 2010, *Nature*, 463, 61, doi: [10.1038/nature08642](https://doi.org/10.1038/nature08642)
- Pakmor, R., Kromer, M., Taubenberger, S., et al. 2012, *Astrophys. J. Lett.*, 747, L10, doi: [10.1088/2041-8205/747/1/L10](https://doi.org/10.1088/2041-8205/747/1/L10)
- Papish, O., & Perets, H. B. 2016, *Astrophys. J.*, 822, 19, doi: [10.3847/0004-637X/822/1/19](https://doi.org/10.3847/0004-637X/822/1/19)
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W. 1965, *Astrophys. J.*, 142, 419, doi: [10.1086/148307](https://doi.org/10.1086/148307)
- Perego, A., Rosswog, S., Cabezón, R. M., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443, 3134, doi: [10.1093/mnras/stu1352](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1352)
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *The Astrophysical Journal*, 517, 565
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 594, A13, doi: [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830)

- Plewa, T., Calder, A. C., & Lamb, D. Q. 2004, *Astrophys. J. Lett.*, 612, L37, doi: [10.1086/424036](https://doi.org/10.1086/424036)
- Pointecouteau, E., Reiprich, T. H., Adami, C., et al. 2013, arXiv e-prints, arXiv:1306.2319. <https://arxiv.org/abs/1306.2319>
- Ponman, T. J., Allan, D. J., Jones, L. R., et al. 1994, *Nature*, 369, 462, doi: [10.1038/369462a0](https://doi.org/10.1038/369462a0)
- Pratt, G. W., & Arnaud, M. 2005, *Astron. Astrophys.*, 429, 791, doi: [10.1051/0004-6361:20041479](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041479)
- Rasia, E., Mazzotta, P., Bourdin, H., et al. 2008, *Astrophys. J.*, 674, 728, doi: [10.1086/524345](https://doi.org/10.1086/524345)
- Rasmussen, J., & Ponman, T. J. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380, 1554, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12191.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12191.x)
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *Astronom. J.*, 116, 1009, doi: [10.1086/300499](https://doi.org/10.1086/300499)
- Rudick, C. S., Mihos, J. C., & McBride, C. K. 2011, *Astrophys. J.*, 732, 48, doi: [10.1088/0004-637X/732/1/48](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/1/48)
- Salpeter, E. E. 1955, *Astrophys. J.*, 121, 161, doi: [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971)
- Sanders, J. S., Fabian, A. C., Taylor, G. B., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457, 82, doi: [10.1093/mnras/stv2972](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2972)
- Schindler, S., Kapferer, W., Domainko, W., et al. 2005, *Astron. Astrophys.*, 435, L25, doi: [10.1051/0004-6361:200500107](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200500107)
- Seitenzahl, I. R., & Townsley, D. M. 2017, *Nucleosynthesis in Thermonuclear Supernovae*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin, 1955, doi: [10.1007/978-3-319-21846-5_87](https://doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_87)
- Seitenzahl, I. R., Ciaraldi-Schoolmann, F., Röpke, F. K., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429, 1156, doi: [10.1093/mnras/sts402](https://doi.org/10.1093/mnras/sts402)
- Seitenzahl, I. R., Kromer, M., Ohlmann, S. T., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 592, A57, doi: [10.1051/0004-6361/201527251](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527251)
- Serlemitsos, P. J., Smith, B. W., Boldt, E. A., Holt, S. S., & Swank, J. H. 1977, *Astrophys. J. Lett.*, 211, L63, doi: [10.1086/182342](https://doi.org/10.1086/182342)

