creative commons

COMMONS DEED

저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:

저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.

변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 이용허락규약(Legal Code)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

Disclaimer

dCollection

이학석사 학위논문

Evolutionary Models for Helium Giant Stars as Type Ibn Supernova Progenitors

Ibn형 초신성의 모체성으로서 헬륨 거성의 진화 모델

2019 년 2 월

서울대학교 대학원

물리 • 천문학부 천문학 전공

김 지 훈

Evolutionary Models for Helium Giant Stars as Type Ibn Supernova Progenitors

Ibn형 초신성의 모체성으로서 헬륨 거성의 항성 진화 모델

지도교수 윤 성 철

이 논문을 이학석사 학위논문으로 제출함

2018 년 12 월

서울대학교 대학원

물리 • 천문학부 천문학 전공

김 지 훈

김 지 훈의 이학석사 학위논문을 인준함

2019 년 1 월

위 원 장 _____ 구 본 철 _____ (인)

부위원장 _____ 윤 성 철 _____ (인)

위 원 _____ 박 용 선 _____ (인)

Evolutionary Models for Helium Giant Stars as Type Ibn Supernova Progenitors

by

Kim Ji Hoon

(jihoon@astro.snu.ac.kr)

A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of

Master of Science

in
Astronomy

in
Astronomy Program
Department of Physics and Astronomy
Seoul National University

Committee:

Professor Bon-Chul Koo

Professor Sung-Chul Yoon

Professor Yong-Sun Park

국문초록

수소선 스펙트럼이 보이지 않는 I형 초신성 중에서 헬륨의 흡수선이 강하게 나타나는 초신성을 Ib형 이라고 한다. Ib형 초신성 중에서 헬륨 방출선이 보이는 것들이 있는데, 이를 Ibn형 초신성이라고 부른다. 이 초신성의 모체성의 주변에는 폭발하기 직전에 방출된 $0.01M_{\odot}$정도의 헬륨이 풍부한 물질이 있었을 것으로 생각된다. 본 연구에서는 Ibn형 초신성의 모체성의 후보로 표면에서 질량 손실이 상대적으로 쉽게 발생할 수 있는 헬륨 거성을 제안하고 쌍성계에서 헬륨 거성이 생성될 수 있는 가능성을 살펴보았다. 이를 위해 일차원 항성 진화 코드인 MESA를 이용하여 쌍성계 계산을 하였다. 주성의 초기 질량은 $11\sim20M_{\odot}$까지, 초기 질량비는 0.5~0.995, 초기 주기는 1.5 / 1.7 / 2.0 / 2.5 / 3.0 일로 설정하였다. 쌍성계의 주기가 적당히 짧은 경우, 질량 교환을 통해 주성이 헬륨별이 된 이후 반성의 진화속도가 주성보다 빨라져 역 질량전달이 발생할 수 있다. 그 결과 헬륨별의 쌍성계가 만들어지며 반성이 먼저 초신성으로 폭발하면 주성은 홀로 남게 되어 이후에 헬륨 거성으로 진화하게 된다. 주기가 너무 짧으면 주성이 헬륨별이 되기 이전에 접촉이 일어나고, 너무 길면 질량 교환이 일어나는 시점에는 주성이 이미 너무 많이 진화한 상태이기에 반성이 주성보다 먼저 진화하기가 쉽지 않다. 질량비가 너무 작으면 질량 교환 이후에도 반성의 질량이 주성에 비해 그다지 크지 않아서 진화의 역전

이 일어나기 어렵고, 질량비가 지나치게 크면 주성이 여전히 주계열에 있는 단계에서 진화의 역전이 일어나므로 헬륨 쌍성으로 진화하기 어렵다. 헬륨 거성으로 진화하는 경우는 본 연구에서 고려한 매개변수 공간의 제한된 영역, 즉 Case A 질량전달이 일어나는 쌍성계 전체의 약 8%로 예측된다. 이는 관측된 Ibn형 초신성의 발생 빈도를 잘 설명할 수 있다.

주요어 : 항성 진화 모델, Ibn형 초신성, 헬륨 거성, 역 질량전달
학 번 : 2016-20328

목 차

국문초록 i

목 차 iii

그림 목차 v

표 목차 vi

Chapter 1 서론 1

1.1 초신성 ····· 1

1.2 Ibn형 초신성 ····· 6

1.3 Ibn형 초신성의 모체성 ····· 9

1.4 헬륨 거성의 진화 경로 ····· 11

Chapter 2 방법 15

2.1 수치 계산 ····· 15

2.2 고려한 조건 ····· 21

2.3 고려한 매개변수 공간 ····· 23

Chapter 3 결과 25

3.1 초기 주기의 영향 ····· 31

3.1.1 Group 1 - 주기가 긴 경우 ····· 31

3.1.2 Group 2 - 주기가 중간인 경우 ····· 37
3.1.3 Group 3 - 주기가 짧은 경우 ····· 43
3.2 초기 질량비의 영향 ····· 46
3.3 주성의 초기 질량의 영향 ····· 51

Chapter 4 논의 57
4.1 대류 조건에 의한 영향 ····· 57
4.2 헬륨 거성이 만들어 지는 확률 ····· 60

Chapter 5 결론 65

참고문헌 ····· 69
Abstract ····· 73

그 림 목 차

[그림 1-1] ····· 2
[그림 1-2] ····· 3
[그림 1-3] ····· 4
[그림 1-4] ····· 5
[그림 1-5] ····· 7
[그림 1-6] ····· 12
[그림 1-7] ····· 13
[그림 2-1] ····· 20
[그림 3-1] ····· 26
[그림 3-2] ····· 27
[그림 3-3] ····· 28
[그림 3-4] ····· 29
[그림 3-5] ····· 30
[그림 3-6] ····· 32
[그림 3-7] ····· 33
[그림 3-8] ····· 35
[그림 3-9] ····· 36
[그림 3-10] ····· 37
[그림 3-11] ····· 38
[그림 3-12] ····· 39

[그림 3-13] ····· 40
[그림 3-14] ····· 42
[그림 3-15] ····· 43
[그림 3-16] ····· 44
[그림 3-17] ····· 45
[그림 3-18] ····· 46
[그림 3-19] ····· 47
[그림 3-20] ····· 49
[그림 3-21] ····· 50
[그림 3-22] ····· 51
[그림 3-23] ····· 52
[그림 4-1] ····· 58
[그림 4-2] ····· 59
[그림 4-3] ····· 63

표 목 차

[표 2-1] ····· 24
[표 3-1] ····· 54
[표 4-1] ····· 62

Chapter 1

서론

1.1 초신성

항성 진화 모델에 따르면 무거운 별은 마지막 진화단계에 이르러 폭발할 수 있는데, 이를 초신성(Supernovae, SNe)이라 부른다. 초신성은 우주에서 가장 밝은 천체 중 하나로 밝기가 태양 밝기($L_{\odot}$)의 $10^8 \sim 10^{11}$배에 이르며, 이는 은하 하나에 견줄 정도이다. 지속시간은 $10 \sim 150$일 정도이고, 하나의 은하에서는 100년에 1개의 빈도로 발생하지만 우주 전체에서는 1초에 10개 정도로 자주 발생한다.

초신성은 관측되는 스펙트럼의 특징에 따라 분류할 수 있다. 먼저 수소선의 유무에 따라서 I형과 II형(Type I, II)으로 나뉘고, 각각의 관측적 특성에 따라 세부적으로 구분된다(그림 1.1).

I형 초신성(SNe I)은 수소선 스펙트럼이 보이지 않는 천체이다. 그 중 규소선 스펙트럼이 관측되는 초신성을 Ia형(SNe Ia), 강한 헬륨선 스펙트럼이 관측되는 초신성을 Ib형(SNe Ib), 수소선 및 헬륨선이 보이지 않고 규소선도 미약하게 보이거나 보이지 않는 것은 Ic형(SNe Ic)이라고 부른다.

Ia형 초신성은 비교적 가벼운 별이 내부 핵융합을 마치고 삶의 마지

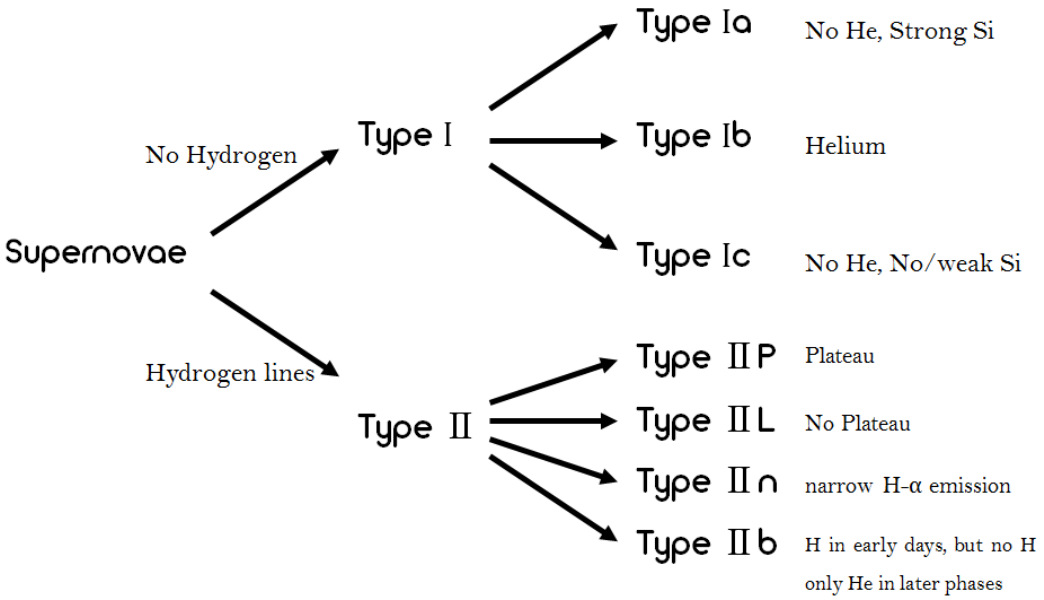

그림 1.1 초신성 종류.

막 단계에 이른 백색왜성(White Dwarf, WD)이 쌍성계(binary system)의 동반성(companion)으로부터 물질을 전달받아 폭발한 것이다(Nomoto 1982; Nomoto et al. 1984). 백색왜성이 전자 축퇴압(electron degeneracy pressure)으로 중력에 대항하여 유지될 수 있는 최대 질량(약 $1.44\,M_{\odot}$)을 찬드라세카 한계(Chandrasekhar limit)라고 한다. 백색왜성이 동반성의 질량을 빼앗아 찬드라세카 한계에 가까워지면 중력 수축으로 인해 중심부 온도가 높아져 불안정한 핵반응이 일어나 폭발하게 된다.

보다 무거운 별은 중심에서 핵융합 반응으로 철까지 생성할 수 있다. 철 핵(iron core)이 찬드라세카 한계에 이르러 중력붕괴(core collapse)하면 중심핵 붕괴 초신성(core collapse supernovae, CCSNe)이 된다. 질량이 $30\,M_{\odot}$ 이상인 매우 무거운 별은 표면의 광도가 별이 가질 수 있는 최

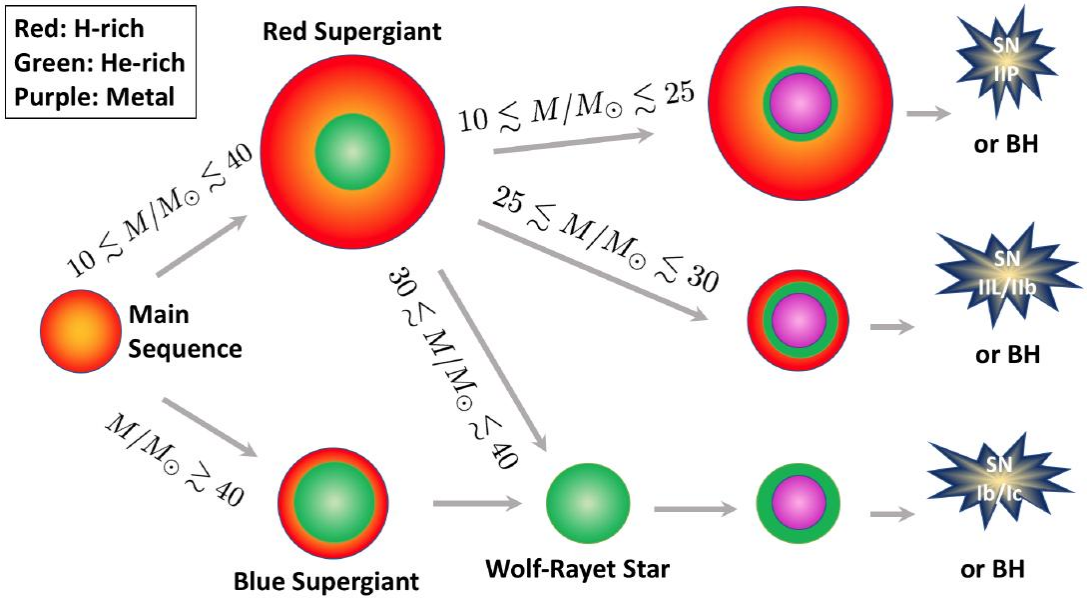

그림 1.2 별의 질량에 따른 진화 과정 도식도.

대 광도인 에딩턴 한계(Eddington Luminosity Limit)에 근접한다. 이때 별은 매우 강력한 복사에 의한 항성풍(stellar wind)으로 수소 외피층(envelope)을 잃어버릴 수 있다(그림 1.2). 항성풍에 의해 중심의 헬륨 핵이 드러난 것을 볼프-레이에 별(Wolf-Rayet Star, WR)이라고 한다.

반면, 항성풍이 강하지 않아서 수소 외피층이 두꺼운 별이 폭발하면 수소선이 나타나는 II형 초신성이 된다. 이 중에서도 광도곡선(light curve)에서 밝기가 최고점에 이른 후 상대적으로 일정한 플래토(plateau) 구간이 보이면 IIP형으로 분류하고, 절정 이후 밝기가 선형적으로 감소하는 것을 IIL형(linear)이라고 한다(그림 1.3). 대부분의 II형 초신성은 매우 넓은(수천~수만 km/s) 수소선 스펙트럼을 보이지만 일부 방출선이 상대적으로 좁은($v \leq$수백 km/s) 초신성은 IIn형(narrow)이라고 한다. SN1993J 같은 초신성은 처음에는 수소선이 보였지만 수십 일이 지나면 헬륨선이 강하게 나타나며 수소선이 가려지는데, 이런 천체들은 IIb형에

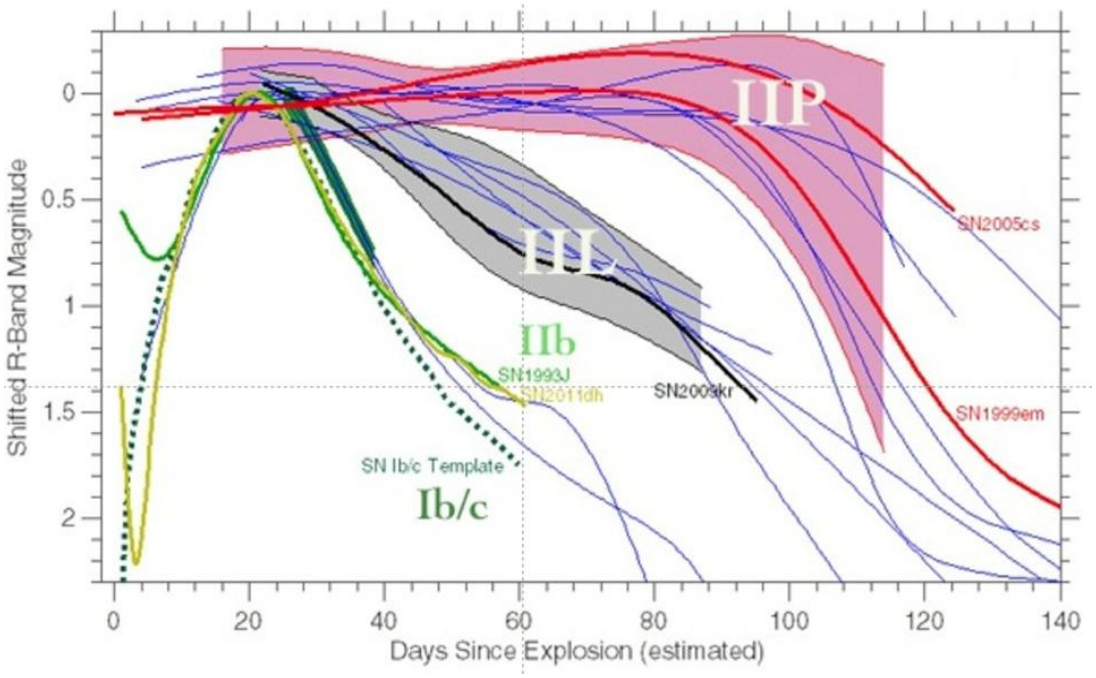

그림 1.3 Arcavi et al. (2012)의 여러 초신성의 광도곡선. x축은 폭발 이후 시간이고, y축은 R 밴드의 등급인데, 비교를 위해 비슷하게 이동하였다.

해당한다.

초기 질량이 태양질량$(M_{\odot})$의 30배 이상인 단일성(single star)에서 강한 항성풍에 의해 만들어지는 볼프-레이에 별은 Ib/Ic형 초신성의 모체성(progenitor)의 후보로 거론되고 있다. 또한 무거운 쌍성계에서 두 별 간의 상호작용을 통해 Ib/Ic형 초신성의 모체성이 진화할 수 있다는 가능성이 제기되었다 (e.g. Yoon 2015, 2017; Yoon et al. 2017).