- Shen, K. J., Kasen, D., Miles, B. J., & Townsley, D. M. 2018, *Astrophys. J.*, 854, 52, doi: [10.3847/1538-4357/aaa8de](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa8de)
- Sim, S. A., Fink, M., Kromer, M., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420, 3003, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.20162.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20162.x)
- Sim, S. A., Röpke, F. K., Hillebrandt, W., et al. 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 714, L52, doi: [10.1088/2041-8205/714/1/L52](https://doi.org/10.1088/2041-8205/714/1/L52)
- Simionescu, A., Werner, N., Böhringer, H., et al. 2009, *Astron. Astrophys.*, 493, 409, doi: [10.1051/0004-6361:200810225](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810225)
- Simionescu, A., Nakashima, S., Yamaguchi, H., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 1701, doi: [10.1093/mnras/sty3220](https://doi.org/10.1093/mnras/sty3220)
- Smartt, S. J. 2009, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 47, 63, doi: [10.1146/annurev-astro-082708-101737](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101737)
- Snowden, S., & Kuntz, K. 2014
- Strom, S. E., & Strom, K. M. 1978, *Astrophys. J. Lett.*, 225, L93, doi: [10.1086/182801](https://doi.org/10.1086/182801)
- Su, Y., Nulsen, P. E. J., Kraft, R. P., et al. 2017, *Astrophys. J.*, 851, 69, doi: [10.3847/1538-4357/aa989e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa989e)
- Su, Y., Kraft, R. P., Nulsen, P. E. J., et al. 2019, *Astronom. J.*, 158, 6, doi: [10.3847/1538-3881/ab1d51](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab1d51)
- Sukhbold, T., Ertl, T., Woosley, S. E., Brown, J. M., & Janka, H. T. 2016, *Astrophys. J.*, 821, 38, doi: [10.3847/0004-637X/821/1/38](https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/38)
- Sun, M., Donahue, M., Roediger, E., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 708, 946, doi: [10.1088/0004-637X/708/2/946](https://doi.org/10.1088/0004-637X/708/2/946)
- Tamura, T., Maeda, Y., Mitsuda, K., et al. 2009, *Astrophys. J. Lett.*, 705, L62, doi: [10.1088/0004-637X/705/1/L62](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/1/L62)
- Thielemann, F.-K., Brachwitz, F., Höflich, P., Martinez-Pinedo, G., & Nomoto, K. 2004, *New Astronomy Reviews*, 48, 605
- Thielemann, F.-K., Isern, J., Perego, A., & von Ballmoos, P. 2018, *Space Sci. Rev.*, 214, 62, doi: [10.1007/s11214-018-0494-5](https://doi.org/10.1007/s11214-018-0494-5)
- Thölken, S., Lovisari, L., Reiprich, T. H., & Hasenbusch, J. 2016, *Astron. Astrophys.*, 592, A37, doi: [10.1051/0004-6361/201527608](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527608)

- Travaglio, C., Hillebrandt, W., Reinecke, M., & Thielemann, F. K. 2004, *Astron. Astrophys.*, 425, 1029, doi: [10.1051/0004-6361:20041108](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041108)
- Ulmer, M. P., Cruddace, R. G., Fenimore, E. E., Fritz, G. G., & Snyder, W. A. 1987, *Astrophys. J.*, 319, 118, doi: [10.1086/165437](https://doi.org/10.1086/165437)
- Utrobin, V. P., Wongwathanarat, A., Janka, H. T., & Müller, E. 2015, *Astron. Astrophys.*, 581, A40, doi: [10.1051/0004-6361/201425513](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425513)
- Vikhlinin, A., McNamara, B. R., Hornstrup, A., et al. 1999, *Astrophys. J. Lett.*, 520, L1, doi: [10.1086/312134](https://doi.org/10.1086/312134)
- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., et al. 2020, *Nature Methods*, 17, 261, doi: [10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2)
- Wanajo, S., Nomoto, K., Janka, H. T., Kitaura, F. S., & Müller, B. 2009, *Astrophys. J.*, 695, 208, doi: [10.1088/0004-637X/695/1/208](https://doi.org/10.1088/0004-637X/695/1/208)
- Webbink, R. F. 1984, *Astrophys. J.*, 277, 355, doi: [10.1086/161701](https://doi.org/10.1086/161701)
- Wechsler, R. H., Bullock, J. S., Primack, J. R., Kravtsov, A. V., & Dekel, A. 2002, *Astrophys. J.*, 568, 52, doi: [10.1086/338765](https://doi.org/10.1086/338765)
- Whelan, J., & Iben Jr, I. 1973, *The Astrophysical Journal*, 186, 1007, doi: [10.1086/152565](https://doi.org/10.1086/152565)
- Wosley, S., & Janka, T. 2005, *Nature Phys.*, 1, 147, doi: [10.1038/nphys172](https://doi.org/10.1038/nphys172)
- Wosley, S. E., Blinnikov, S., & Heger, A. 2007, *Nature*, 450, 390, doi: [10.1038/nature06333](https://doi.org/10.1038/nature06333)
- Wosley, S. E., Eastman, R. G., & Schmidt, B. P. 1999, *Astrophys. J.*, 516, 788, doi: [10.1086/307131](https://doi.org/10.1086/307131)
- XMM-Newton Users Handbook, X.-N. U. H. Issue 2.20, 2022. https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/XMM_UHB.html
- XRISM Science Team. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2003.04962. <https://arxiv.org/abs/2003.04962>
- Yan, M., Sadeghpour, H. R., & Dalgarno, A. 1998, *Astrophys. J.*, 496, 1044, doi: [10.1086/305420](https://doi.org/10.1086/305420)
- Yoo, J., Ko, J., Kim, J.-W., & Kim, H. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508, 2634, doi: [10.1093/mnras/stab2707](https://doi.org/10.1093/mnras/stab2707)

Zabludoff, A. I., & Mulchaey, J. S. 1998, *Astrophys. J.*, 496, 39, doi: [10.1086/305355](https://doi.org/10.1086/305355)