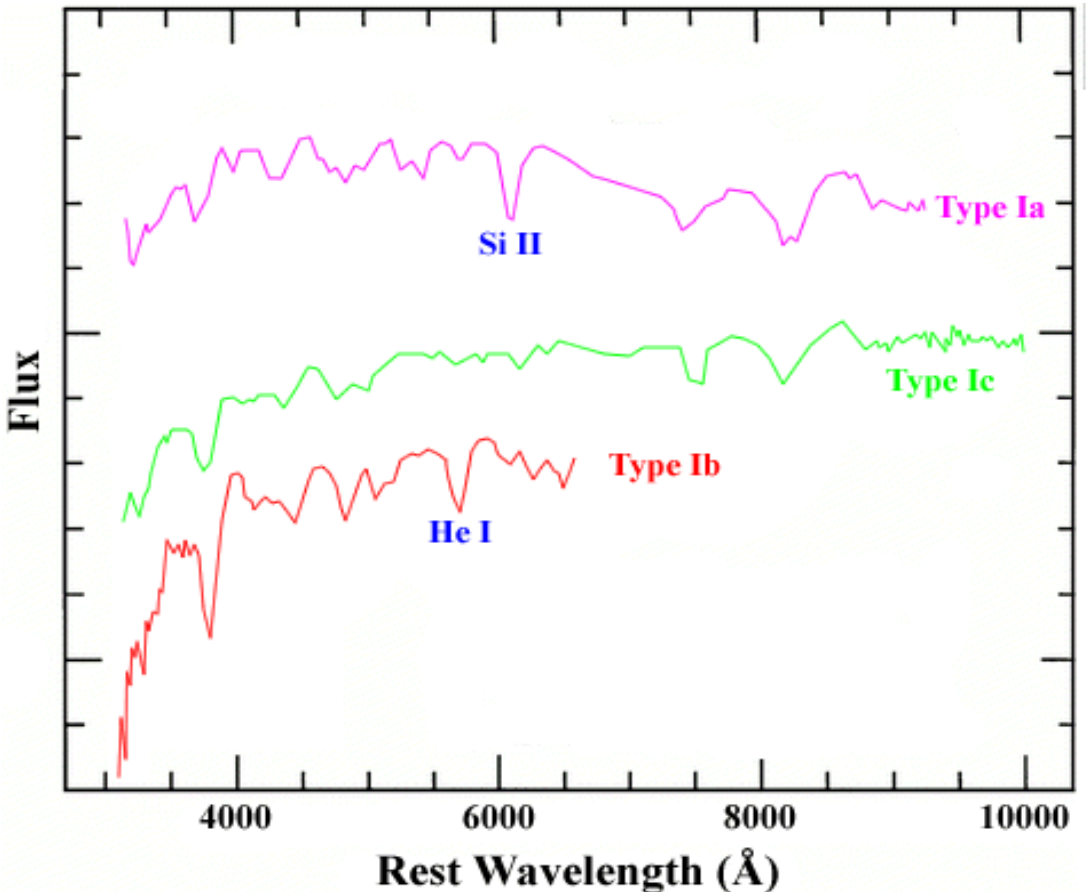

그림 1.4 I형 초신성들의 스펙트럼.

http://astronomy.swin.edu.au/cosmos/T/Type+Ib+Supernova+Spectra

1.2 Ibn형 초신성

Ib형 초신성 중 조금 특수한 스펙트럼을 보이는 초신성이 있다. 비교적 좁은 선폭의 헬륨 방출선이 나타나는 것들인데, 스펙트럼선의 반치전폭(Full Width at Half Maximum, FWHM)이 ~1000km/s이며 H-α선도 약하게 보이는 특징을 가진다(그림 1.6). 이 현상은 SN 1999cq에서 처음으로 나타났는데, 당시에는 기존과 다른 특성의 초신성이 관측되었다는 정도로만 보고되었다 (Matheson et al. 2000). 이후 SN 2006jc가 관측되고 연구, 분석되면서(e.g. Foley et al. 2007; Pastorello et al. 2008) 기존에 관측된 SN 2000ao, SN 2000er과 함께 방출선의 선폭이 좁다는 의미(narrow)의 Ibn형(SNe Ibn)으로 분류하기 시작하였다 (Pastorello et al. 2008a, 2008b). 최신 연구 (e.g. Hosseinzadeh et al. 2017)에 따르면 현재까지 22개의 Ibn형 초신성이 보고되었다.

좁은 방출선이 나타나려면 초신성으로 폭발하기 직전 모체성 주변에 상당히 밀집된 물질(circumstellar medium, CSM)이 있어야 한다. Ibn형 초신성을 정의한 Foley et al. (2007)과 Pastorello et al. (2007)은 중심핵 붕괴 초신성이 헬륨이 많은 지역에서 폭발했을 것으로 제안했다. 이런 조건을 만족하려면 별의 진화과정의 마지막 단계에서 많은 물질이 주변으로 방출되어야 한다. Moriya & Maeda (2016)은 기존에 보고된 초신성의 광도곡선을 분석하여 폭발 직전에 급격한 질량 손실이 있었음을 계산을 통해 제시했다. 이들의 결과에 따르면 별 주변에 짙은 수소 물질이 필요한 IIn형 초신성(SNe IIn)은 폭발 직전 100년 전부터 질량 손실률(mass loss rate)이 $10^{-3} M_{\odot}$/yr 에 달하는 질량 손실이 요구된다. 반면 Ibn형 초신성의 경우 폭발 직전 약 1년간 $0.01 M_{\odot}$에 해당하는 헬륨이 풍

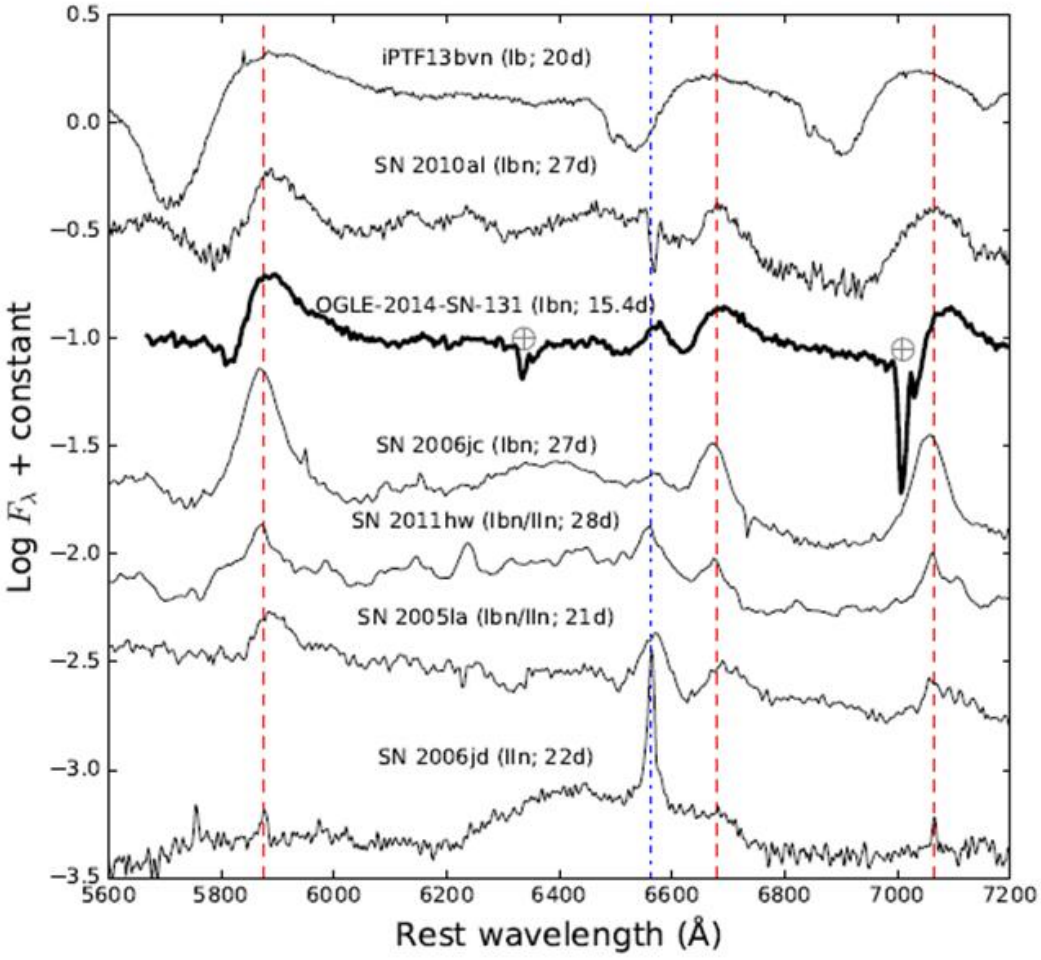

그림 1.5 Karamehmetoglu et al. (2017)의 여러 종류 초신성들의 스펙트럼. 빨간 점선은 헬륨선, 파란 점선은 H-α 선의 위치를 나타낸다. 가장 위에 있는 스펙트럼은 Ib형 초신성의 전형적인 모습이다. 아래 있는 것들은 Ibn형 초신성의 스펙트럼으로 헬륨선의 방출선을 볼 수 있다.

부한 물질의 급격한 질량 손실이 있어야 한다.

가능한 모체성의 후보에 대하여 많은 논쟁이 있었다. 단일성의 경우 매우 무거운 별은($60-100\,M_\odot$) 밝은 청색 변광성(Luminous Blue Variables, LBV)을 거쳐 볼프-레이에 별이 되는데, 이 과정에서 항성풍

에 의해 수소와 더불어 헬륨도 같이 잃었을 가능성이 있다 (e.g. Tominaga et al. 2008; Smith et al. 2012; Pastorello et al. 2015a). 쌍성계의 경우에도 밝은 청색 변광성과 볼프-레이에 별로 이루어져 있으면 상호작용으로 인해 많은 질량 손실이 있었을 것이라 예상할 수 있다 (Pastorello et al. 2008). 하지만 이런 주장들은 특정 모델을 통해 제시된 결과가 아니라 가능성으로 언급된 것이다. 아직 Ibn형 초신성의 모체성에 대해 구체적으로 이루어진 연구는 존재하지 않는다.

1.3 Ibn형 초신성의 모체성

앞서 언급한 볼프-레이에 별을 살펴보면 상당히 무겁고($\sim 10 M_{\odot}$), 반지름이 태양($R_{\odot}$)정도로 매우 작다($0.5 \sim 1 R_{\odot}$). 이런 경우 결합에너지가 커서 표면에서 짧은 시간에 많은 물질을 잃어버리기가 쉽지 않을 것이다. 질량 손실이 더 용이한 천체로 헬륨 거성을 생각해 볼 수 있다. 헬륨 거성은 수소 외피층이 없는 헬륨별이 헬륨 핵융합 반응을 끝내고 중심핵은 중력 수축하고 헬륨 외피층은 팽창한 천체이다. 상대적으로 가벼운 질량에($\sim 2.5 M_{\odot}$) 엄청난 크기($\geq 200 R_{\odot}$) 이므로, 결합에너지$\left(E \propto \frac{GM^2}{R}\right)$가 볼프-레이에 별에 비해 수천 배 작아 표면 헬륨을 잃어버리기가 상대적으로 쉬울 것이다. Fuller (2007)에 따르면, 중심핵에서 네온 또는 산소 핵융합 반응을 할 때 중심부의 강한 대류로 인해 유발된 음파(Acoustic wave)가 많은 에너지를 별 표면에 전달하여 급격한 질량 손실을 일으킬 수 있다. 초신성 폭발 직전 단계의 별의 내부구조를 생각했을 때 네온, 산소 핵융합 반응은 폭발하기 수년에서 수십 년 직전이므로 Ibn형 초신성의 기원을 설명할 수 있다.

헬륨 거성으로 진화할 수 있는 천체로 표면의 수소를 대부분 잃어버린 볼프-레이에 별을 생각할 수 있다. 하지만 볼프-레이에 별은 헬륨 핵융합 단계에서 대류핵의 범위가 별 표면 근처까지 달하여 핵과 외피의 구별이 적고 화학적으로 균질한(homogeneous) 구조를 가지므로 팽창하여 헬륨 거성이 되기 쉽지 않다. 또한, 상대적으로 질량이 커서($\sim 10 M_{\odot}$) 탄소-산소 핵의 밀도가 낮기에 거울효과(mirror effect)에 따른 외피층의 급격한 팽창이 어렵다.

헬륨별이 헬륨 거성으로 진화하려면 질량이 $3M_{\odot}$보다 작아야 하며, 이렇게 질량이 작은 헬륨별은 쌍성계의 상호작용을 통해 만들어질 수 있다. 그러나 쌍성계에 있는 별들은 로슈엽(Roche lobe)이라 불리는 공간에 속박되어서 진화하며, Yoon et al. (2007)에 따르면 로슈엽은 크기가 $50R_{\odot}$정도로 별이 반경 수백 $R_{\odot}$에 달하는 거성 단계까지 진화하기에는 무리가 있다. 아직까지 이론적으로 헬륨 거성에 이르는 진화 경로에 대한 연구된 바가 적기에 본 연구에서 쌍성계에서 헬륨 거성의 특수한 진화 경로를 찾아보고자 한다.

1.4 헬륨 거성의 진화 경로

앞서 언급하였듯 중심핵 붕괴 초신성으로 폭발할 수 있는 헬륨 거성을 만들기 위해서는 수소 외피층이 없는 헬륨별의 질량이 상대적으로 작아야 하며($2 \sim 3 M_{\odot}$), 동반성이 없어 로슈엽에 크기가 제한되지 않아야 한다. 이 두 가지 조건을 만족하는 별의 진화과정을 확인하기 위해 본 연구에서는 Pols (1994)가 제시한 역 질량전달(reverse mass transfer) 기작을 고려하고자 한다.

쌍성계에서 무거운 별을 주성(primary), 가벼운 별을 동반성 또는 반성(secondary)이라 한다. 주성의 크기가 로슈엽에 이르면 반성으로 질량전달(mass transfer)이 일어난다. 질량전달이 일어날 당시 주성의 진화단계에 따라 그 유형이 달라진다. 주성의 핵이 수소 핵융합 반응, 즉 주계열(Main Sequence, MS)단계면 Case A, 헬륨 핵 수축 혹은 핵융합 반응 중이면 Case B 질량전달이라 한다. 별은 무거울수록 빠르게 진화하므로 주성이 먼저 팽창하여 로슈엽을 채우게 되고, 질량전달이 일어나게 된다.

Pols (1994)는 비교적 공전주기가 짧아 쌍성의 궤도가 작은 쌍성계의 진화과정 모델을 연구하였다. 두 별이 충분히 가까우면 주성이 주계열성일 때 Case A 질량전달이 일어날 수 있다. 이후 주성이 진화하여 중심에서 헬륨 핵융합 반응이 일어나게 되면 팽창하여 다시 로슈엽을 채우고 물질이 이동하게 되는데, 이를 Case AB 질량전달이라 한다. Case AB 질량전달이 끝나면 주성은 헬륨 핵과 약간의 수소 외피층을 가지게 되고, 항성풍에 의해 표면의 나머지 수소가 제거되면 헬륨만 남은 헬륨별이 만들어 진다. Yoon et al. (2010, 2017)은 생성된 헬륨별의 진화과정을 계산하여 Ib/Ic형 초신성의 모체성이 될 수 있음을 보였다(그림 1.7).

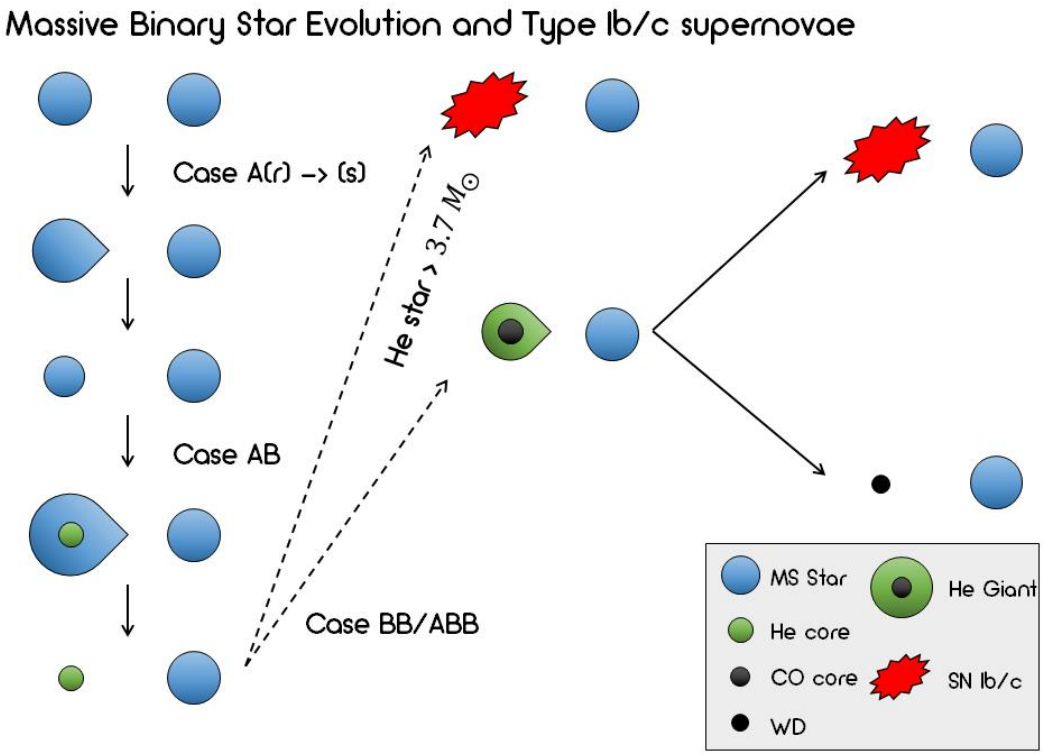

그림 1.6 종족 Ib / Ic 초신성의 진화과정 도식도.

Case AB 질량전달 이후 반성은 물질을 전달받아 처음보다 훨씬 더 무거운 주계열성이 되고, 질량이 커지면 진화속도가 빨라진다. Pols (1994)는 이때 주성과 반성의 진화속도가 역전하여 반성이 주성보다 더 빨리 진화할 수 있음을 보였다. 반성에서 헬륨 핵융합 반응이 일어나면 거성으로 진화하고 로슈엽을 채워 헬륨별이 된 주성으로 질량이 이동하는데, 이것이 역 질량전달이다. 이때 주성과 반성 사이의 큰 질량 차이로 인해 질량전달은 불안정한 방식으로 일어나고 공통 외피층(Common Envelope, CE)을 가지게 된다. 이후 두 별이 합병(merge)되지 않고 공통 외피층 분출(Common Envelope Ejection)이 일어나면 헬륨 쌍성이 될 것이다(그림 1.7). 생성된 헬륨별 중 반성에서 진화한 별이 더 무겁기 때

문에 먼저 초신성으로 폭발하고 주성은 홑별로 남게 된다. 남은 헬륨별의 질량이 충분히 작으면$(2 \sim 3M_{\odot})$ 이후에 헬륨 거성으로 진화할 수 있다. Pols (1994)는 역 질량전달의 개념은 도출하였으나 그것이 초신성 모체성에 암시하는 바들을 충분히 고려하지 않았다. 본 연구에서는 이 과정을 좀 더 심도 있게 살펴보고 쌍성계에서 헬륨 거성으로 진화하는 경로를 찾아보고자 한다.

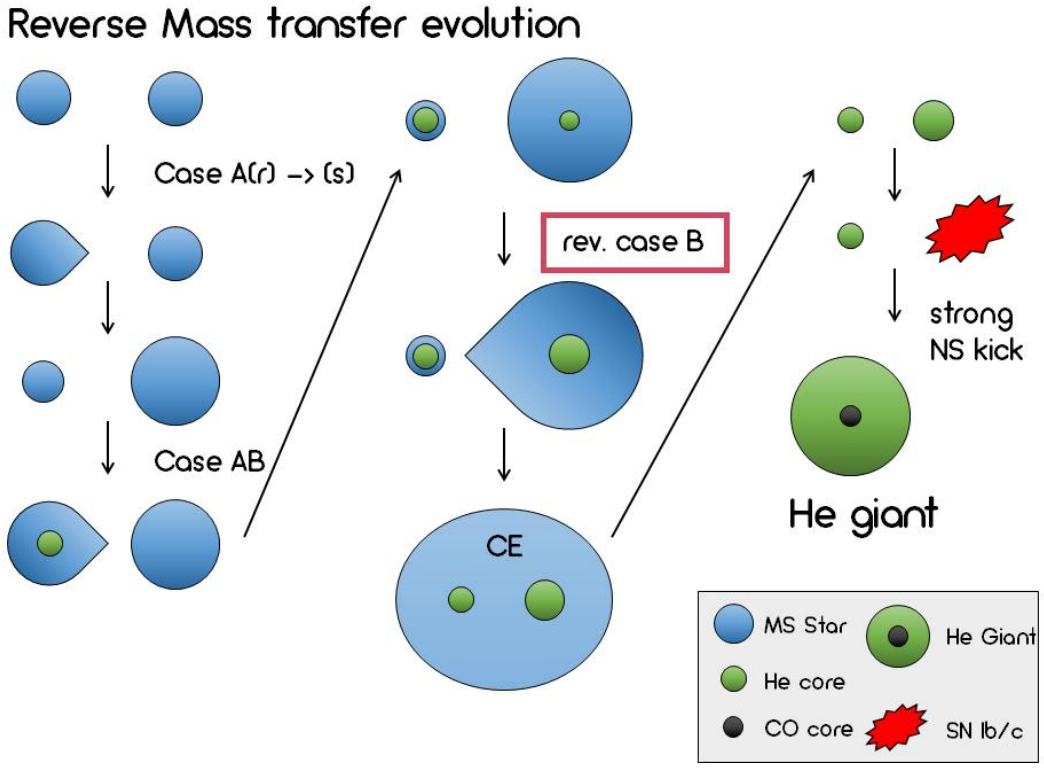

그림 1.7 역 질량전달이 일어나는 도식도.

Chapter 2

방법

2.1 수치 계산

본 연구에서는 쌍성계 진화 모델 계산을 위해 MESA(Modules for Experiments in Stellar Astrophysics)코드를 사용하였다(Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018). MESA는 공개적으로 배포된 일차원 항성 진화 코드로서 항성 천문학 연구의 다양한 분야에서 널리 사용되고 있다. MESA는 다음과 같은 항성 진화 방정식을 수치적으로 푼다.

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} - \frac{1}{4\pi r^2}\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial L}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - \epsilon_{\nu} - T\frac{\partial s}{\partial t} \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4}\frac{T}{P}\nabla, \quad \nabla = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right) \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \frac{A_i m_u}{\rho}\left(-\sum_j (1+\delta_{ij}) r_{ij} + \sum_{k,l} r_{kl,i}\right) \qquad (2.5)$$

$$[+\, mixing\ term], \quad i = 1,2,\cdots,N$$

식 2.1은 질량 보존 방정식이며, 식 2.2는 운동량 보존 방정식, 식 2.3은 에너지 보존 방정식, 식 2.4는 에너지 전달 방정식이다. 식 2.5는 핵반응에 관한 방정식으로서 다른 층간의 변화, 대류(convection), 회전(rotation)등에 관한 항이 추가될 수 있다.

이 방정식들을 풀기 위해 여러 질량 격자(mass zone)를 설정한다. k번째 껍질(cell)은 밀도(ρ_k), 온도(T_k), 여러 동위원소의 질량 함량비($X_{i,k}$)의 물리량을 포함한다. 압력(P_k), 핵융합 에너지 생성률($\epsilon_{nuc,k}$), 단열 조건의 온도변화량(∇_{ad})은 각 껍질에서 계산을 통해 결정된다. 질량(m_k), 반지름(r_k), 광도(L_k), 속도(v_k)는 껍질 사이의 경계에 맞추어 정해진다.

k번째 껍질의 밀도는 질량 보존 방정식에 의해서 기술된다(식 2.6).

$$\rho_k = \frac{dm_k}{(4/3)\,\pi\,(r_k^3 - r_{k+1}^3)} \qquad (2.6)$$

식 2.6에서 dm_k은 k번째 껍질의 질량이다. 이 식은 반올림에 대한 오차를 최소화하기 위해 식 2.7와 같이 다시 표현할 수 있다.

$$\log r_k = \frac{1}{3}\log\left(r_{k+1}^3 + \frac{3}{4\pi}\frac{dm_k}{\rho_k}\right) \qquad (2.7)$$

압력은 운동량 보존 방정식에 따라서 기술된다(식 2.8).

$$P_{k-1} - P_k = \overline{dm_k}\left[\left(\frac{dP}{dm}\right)_{hydrostatic} + \left(\frac{dP}{dm}\right)_{hydrodynamic}\right] \tag{2.8}$$

$$= \overline{dm_k}\left[-\frac{Gm_k}{4\pi r_k^4} - \frac{a_k}{4\pi r_k^4}\right]$$

식 2.8에서 $\left(\frac{dP}{dm}\right)_{hydrostatic}$과 $\left(\frac{dP}{dm}\right)_{hydrodynamic}$은 각각 정 유체역학적 평형상태와 동역학적 평형상태에서의 압력 변화량을 의미하고, $\overline{dm_k} = \frac{(dm_{k-1} + dm_k)}{2}$이다. a_k는 k번째 경계에서의 가속도를 의미하고, 이는 δt 동안에 $v_k = r_k \frac{d(\log r_k)}{dt}$ 의 변화량에 해당한다.

온도는 껍질 사이에 에너지 전달에 의해서 결정된다(식 2.9).

$$T_{k-1} - T_k = \overline{dm_k}\left[\nabla_{T,k}\left(\frac{dP}{dm}\right)_{hydrostatic}\frac{\overline{T_k}}{\overline{P_k}}\right] \tag{2.9}$$

식 2.9에서 $\nabla_{T,k} = \frac{d\ln T_k}{d\ln P_k}$이고, $\overline{T_k} = (T_{k-1}dm_k + T_k\, dm_{k-1})/(dm_k + dm_{k-1})$ $\overline{P_k} = (P_{k-1}dm_k + P_k\, dm_{k-1})/(dm_k + dm_{k-1})$ 이다. 수치적인 안정성을 위해서 식 2.8, 2.9를 각각 $\overline{P_k}$, $\overline{T_k}$로 정규화 하였다.

에너지 보존 방정식은 식 2.10과 같다.

$$L_k - L_{k+1} = dm_k(\epsilon_{nuc} - \epsilon_{\nu,thermal} + \epsilon_{grav}) \tag{2.10}$$

식 2.5에서 ϵ_{nuc}는 단위 질량당 핵융합 에너지 생성률, $\epsilon_{\nu,thermal}$은 단위 질량당 뉴트리노에 의한 에너지 손실률이다. ϵ_g는 팽창과 수축에 따른 에너지 변화율로서 식 2.11과 같이 계산된다.

$$\epsilon_g = -T\frac{ds}{dt} = -TC_P\left[1 - \nabla_{ad}\chi_T\frac{d\ln T}{dt} - \nabla_{ad}\chi_\rho\frac{d\ln\rho}{dt}\right] \quad (2.11)$$

식 2.11에서 ∇_{ad}는 단열 조건에서의 온도 변화량 $\left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_{ad}$, C_P는 단위 질량당 같은 압력에서의 열용량을 의미하고, χ_T, χ_ρ는 각각 $\left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho}\right)_T$, $\left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln T}\right)_\rho$로 정의된다. 질량 함량비 $X_{i,k}$는 다음과 같이 표현된다.

$$X_{i,k}(t+\delta t) - X_{i,k}(t) = dX_{burn} + dX_{mix} \quad (2.12)$$

$$= \frac{dX_{i,k}}{dt}\delta t + \left(F_{i,k+1} - F_{i,k}\right)\frac{\delta t}{dm_k}$$

$$F_{i,k} = \left(X_{i,k} - X_{i,k-1}\right)\frac{\sigma_k}{\overline{dm_k}} \quad (2.13)$$

식 2.13에서 σ_k는 라그랑지안(Lagrangian) 확산 계수이다. 위의 방정식들은 뉴턴-라프슨 방법(Newton-Raphson scheme)을 통해 계산되고, 항성 진화 모델을 표현할 수 있다.

MESA를 활용하면 단일성뿐만 아니라 쌍성계의 진화를 계산할 수 있다. 별 두 개를 동시에 진화시키는 것으로 초기 주기를 설정하면 두 별 사이의 거리가 결정되고(식 2.14), 로슈엽의 크기가 결정되어(식 2.15) 상호작용을 계산한다.

$$P^2 = \frac{4\pi^2 A^3}{G\left(M_1 + M_2\right)} \quad (2.14)$$

$P =$ 주기, $A =$ 두 별 사이의 거리, $M_1, M_2 =$ 두 별의 질량

$$\frac{R_{L,1}}{A} \approx \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln\left(1 + q^{1/3}\right)} \tag{2.15}$$

$$R_{L,1} : M_1 \text{ 주변의 로슈엽 크기}, \ q = \frac{M_1}{M_2} : \text{질량비}$$

그림 2.1에서 주성의 표면 물질이 내부 라그랑지안 포인트인 L_1을 넘으면 반성으로 넘어가게 되어 질량전달이 일어날 수 있다. 궤도는 물질 교환을 통해 두 별의 질량이 같아질 때까지 가까워지고 이후에 멀어지게 된다.

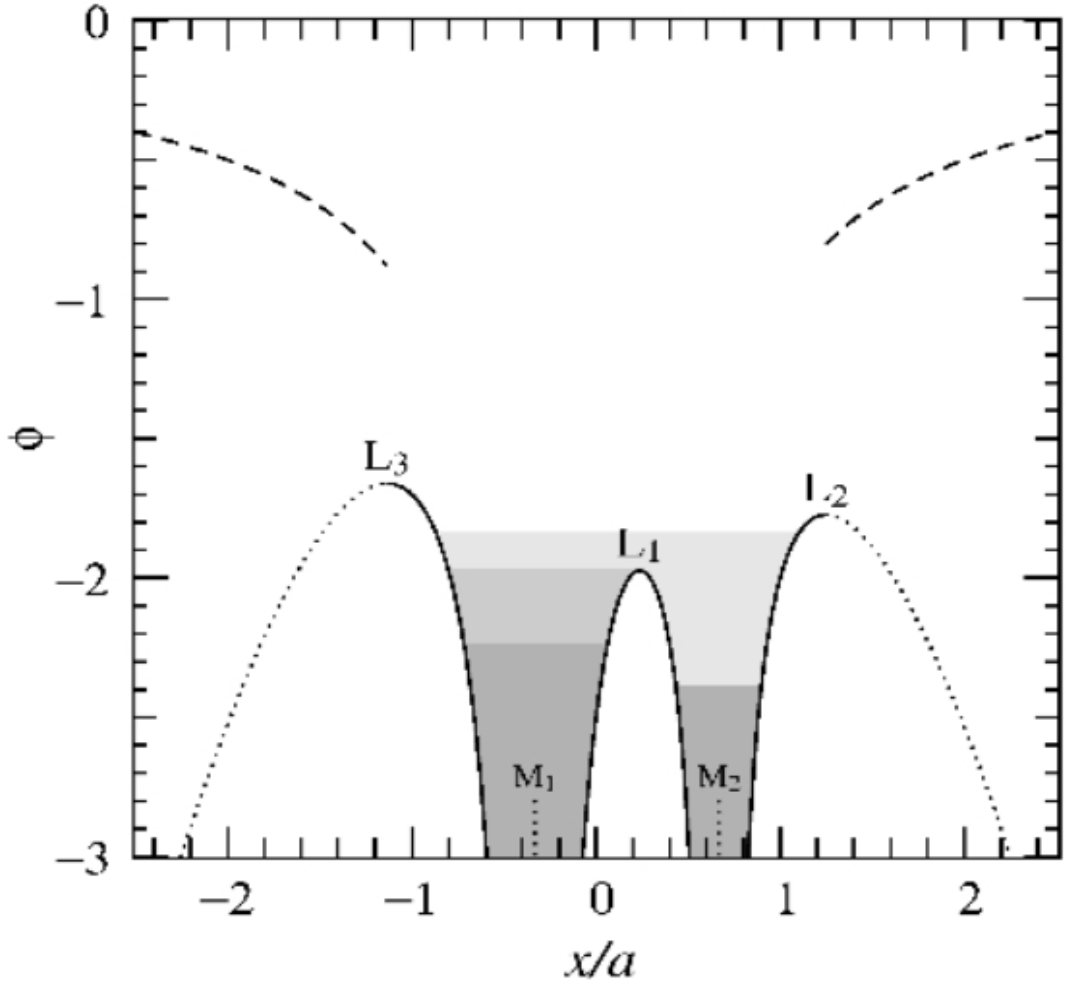

그림 2.1 쌍성계에서 로슈엽에 따른 중력 퍼텐셜(potential). 주성과 반성의 질량비(M_1/M_2)가 2인 경우이고, x축은 두 별의 위치를 두 별 사이의 거리(a) 단위로 나타낸 것이고, y축은 중력 퍼텐셜 Φ를 $G(M_1+M_2)/a$ 단위로 나타낸 것이다. 두 별의 위치는 M_1 ,M_2 라고 표기된 곳이고, 라그랑지안 포인트는 L_1, L_2, L_3이다. 회색으로 칠해져 있는 것은 여러 가지 가능한 경우의 쌍성계 배치를 나타낸 것이다. 가장 어두운 회색이 분리된 경우, 가장 밝은 회색이 접촉한 경우이다.

http://www.astro.ru.nl/~onnop/education/binaries_utrecht_notes

2.2 고려한 조건

MESA는 쌍성계의 진화를 계산할 수 있어서 본 연구에 적합하다. 모델 계산에서는 로슈엽을 통해 전달된 물질이 100% 그대로 반성으로 강착된다고 가정하였다(conservative mass transfer).

항성 진화의 대류 조건으로는 Ledoux criteria를 고려하여 계산하였다. Schwarzschild criteria에서 대류가 일어나는 영역은 별 내부의 온도 변화와 단열 조건의 온도 변화의 차이로 결정된다(식 2.16).

$$\nabla > \nabla_{ad}\ ;\nabla_{ad} \equiv \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_{ad} \tag{2.16}$$

Ledoux 조건에서는 추가로 화학 조성의 변화가 더해진다(Paxton et al. 2011) (식 2.17).

$$\nabla > \nabla_{ad} - \frac{\chi_\mu}{\chi_T}\nabla_\mu \tag{2.17}$$

$$\left(\nabla_\mu \equiv \frac{d\ln\mu}{d\ln P}\ ;\chi_\mu \equiv \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \mu}\right)_{T,\rho}\ ;\chi_T \equiv \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln T}\right)_{\rho,\mu}\right)$$

화학 조성이 경계면을 기준으로 불연속적으로 변하면 복사 영역의 기준은 조건에 따라 바뀔 것이다(e.g. Gabriel et al. 2014). Ledoux 조건에서 발생하는 준대류(semi-convection)의 효율성계수(coefficient)는 $\alpha_{SEM}=0.01$로 설정하였다. 대류조건의 선택에 따른 영향은 4장에서 논의하겠다.

별 내부에서 대류가 일어날 때, 물질이 주변으로 섞여 들어가기 전까지 본래의 성질을 유지할 수 있는 거리를 혼합 길이(mixing length, l_{mix})라고 한다. 이는 압력 스케일 높이(Pressure scale height,

$H_P \equiv \left| \frac{dr}{d\ln P} \right| = \frac{P}{\rho g}$)의 단위로 주어지는데 본 계산에서는 $l_{mix} = 2.0\, H_P$를 가정했다.

대류가 발생하는 영역에서 난류 운동으로 인해 경계면이 복사층으로 확장되는 현상을 과대류(overshooting) 라고 한다. 모델에서 과대류층은 수소 핵융합 단계의 중심핵에만 고려하였고, 일정한 값을 가지는 계단 함수(step function)로 적용하였다. 층의 두께를 의미하는 과대류 상수 f_{ov}는 주로 사용되는 값인 $f_{ov} = 0.15 H_P$ 로 설정하였는데 (e.g. Martins & Palacios 2013), 이는 대류핵의 경계를 원래보다 압력 스케일 높이의 15%만큼 늘린다는 의미이다.

모든 모델에서 핵융합 반응의 네트웍(nuclear network) 계산을 위해서는 22개의 동위원소를 사용하였다. 금속함량비는 태양의 경우를 적용하였다($X = 0.7$, $Y = 0.28$, $Z = 0.02$, X : 수소 함량비, Y : 헬륨 함량비, Z : 기타 원소의 함량비). 회전은 고려하지 않았으며, 항성풍에 따른 질량 손실률을 위해서는 MESA의 'Dutch scheme'을 설정하였다. 다른 물리적 상수들은 MESA에서 무거운 별들의 초기값("inlist_massive_default")으로 설정하여 사용하였다.

2.3 고려한 매개변수 공간 (parameter space)

Pols(1994)는 주성의 주어진 초기 질량(M_i)에서 초기 질량비(q_0)와 초기 주기(P_0)에 따라 역 질량전달이 일어날 수 있는 영역을 제시하였다. 하지만 다양한 질량에 따라서 살펴본 것은 아니므로 본 연구에서는 이를 바탕으로 여러 초기 질량에서 계산을 해보았다. 선행 연구에서 제시되었던 기준을 바탕으로 초기 질량, 질량비, 주기를 정하였다. 초기 주성의 질량은 $11M_\odot$에서부터 $20M_\odot$까지 $1M_\odot$단위로 늘려가며 설정하였고, 각각의 주성 질량에 맞추어 반성의 질량을 정하였다. 반성은 주성에서 $5M_\odot$만큼 적은 값부터 $1M_\odot$씩 낮추어가며 마지막에는 $0.1M_\odot$만큼 빼준 값을 추가해주었다. 주성을 10가지 경우로 하였고, 반성을 각각 6개씩 설정하여 총 60개의 세트를 구성하였다. 초기 주기는 4.0 d부터 줄여가면서 고려해보았는데, $P_i = 4.0$ d인 경우에는 case B 질량전달이 일어나서 제외하고 3.0 d 이하의 5개의 주기에 대해서 계산하였다. 설정한 값들은 표 2.1에 요약하였다.

<table>
<tr><th>초기 조건</th><th>적용 기준</th><th>적용 값</th></tr>
<tr><td>주성 질량$(M_{i,1}/M_{\odot})$</td><td>11 ~ 20</td><td>$\begin{bmatrix}11, 12, 13, 14, 15\\16, 17, 18, 19, 20\end{bmatrix}$</td></tr>
<tr><td>반성 질량$(M_{i,2}/M_{\odot})$</td><td colspan="2">
<table>
<tr><th>$(M_{i,1}/M_{\odot})$</th><th>$(M_{i,2}/M_{\odot})$</th></tr>
<tr><td>11</td><td>[6, 7, 8, 9, 10, 10.9]</td></tr>
<tr><td>12</td><td>[7, 8, 9, 10, 11, 11.9]</td></tr>
<tr><td>13</td><td>[8, 9, 10, 11, 12, 12.9]</td></tr>
<tr><td>14</td><td>[9, 10, 11, 12, 13, 13.9]</td></tr>
<tr><td>15</td><td>[10, 11, 12, 13, 14, 14.9]</td></tr>
<tr><td>16</td><td>[11, 12, 13, 14, 15, 15.9]</td></tr>
<tr><td>17</td><td>[12, 13, 14, 15, 16, 16.9]</td></tr>
<tr><td>18</td><td>[13, 14, 15, 16, 17, 17.9]</td></tr>
<tr><td>19</td><td>[14, 15, 16, 17, 18, 18.9]</td></tr>
<tr><td>20</td><td>[15, 16, 17, 18, 19, 19.9]</td></tr>
</table>
</td></tr>
<tr><td>질량비$\left(q_0 = \frac{M_{i,2}}{M_{i,1}}\right)$</td><td colspan="2">0.54 ~ 0.995</td></tr>
<tr><td>주기 (P_0 / day)</td><td colspan="2">[1.5 / 1.7 / 2.0 / 2.5 / 3.0]</td></tr>
</table>

표 2.1 설정한 초기 질량, 초기 질량비, 초기 주기.

Chapter 3

결과

계산 결과는 그림 3.1부터 그림 3.5에 요약되어 있다. 이 그림들은 주어진 주성의 질량에서 주기와 질량비에 따라 진화의 양상이 어떻게 달라지는가를 보여준다. 각각의 그림에서 x축은 초기 질량비, y축은 초기 질량을 의미하고 진화하는 방향에 따라서 Group 1,2,3로 표시하였다.

Group 1은 쌍성계에서 물질 교환을 통해 전형적인 Ib/Ic형 초신성이 만들어지는 경우이고, Group 2는 역 질량전달이 발생하여 주성이 헬륨거성으로 진화하는 경우이다. Group 3은 쌍성계가 진화하다가 합병하여 하나의 별이 되는 경우를 나타낸다.

그림 3.1에서 주기가 3.0 d 인 경우는 계산이 길어져 제외하고 표시하였다. 그림들을 보면 주어진 주성의 질량에서 질량비와 주기에 따른 진화의 경향성이 보이는데, 질량비가 증가함에 따라 진화를 구분하는 주기의 경계가 더 주기가 큰 쪽으로 이동하는 것을 알 수 있다. 주성의 질량이 달라지면 전체적인 경향성은 비슷하나 Group 2가 줄어드는 것을 볼 수 있다. 이 장에서는 각 조건에 의해 진화가 어떻게 달라지는지 알아보겠다.

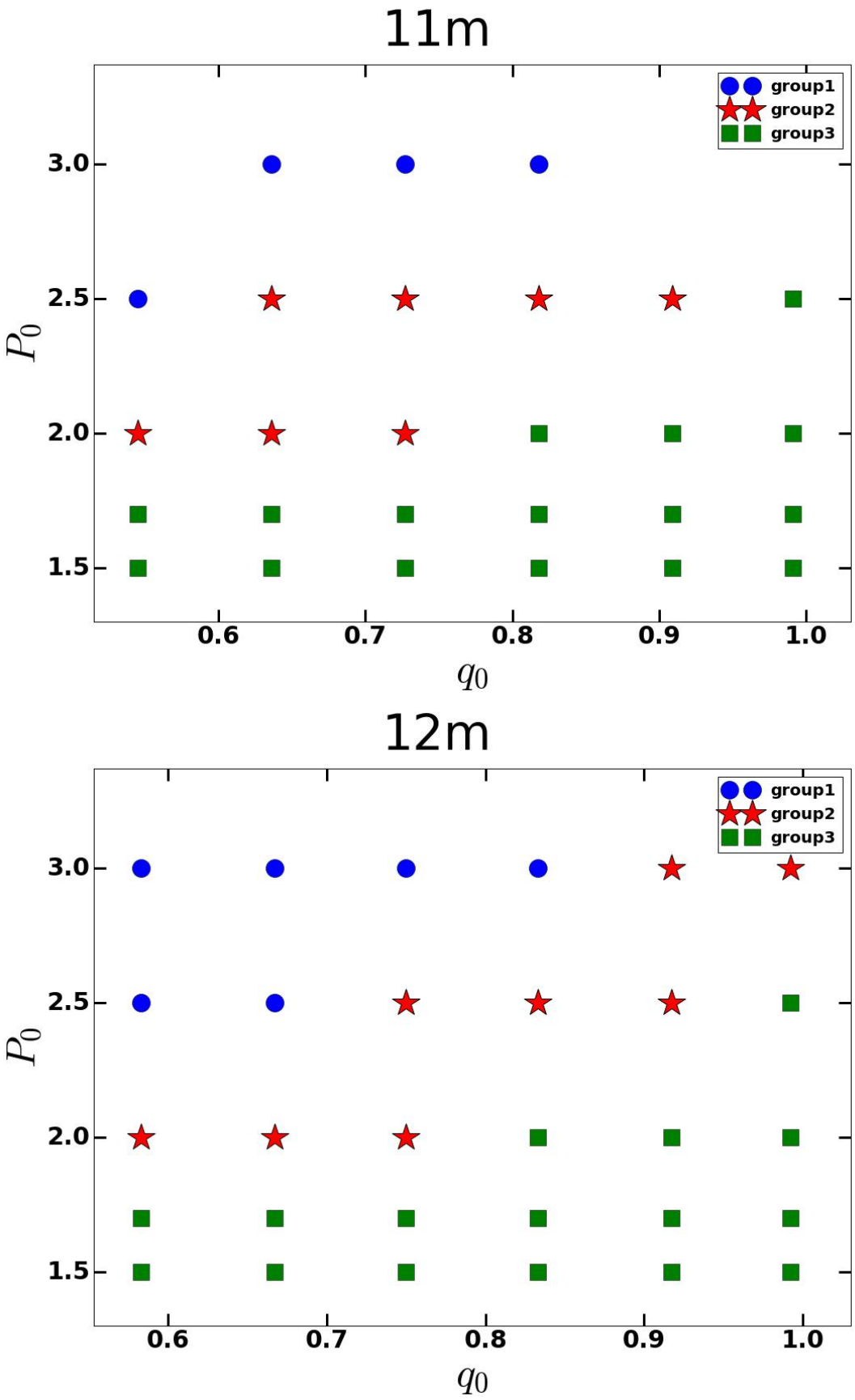

그림 3.1 초기 질량이 $11M_\odot, 12M_\odot$일 때 질량비와 주기에 따른 계산 결과.

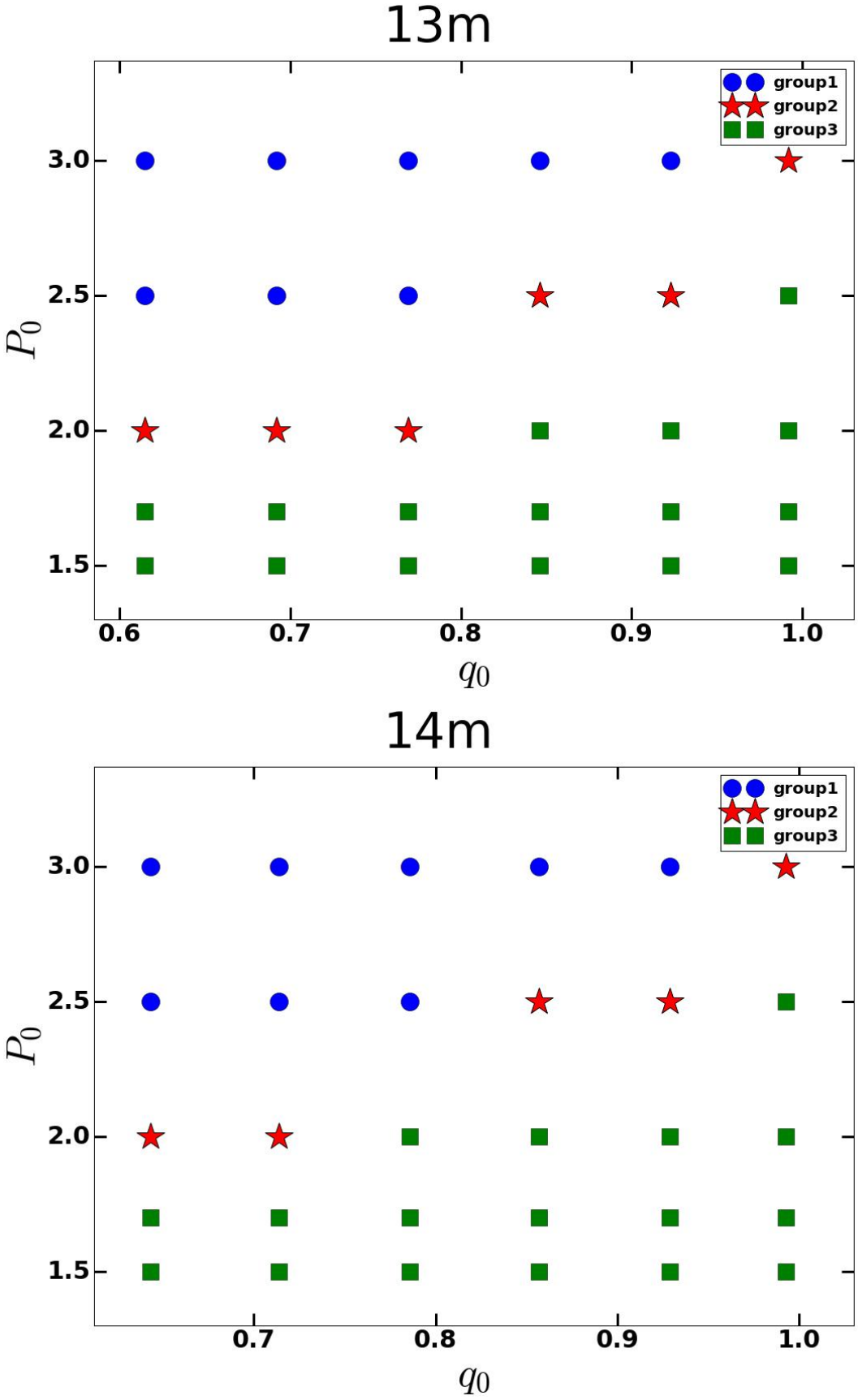

그림 3.2 초기 질량이 $13M_\odot, 14M_\odot$일 때 질량비와 주기에 따른 계산 결과.

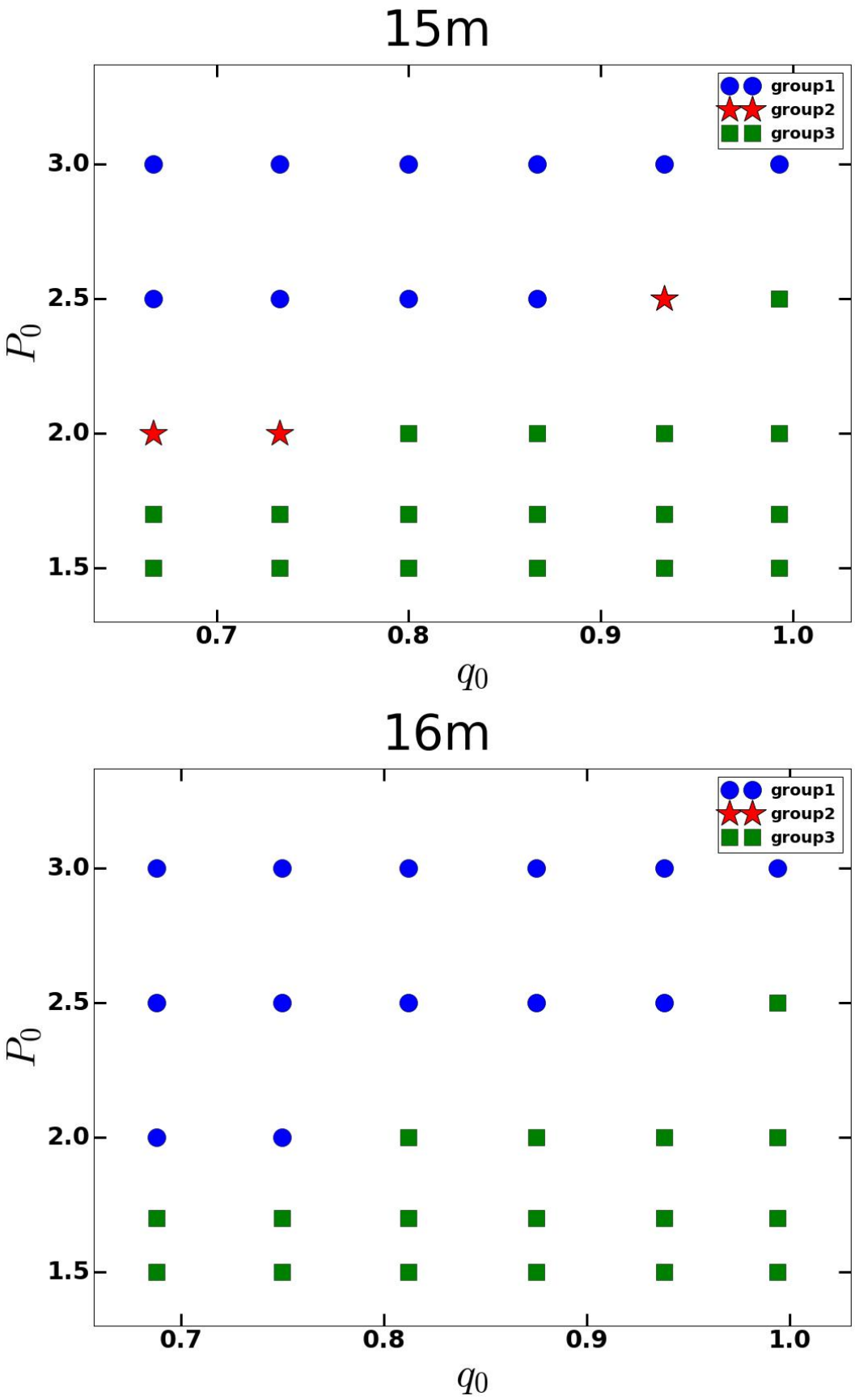

그림 3.3 초기 질량이 $15M_\odot, 16M_\odot$일 때 질량비와 주기에 따른 계산 결과.

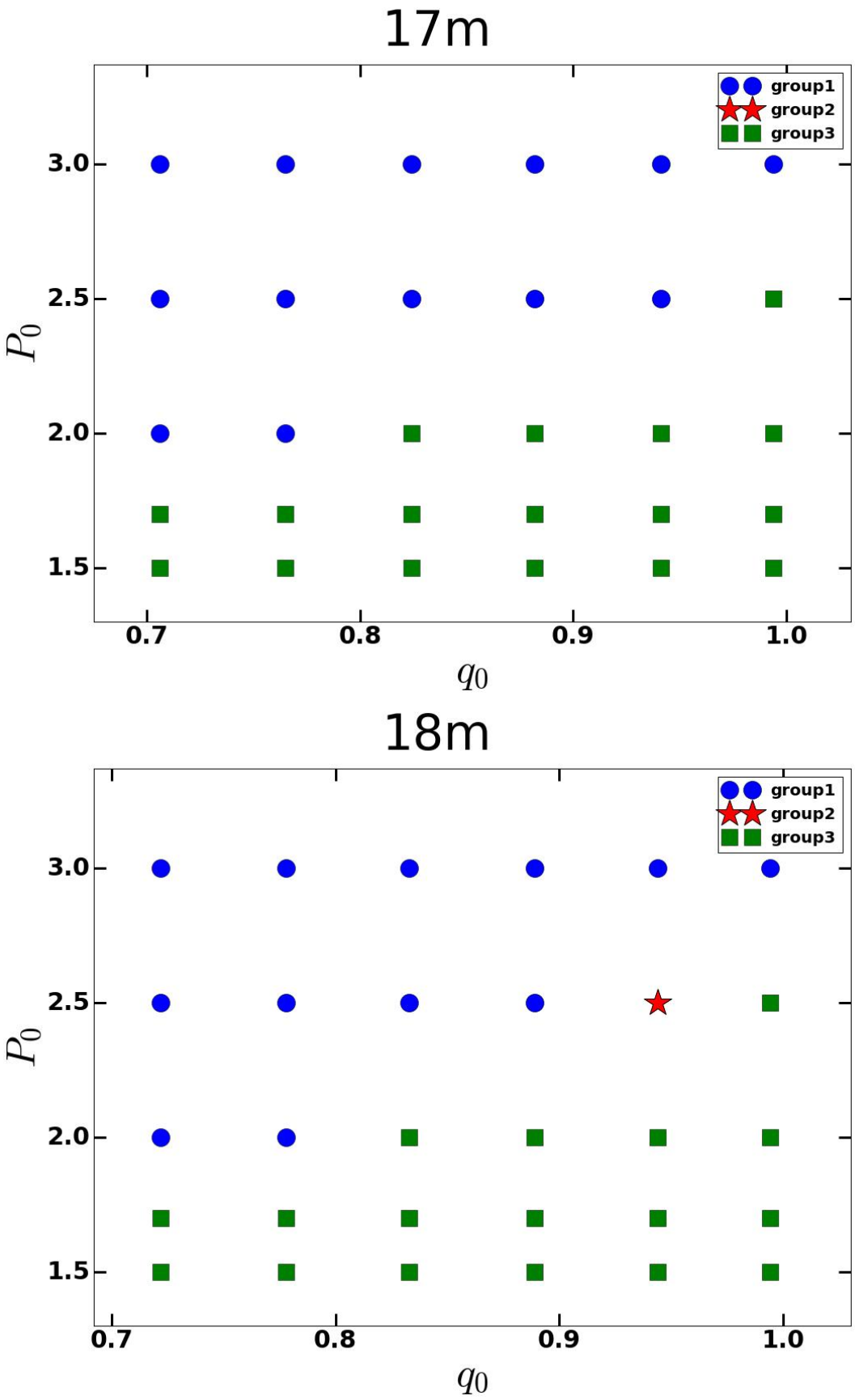

그림 3.4 초기 질량이 $17M_\odot, 18M_\odot$일 때 질량비와 주기에 따른 계산 결과.

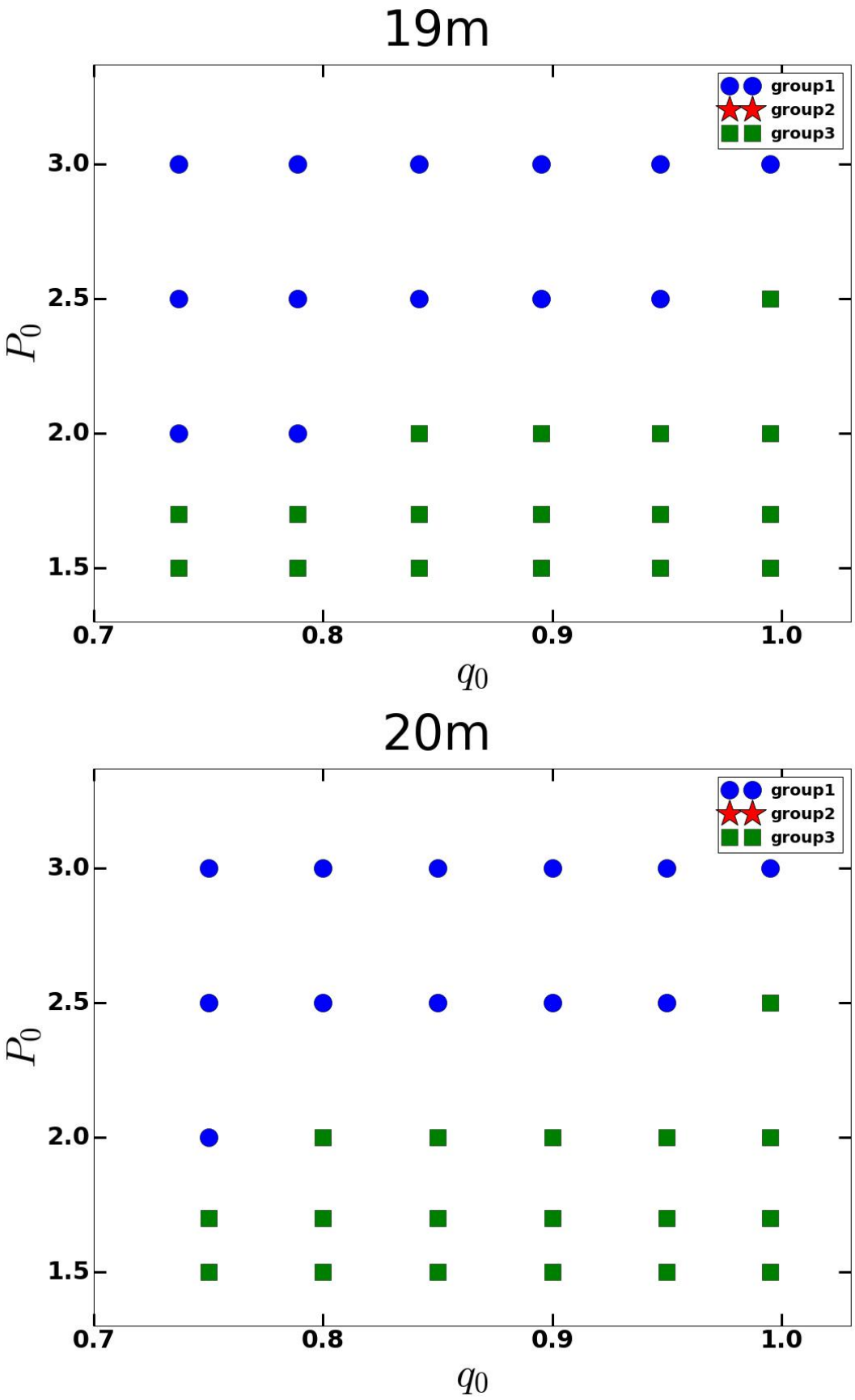

그림 3.5 초기 질량이 $19M_\odot, 20M_\odot$일 때 질량비와 주기에 따른 계산 결과.

3.1 초기 주기의 영향

쌍성계에서 두 별 사이의 거리는 케플러 법칙에 의해 주기에 따라 결정된다. 주기가 길면 별간 거리가 멀고, 짧을수록 가까워진다. 따라서 초기 주기가 변하면 진화 양상에 차이가 생길 것이다. 계산된 모델은 주기에 따라 크게 세 가지의 경향성을 보인다. 주기가 긴 경우, 중간인 경우, 짧은 경우로 나누어서 살펴보겠다.

3.1.1 Group 1 - 주기가 긴 경우

주기가 긴 경우에는 주성이 Ib/Ic형 초신성의 모체성이 되는 모습을 보였다. 그림 3.6은 Group 1의 전형적인 예를 H-R도에서 보여준다. 주성이 주계열 상태에서 팽창하면 로슈엽을 채우고 Case A 질량전달이 발생한다(그림 3.6의 A->B). 처음 질량전달이 일어날 때는 굉장히 빠르고(rapid) 열적으로 불안정한 상태이다(B->C). 따라서 주성의 열적 시간척도(thermal timescale, or Kelvin-Helmholtz timescale, τ_{KH})동안 물질이 전달되는데, 빠르다는 의미를 붙여 Case A(r)라고 한다. 이때 두 별은 가까워졌다가 다시 멀어지게 되는데, 질량전달률(mass transfer rate)도 급격히 증가했다가 감소하면서 주성이 열적 평형상태(thermal equilibrium)로 복귀하게 된다. 반성을 살펴보면 질량전달이 일어날 때, 물질이 들어오는 시간이(i.e. 주성의 열적 시간척도) 반성의 열적 시간척도 보다 짧기에 열적 평형상태에서 벗어나게 된다. 평형상태로 돌아가려

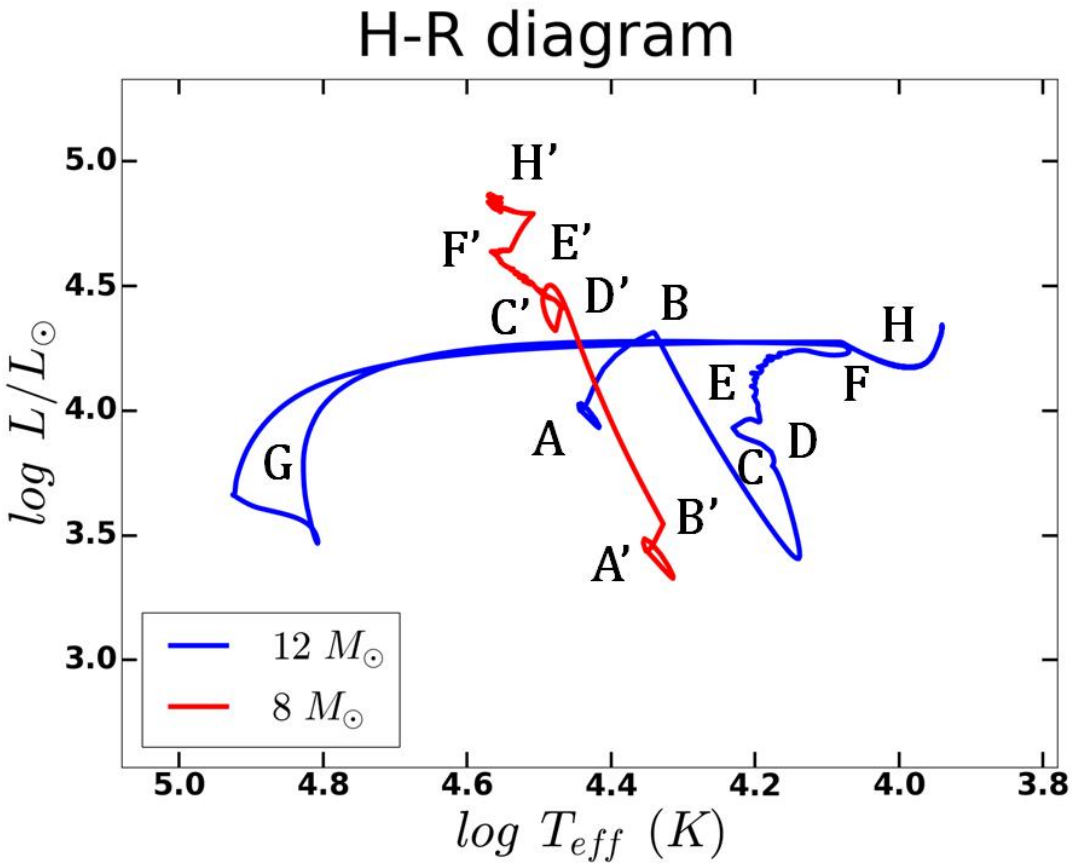

그림 3.6 $12M_\odot + 8M_\odot$, $P_0 = 3.0$ d인 경우 H-R도.
주성은 파란색으로, 반성은 빨간 실선으로 나타내었다. 주성의 진화단계를 알파벳으로 표시하였고, 반성은 각각 맞추어 (')표시를 덧붙였다. A: 영주계열성(Zero Age Main Sequence, ZAMS), B: Case A(r) 질량전달 시작, C: Case A(s) 질량전달 시작, D: Case A(s) 질량전달 끝, E: Case AB 질량전달 시작, F: Case AB 질량전달 끝, G: 주성의 수축, H: Case BB/ABB 질량전달 시작

는 시간보다 빠르게 물질이 더해지므로 불안정해진 반성은 굉장히 밝아진다(B'->C').

주성이 안정한 상태로 돌아오며 Case A(r) 질량전달은 끝이 나지만 주성의 반지름이 로슈엽의 크기에 다다라서 주성은 로슈엽을 채우고 있고 물질은 계속해서 전달된다. 이때는 주성이 핵융합 시간척도(nuclear

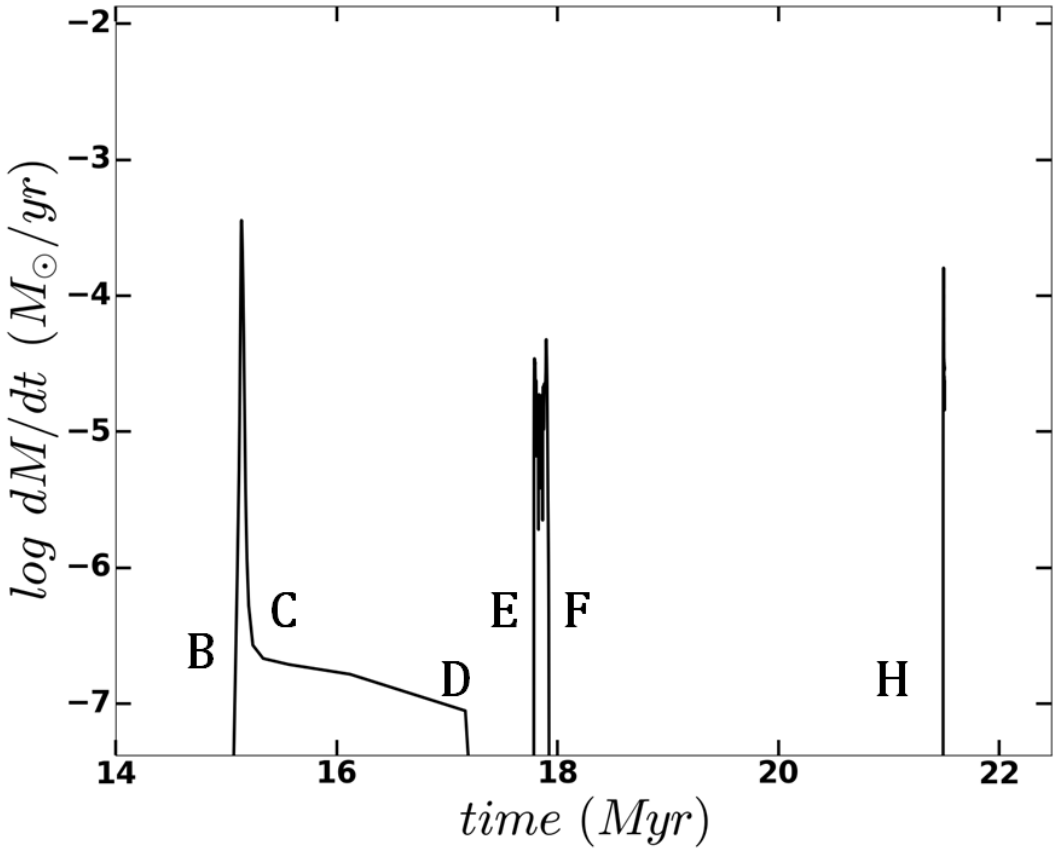

그림 3.7 $12M_{\odot}+8M_{\odot}$, $P_0=3.0$ d 인 경우에서 질량전달률(mass transfer rate). 알파벳은 (그림 3.7)의 주성과 동일한 단계를 나타낸다.

timescale) 동안 팽창하며 질량전달이 발생하는데, 느리게(slow) 일어나므로 Case A(s)라고 한다(C->D). Case A(r) 질량전달과 비교하면 전달되는 양은 적지만 주성의 주계열성으로서 남은 시간 대부분에 해당하므로 오랜 기간 일어나게 된다(그림 3.7). 주성의 수소 핵융합 반응이 끝나고 핵이 수축하면 Case A(s) 질량전달이 끝나고 두 별이 분리(detach)되는 시기가 된다(D->E).

이후 주성의 중심에서 헬륨 핵이 수축하고 헬륨 핵 외곽에서 수소껍질반응(H-shell burning)이 일어나면 거성이 되며 Case AB 질량전달이

일어난다(E->F). 이는 열적 시간척도 동안 일어나게 되며 주성의 수소층의 대부분이 사라지면 별이 작아지며 종료된다. H-R도 상에서 주성은 이 단계에서 온도가 낮아지는 쪽으로 움직였다가(그림 3.6의 E->F) 물질 대부분을 잃어버리고 핵 근방이 노출되면 표면 온도가 높아지는 쪽으로 이동한다(F->G). 이 과정에서 수소 표피층을 모두 잃어버리면 헬륨별이 되고 생성된 헬륨별의 질량에 따라 이후 진화양상이 달라진다. 반성은 계속해서 물질을 공급받아 광도가 증가하게 된다(E'->F').

그림 3.8는 주성의 진화단계에 따른 내부구조를 나타낸 그림이다(Kippenhahn diagram). Case A(r) 질량전달이 15Myr 직후에 일어날 때, 질량이 급감하고, 이후 Case A(s)를 통하여 지속해서 감소하는 것을 볼 수 있다. 주계열 단계가 끝나고 핵 위에서 수소껍질반응을 통해 팽창하여 Case AB 질량전달이 일어나고 주성은 헬륨성이 된다. 헬륨별이 상당히 무거우면($>3.7M_{\odot}$) 이후의 진화과정에서 표면은 많이 팽창하지 않는 상태로$\left(R \leq 10R_{\odot}\right)$ 철 핵까지 만들고 중심핵 붕괴 초신성이 된다. 반면 헬륨별이 충분히 무겁지 않으면 탄소 핵융합 반응 과정 중에 다시 표피층이 팽창해서 표면 온도가 낮아지고(그림 3.6의 H) 로슈엽을 따라 물질이 전달된다(Case BB/ABB)(그림 3.7의 H). 이후 철 핵의 질량이 찬드라세카 한계($\sim 1.4M_{\odot}$)를 넘으면 초신성으로 폭발하게 된다. 별 전체의 질량이 이에 미치지 못한다면 헬륨 핵융합 반응이 끝난 이후 더 이상 핵반응을 할 만큼 중심 온도가 높아지지 못하고 백색왜성으로 식어갈 것이다. 헬륨별의 질량은 찬드라세카 한계를 넘지만, 중심핵의 질량이 찬드라세카 한계에 도달하지 못하는 경우는 추가 연구가 필요하다. 주성의 진화에 따른 일련의 과정을 그림 3.9에 정리하였다.

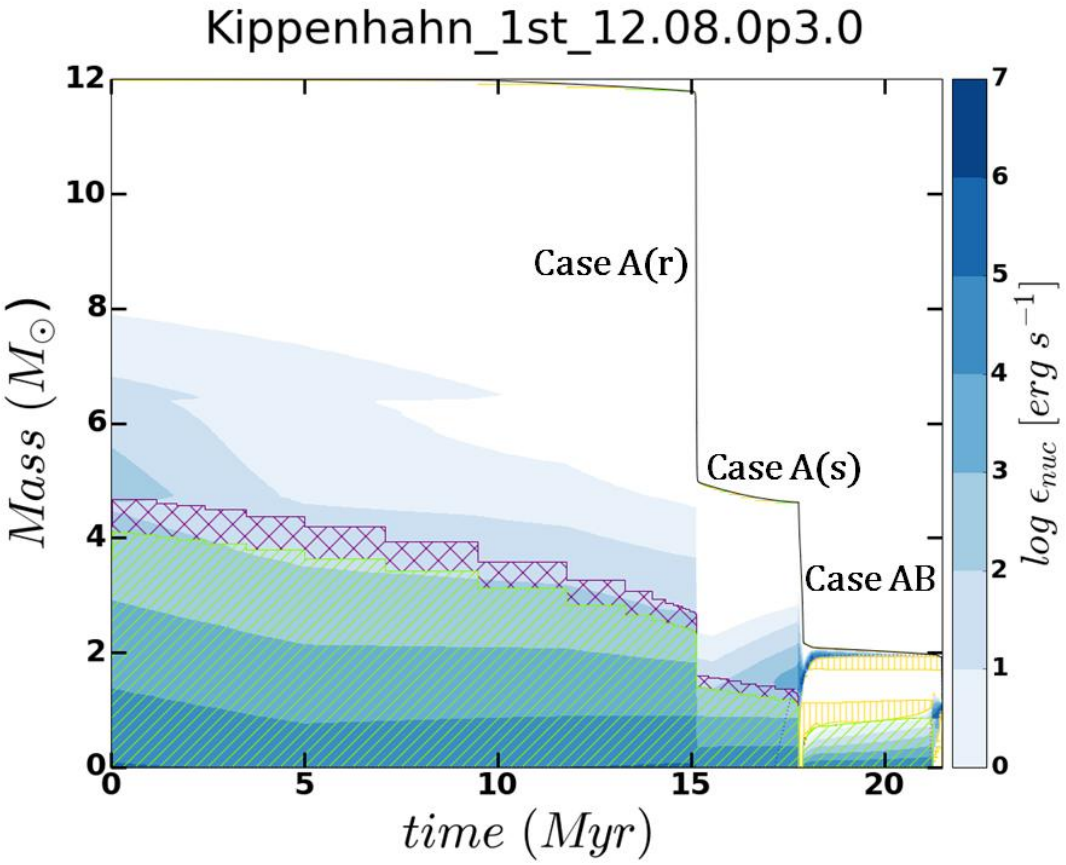

그림 3.8 $12M_\odot + 8M_\odot$, $P_0 = 3.0$ d 인 경우 주성의 별 내부구조의 진화과정. 파란색으로 색칠된 영역은 진하기에 따라 핵융합에 의한 에너지 생성률을 나타내고 초록색 빗금 친 영역은 대류가 일어나는 영역이다. 보라색으로 빗금 친 부분은 대류가 발생하는 영역 위로 추가로 일어나는 과대류(overshooting)를 나타낸 것이다. 노란 부분은 별 내부에서 물질들의 평균 분자량이 역전되는 부근에서 일어나는 열염분 대류(thermohaline mixing)를 표시한 것이다.

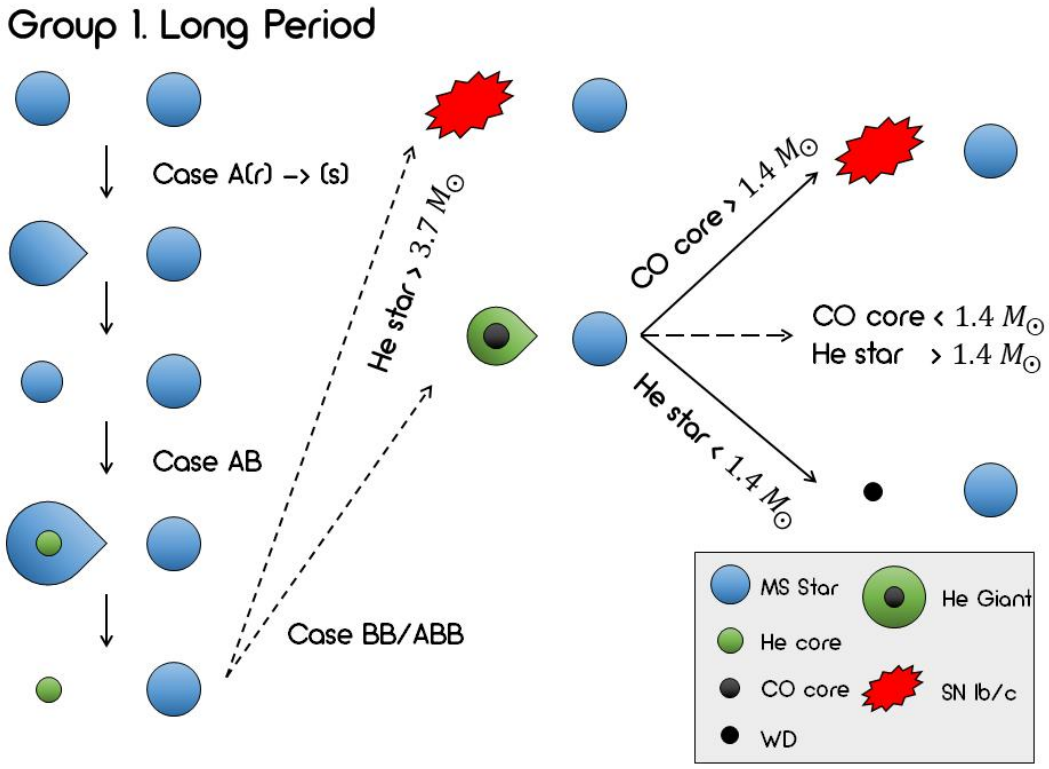

그림 3.9 주기가 긴 경우 진화 도식도.

3.1.2 Group 2 - 주기가 중간인 경우

쌍성계에서 로슈엽의 크기는 두 별 사이의 거리와 두 별의 질량에 따라 결정된다($R_L \propto A$, R_L : 로슈엽 크기, A : 별간 거리). 초기 주기가 짧으면 초기의 별간 거리도 짧아서 질량전달이 일찍 일어나게 된다. 그림 3.10은 Group 2의 전형적인 모습을 H-R도에서 나타낸 것이다. 그림 3.6과 비교하면 주기를 제외한 모든 조건이 동일한데, Case AB 질량전달이 일어날 때, 반성의 광도가 더 많이 증가하는 것을 볼 수 있다(그림 3.10의 E'->F'). 이후 반성은 주계열을 끝내고(G) 팽창하여 거성으로 진화하

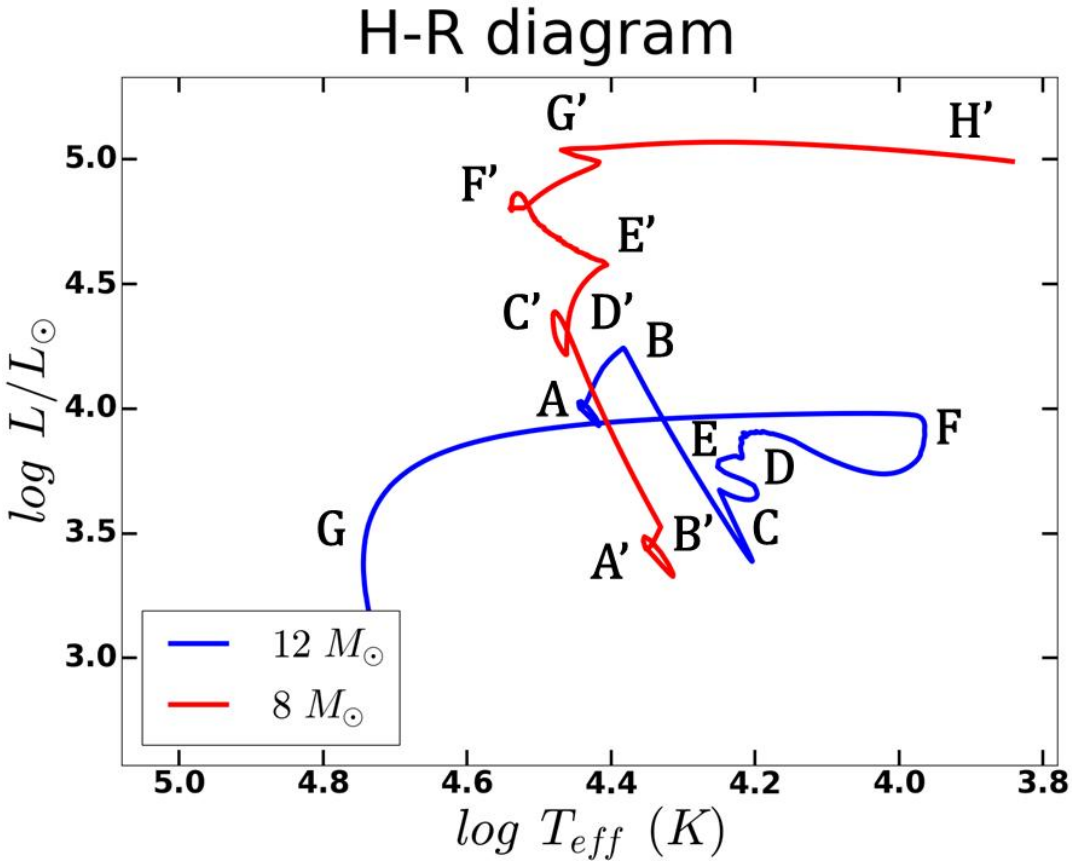

그림 3.10 $12M_\odot + 8M_\odot$, $P_0 = 2.0$ d 인 경우 H-R도.
알파벳은 (그림 3.6)과 같은 방식으로 표기하였다.

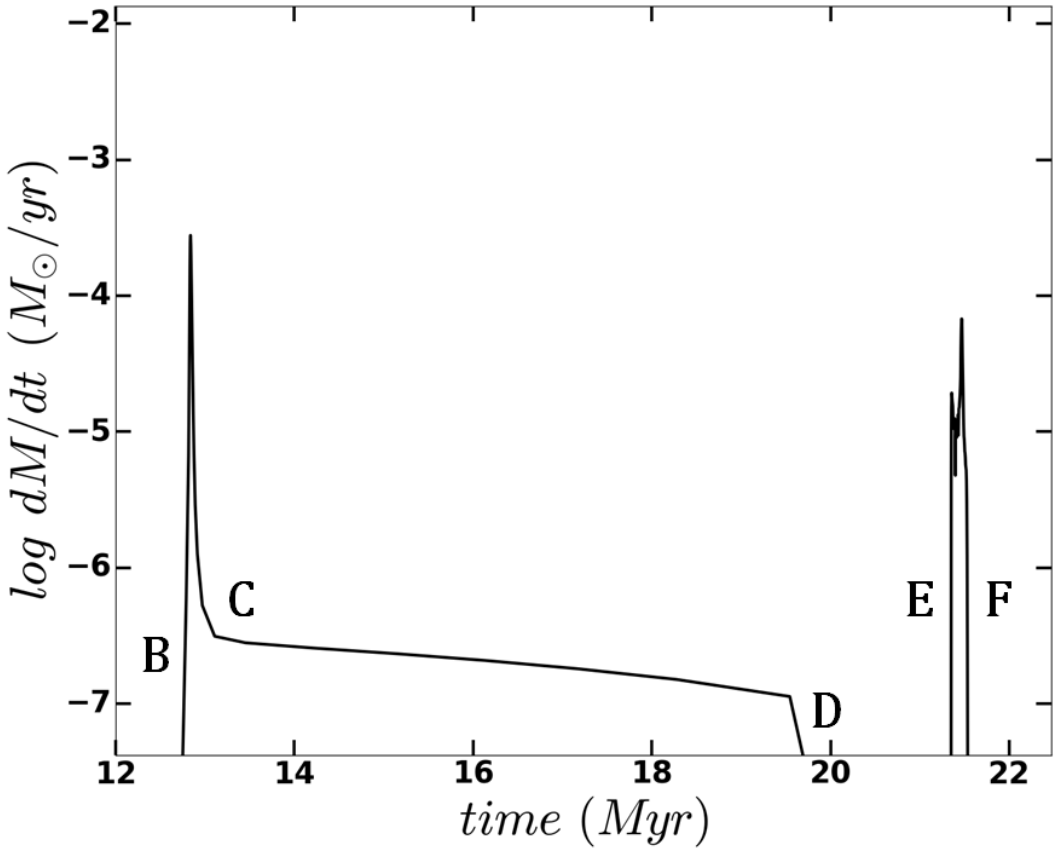

그림 3.11 $12M_{\odot}+8M_{\odot}$, $P_i=2.0$ d 인 경우에서 질량전달률.

는 모습을 보인다. 즉 H-R도에서 온도가 떨어지는 방향으로 진화한다 (G'->H').

Case A(r) 질량전달이 일어날 때, 주성의 광도가 낮아지고(B->C) 중심핵의 크기도 작아지게 된다. 이로 인해서 이후의 주성은 같은 질량을 가진 보통의 별보다 수명이 길어진다. 초기 주기가 짧아지면 주성이 덜 진화했을 때 Case A 질량전달이 시작되므로 Group 2에서는 Group 1에 비해 주성의 진화시간이 길어지게 된다(그림 3.7과 3.11의 C->D).

반성은 주성과 반대 효과를 받게 된다. 로슈엽을 통해 넘어오는 물질의 양이 급한 전달에서 느린 전달로 바뀌며 줄어들면 열적 평형상태를

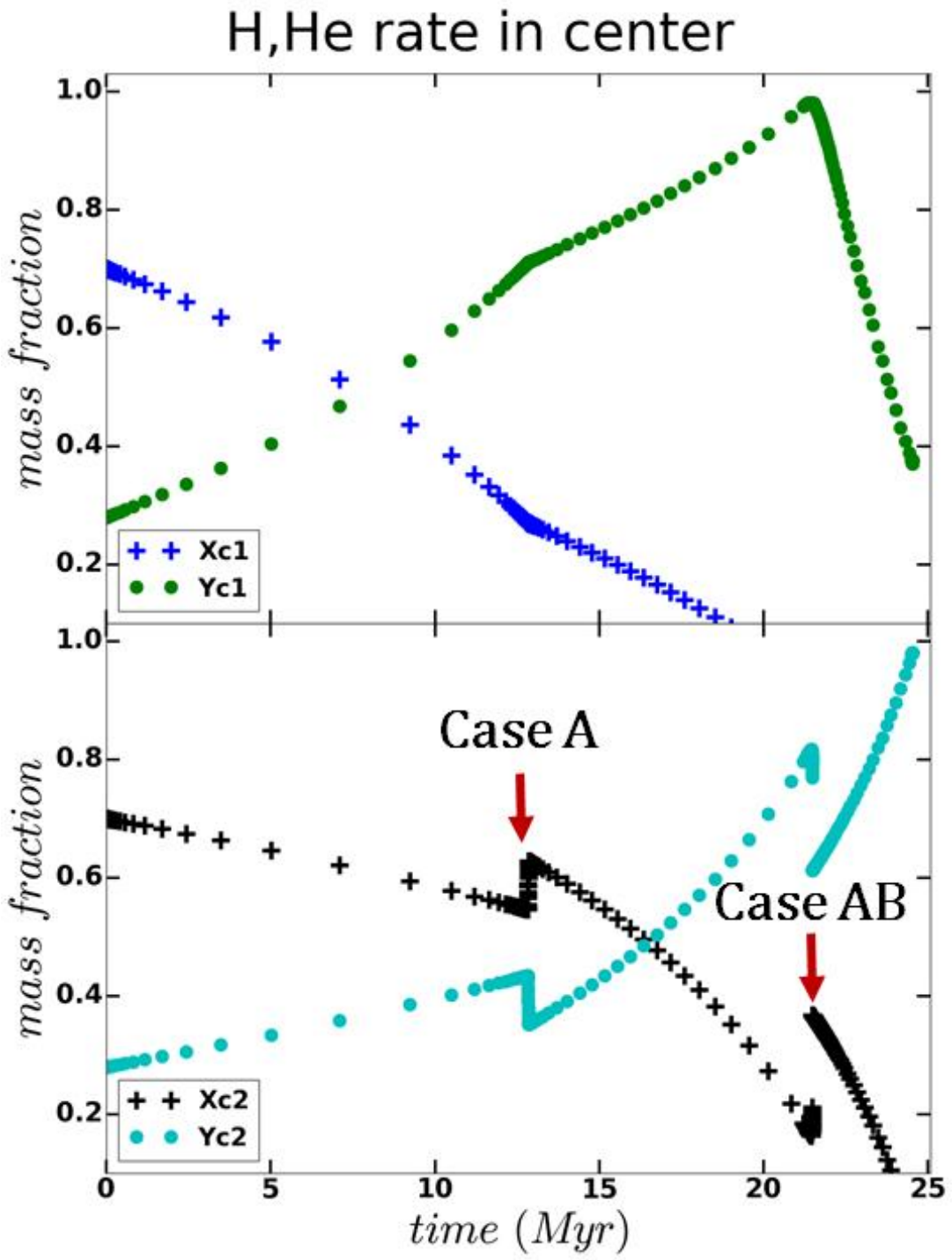

그림 3.12 $12M_{\odot}+8M_{\odot}$, $P_0=2.0$ d 인 경우 중심에서의 함량비.
위 그림은 주성의 경우, 아래 그림은 반성의 경우이다. 각각 파란색과 검정색의 + 모양은 수소 함량비를 나타내고, · 는 헬륨 함량비를 나타낸다. 아래 그림에서 Case A와 AB 질량전달이 일어날 때, 반성의 중심 수소 함량비가 증가하는 것을 알 수 있다(rejuvenation).

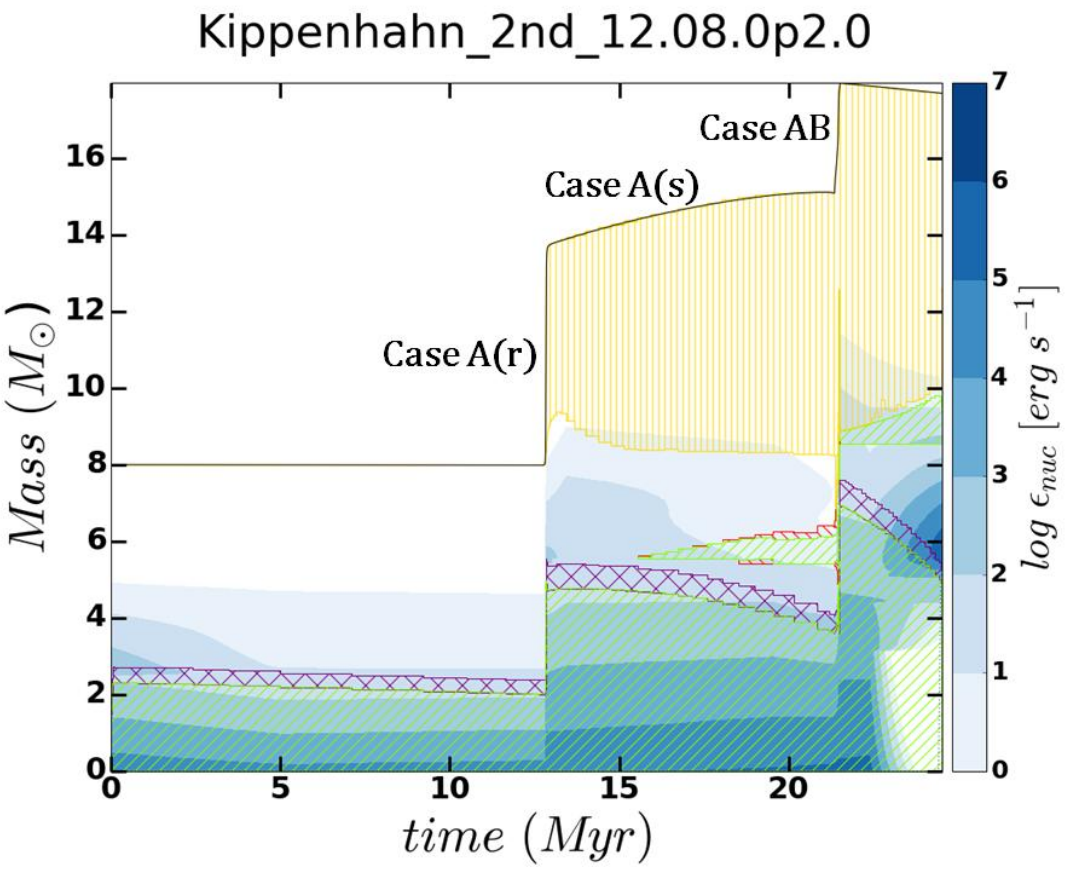

그림 3.13 $12M_\odot + 8M_\odot$, $P_0 = 2.0$ d 인 경우 반성의 별 내부구조의 진화과정. 파란색으로 색칠된 영역은 진하기에 따라 핵융합에 의한 에너지 생성률을 나타내고 초록색 빗금 친 영역은 대류가 일어나는 영역이다. 보라색으로 빗금 친 부분은 대류가 발생하는 영역 위로 추가로 일어나는 과대류(overshooting)를 나타낸 것이다. 노란 부분은 별 내부에서 물질들의 평균 분자량이 역전되는 부근에서 일어나는 열염분 대류(thermohaline mixing)를 표시한 것이다. 빨간 영역은 Ledoux 조건에서 발생하는 준대류(semi-convection)을 의미한다.

복구하고 반성의 중심 대류핵이 커지게 된다. 이때 바깥쪽의 수소 물질이 대류로 인해 중심으로 섞여 들어가 대류핵의 수소비율(X_c)이 높아지는 현상(rejuvenation)이 발생한다(그림 3.12). 반성은 젊어지지만, 초기 질량의 두 배 이상 무거워지므로 진화속도가 빨라지게 된다.

그림 3.13은 반성의 진화단계에 따른 내부구조를 나타낸 그림이다 (Kippenhahn diagram). 13Myr 부근에 Case A(r) 질량전달이 발생하여 반성의 질량이 급증하는 모습을 볼 수 있다. 이때는 주성이 반성보다 먼저 진화해서 질량전달을 하므로 들어오는 물질의 평균 분자량이 반성을 이루는 수소보다 더 높다. 따라서 평균 분자량의 역전이 생겨 반성의 표면에 넓게 열염분 대류가 일어나는 것을 볼 수 있다. Case A와 AB를 통해 물질을 받을 때 중심 부분의 대류가 바깥으로 확장되어 외곽의 수소가 핵에 공급되는 모습도 확인할 수 있다.

질량전달 이후 진화시간이 길어진 주성에 비해 매우 무거워진 반성은 진화속도가 빨라지게 된다. 반성이 진화하여 주계열을 마치고 거성이 되면 주성으로 역 질량전달이 발생한다. 이 경우는 질량전달의 속도가 매우 빨라 공통 외피층 상태를 겪고 헬륨 쌍성이 만들어진다. 생성된 헬륨별을 보면 반성이 물질을 전달받아 아주 무거운 상태에서 진화하였으므로 주성 헬륨별에 비해 훨씬 질량이 크다. 따라서 이후의 과정에서는 반성이 더 빨리 진화하여 초신성으로 폭발할 것이다. 폭발 과정에서 생겨난 중성자별이 충격을 받아 많은 운동량을 얻으면 쌍성계는 와해될 것이고 주성은 홑별이 될 것이다. 이 과정을 통해 가벼운 질량의 헬륨별이 독립적으로 존재할 수 있고 이후 헬륨 거성으로 진화할 수 있다. 역 질량전달을 통해 헬륨 거성으로 진화하는 과정은 그림 3.14에 정리하였다.

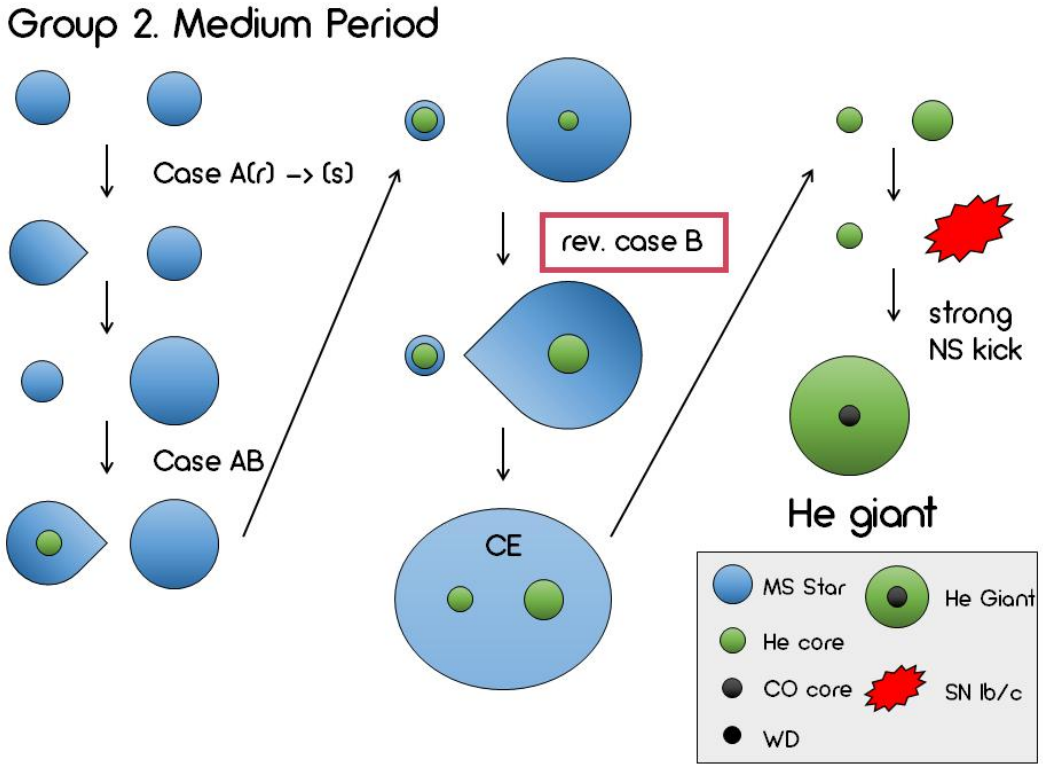

그림 3.14 주기가 중간인 경우(헬륨 거성으로의) 진화 도식도.

3.1.3 Group 3 - 주기가 짧은 경우

두 별이 너무 가깝게 위치하면 주성에서 로슈엽을 통해 물질이 전달될 때 질량을 잃는 주성의 진화가 느려지는 반면 질량이 증가하는 반성이 매우 빠르게 진화하여 주성보다 먼저 수소 핵융합 반응이 종결된다. 헬륨 핵이 수축하는 동안 반성이 팽창하여 급격한 질량전달을 일으키면서 접촉(contact)되고 공통 외피층 상태를 거치게 된다. 그림 3.15은 주기가 짧은 Group 3에서 두 별의 H-R도의 한 예이다. Case A(s) 질량전달이 일어나는 도중(C'->D') 반성이 진화를 빨리하고 주계열이 끝나고

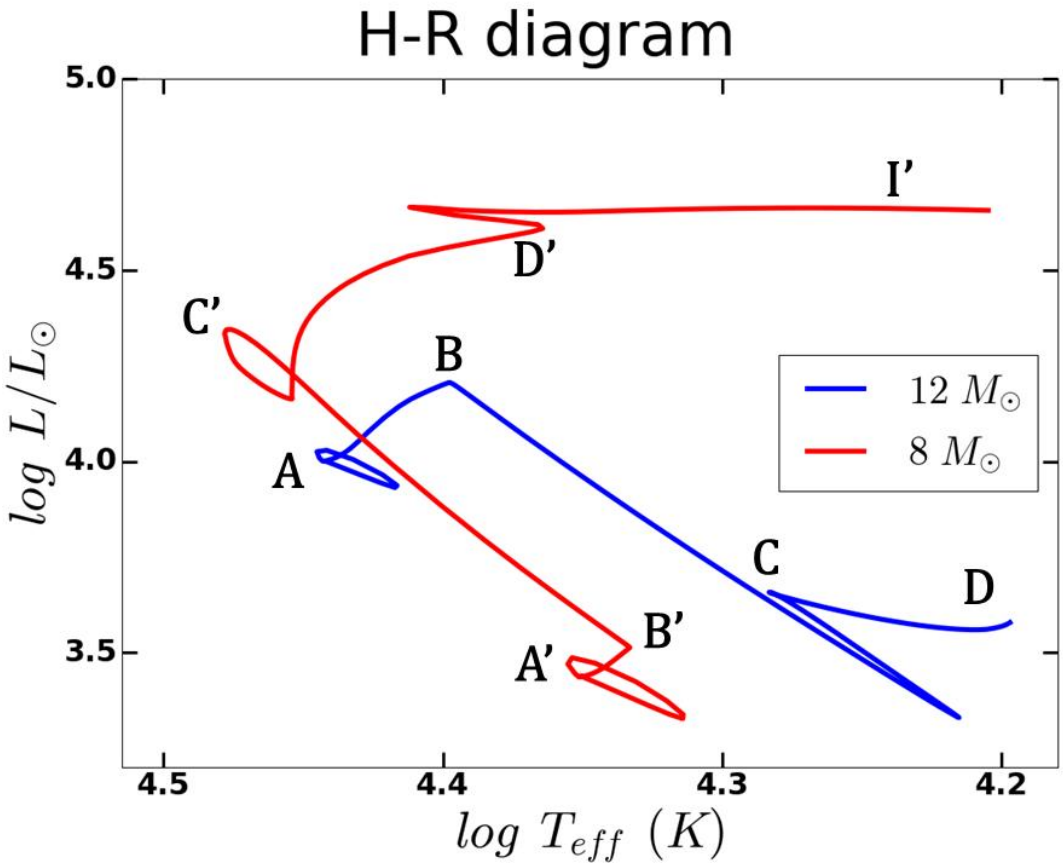

그림 3.15 $12M_\odot + 8M_\odot$, $P_0 = 1.7$ d 인 경우 H-R도. I'은 반성이 주계열을 벗어나서 중심핵은 수축하고 표피는 팽창하는 단계이다.

팽창하여 표면 온도가 감소하는 모습을 볼 수 있다(D'->I'). 공통 외피층 상태를 겪은 후에는 두 핵 간의 거리가 너무 가까워서 결국 합병이 일어날 것으로 예측된다. 두 별이 합쳐져 거대한 하나의 별이 되는 것이다. 이때는 청색 초거성(Blue Super Giant, BSG)상태로 진화할 것이라 예상된다(Menon & Heger 2017). 이는 SN 1987A와 같이 청색 초거성이 초신성으로 폭발한 경우에 모체성의 진화과정을 설명하기에 적합하다 (e.g. Walborn et al. 1987; Pastorello et al. 2012; Taddia et al. 2013). Group 3의 진화과정은 그림 3.16에 도식적으로 설명되어 있다.

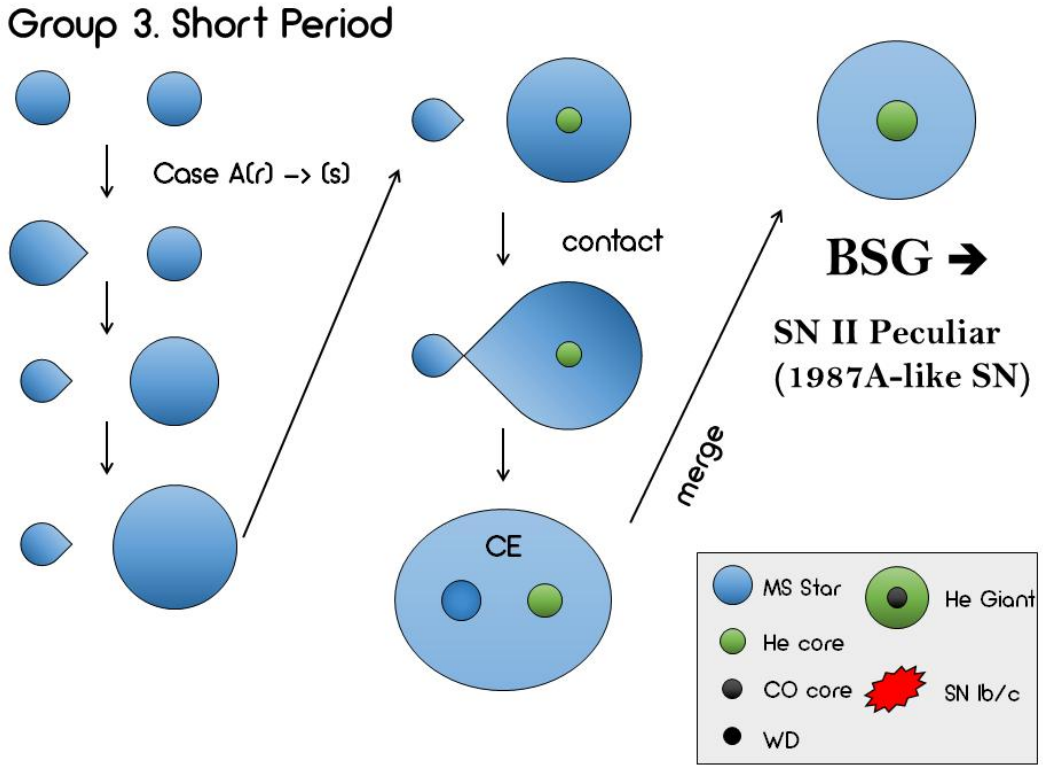

그림 3.16 주기가 짧은 경우 진화 도식도.

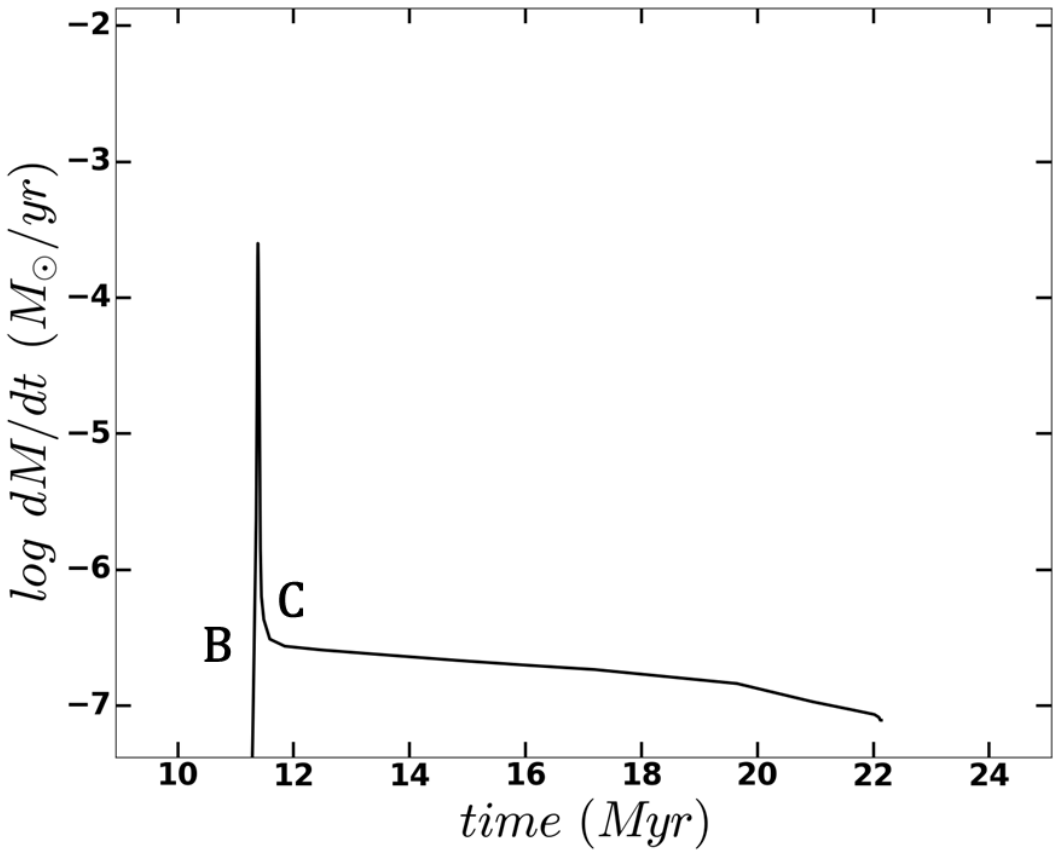

그림 3.17 $12M_\odot + 8M_\odot$, $P_0 = 1.7$ d 인 경우에서 질량전달률.

3.2 초기 질량비의 영향

주어진 주성의 질량과 쌍성계의 초기 질량비에 따라 진화하는 경향성이 달라진다. 주기가 1.5 d / 1.7 d인 경우는 두 별이 너무 가까워서 초기 질량 및 질량비와 관계없이 모든 모델에서 합병이(Group 3) 일어났다(그림 3.1 ~ 3.5). 보통 별은 질량이 클수록 빠르게 진화하여 수명이 짧다. 그림 3.18는 별의 질량에 따른 진화시간을 도식적으로 보여준다. 주성이

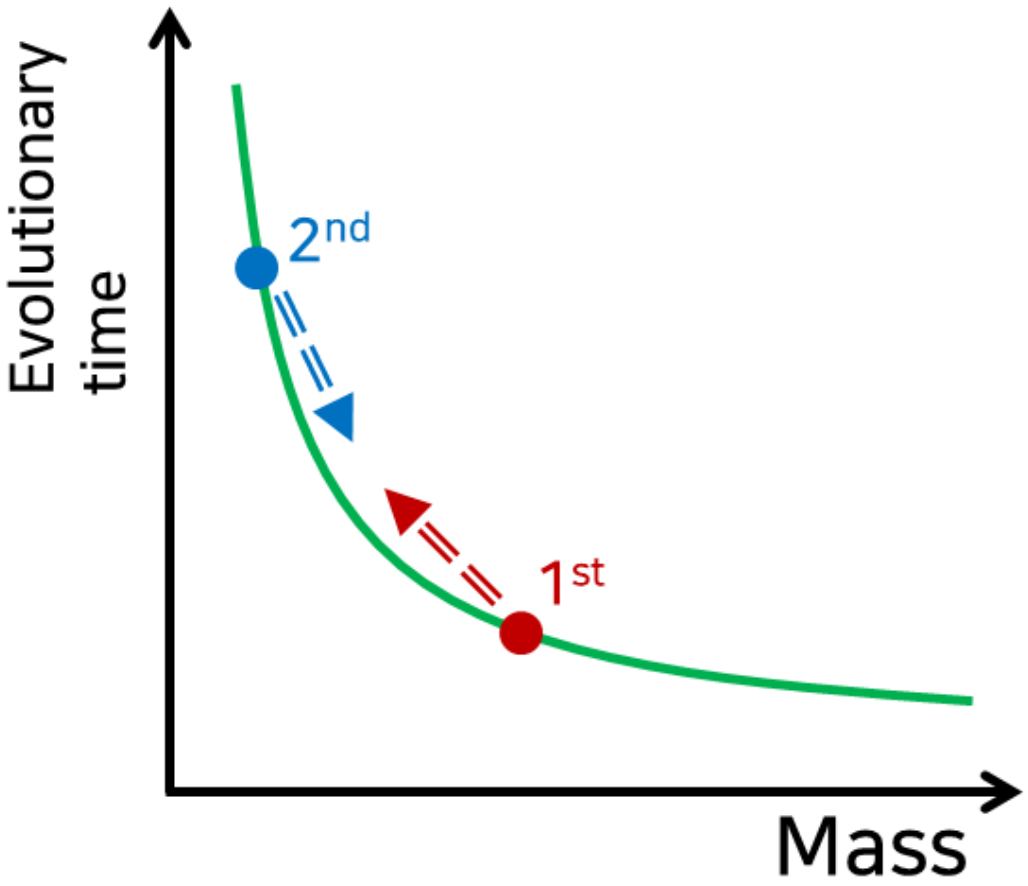

그림 3.18 별의 질량에 따른 진화시간을 도식적으로 표현한 그래프. x축은 질량을 나타낸 것이고, y축은 별의 남은 진화시간이다. 경향성만 나타내고자 하였으므로 정확한 수치는 생략하였다. 빨간색은 주성, 파란색은 반성을 나타내었다. 물질교환을 통해 주성은 가벼워지고, 반성은 무거워지므로 남은 수명이 바뀌어 그래프에서 화살표 방향대로 움직일 것이다.

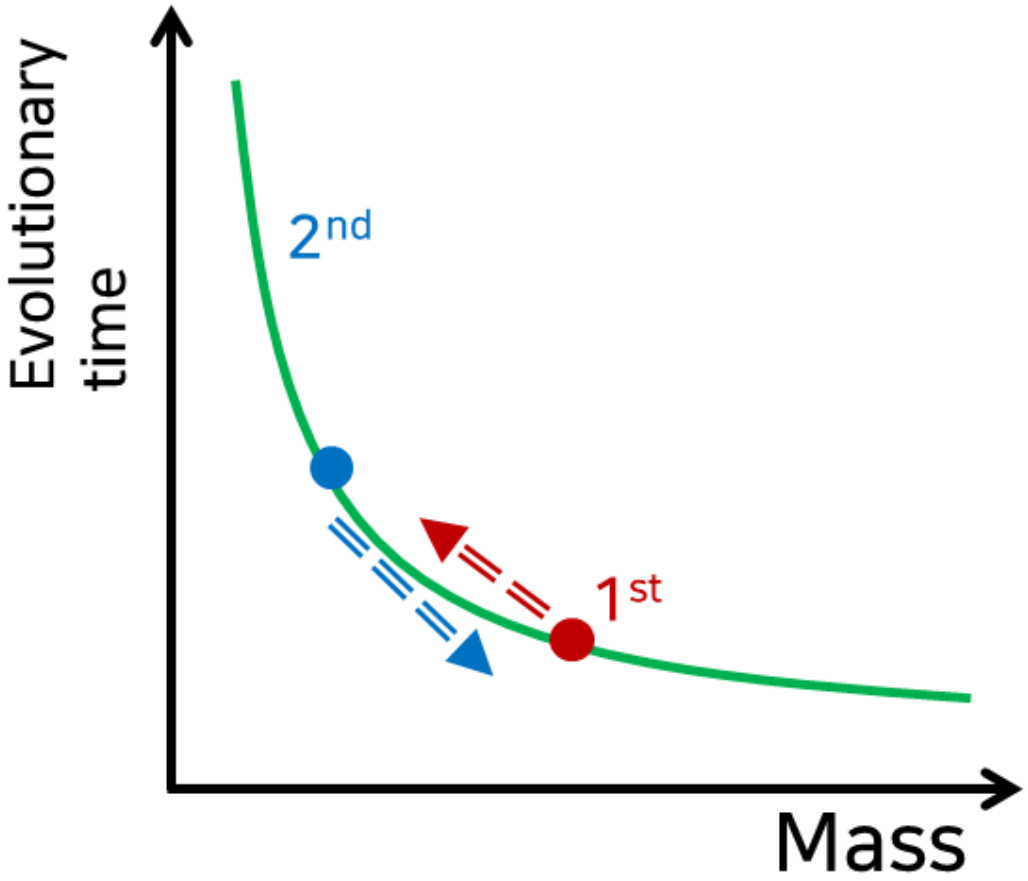

그림 3.19 별의 질량에 따른 진화시간을 도식적으로 표현한 그래프. 주성이 가벼워져서 남은 진화시간이 길어지는 것에 비해 반성의 진화속도가 급증하면 진화단계가 역전될 수 있다.

물질교환을 통해 질량을 잃으면 반성은 질량을 얻게 되고, 주성의 남은 진화시간이 길어지지만, 반성의 진화속도는 빨라져 남은 시간이 짧아지게 된다. 길어진 주성의 남은 수명보다 반성이 많은 물질을 얻어 급격한 진화를 하면 역 질량전달이 일어날 수 있다(그림 3.19). 같은 초기 주성 질량과 주기를 가졌을 때, 질량비가 커지는 것은 반성의 질량이 무거워지는 것이므로 그림 3.18에서 그림 3.19과 같이 되는 것이다. 즉 같은 주

기에서 질량비가 크면 반성이 주성보다 먼저 진화하기에 유리하고, 물질 교환 이후에 진화속도의 역전이 일어나면 Group 2, 질량전달 중에 급격히 반성이 진화하면 합병하는 Group 3로 된다. 반면 질량비가 작으면 질량 교환이 있더라도 반성의 질량이 주성의 질량에 비해 그다지 많이 증가할 수 없기에 주성보다 빨리 진화하기 어렵고 Group 1이 된다(그림 3.1).

쌍성계에서 두 별 사이의 거리는 처음에는 가까워졌다가 두 별의 질량이 같아지고 나면 멀어지는 쪽으로 진화한다. 그림 3.20을 보면 주어진 주성의 질량에서, 질량비가 커지면(아래 그림) Case A(r) 질량전달이 더 빨리 일어난다. 즉 질량비가 클수록 주성이 상대적으로 덜 진화한 상태에서 질량을 전달하여 반성이 주성보다 훨씬 더 무거워지므로 진화속도에 역전이 일어나기가 더 쉬운 것이다.

질량비에 따라서 별의 내부 상태를 보면 질량전달이 일어나기 전까지 주성의 진화는 동일하지만 반성은 진화 양상이 매우 다르다(그림 3.21). 질량비가 크면(아래 그림) 반성의 질량이 크므로 충분히 진화해있는 상황에서 질량전달이 일어났고 $(X_c\downarrow,\ Y_c\uparrow)$, 이후 무거워져서 진화속도가 빨라지면 먼저 진화하여 주계열 단계를 빨리 벗어나게 된다. 즉 질량비가 커지면 반성이 먼저 진화할 가능성이 커지고, Group 1에서 Group 3으로 진화의 경향성이 바뀌는 것을 볼 수 있다(그림 3.1~3.5).

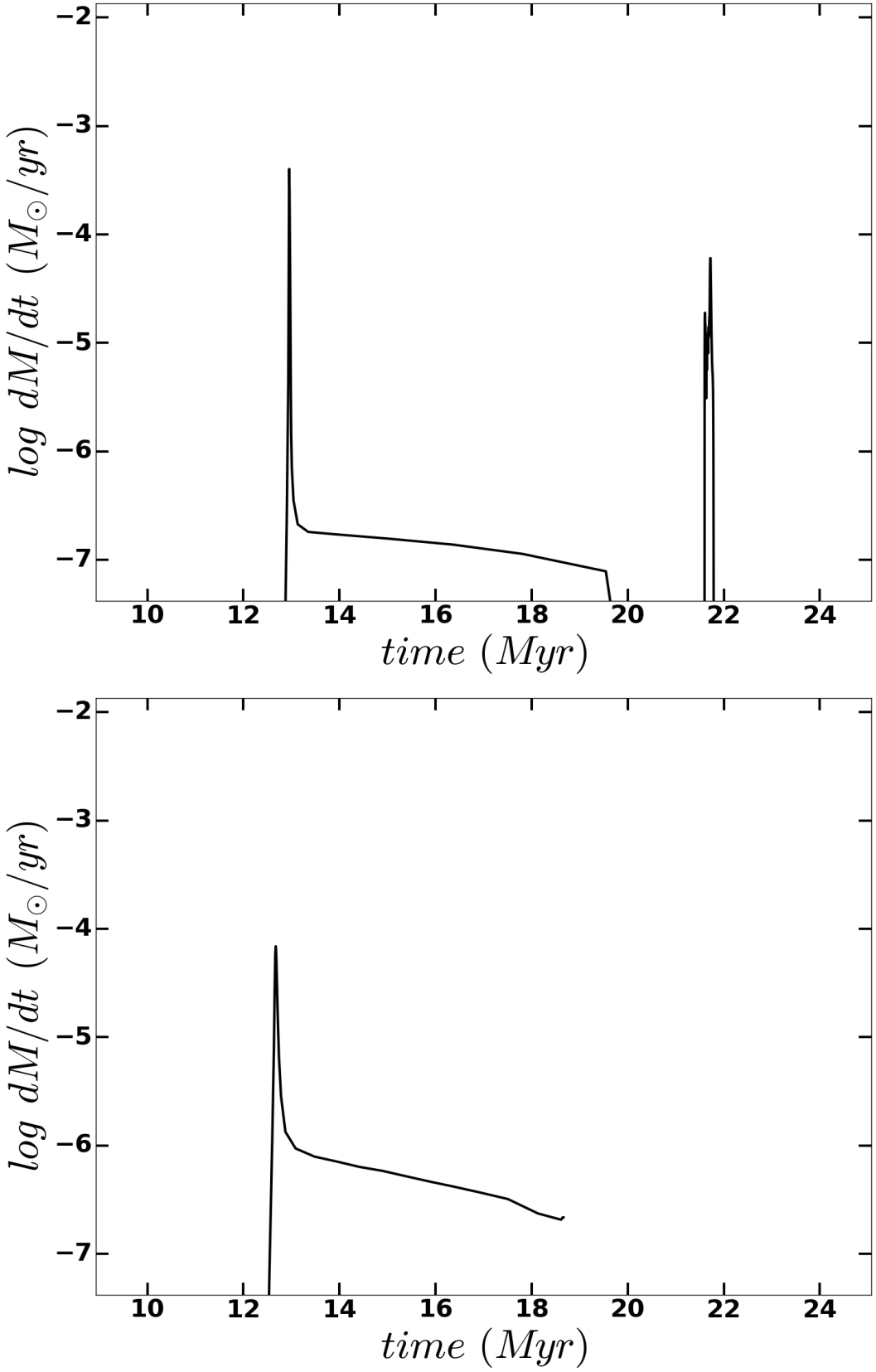

그림 3.20 질량전달률의 시간에 따른 변화.
$12M_\odot + 7M_\odot$, $P_0 = 2.0$ d (위 그림) / $12M_\odot + 11M_\odot$, $P_0 = 2.0$ d (아래 그림)

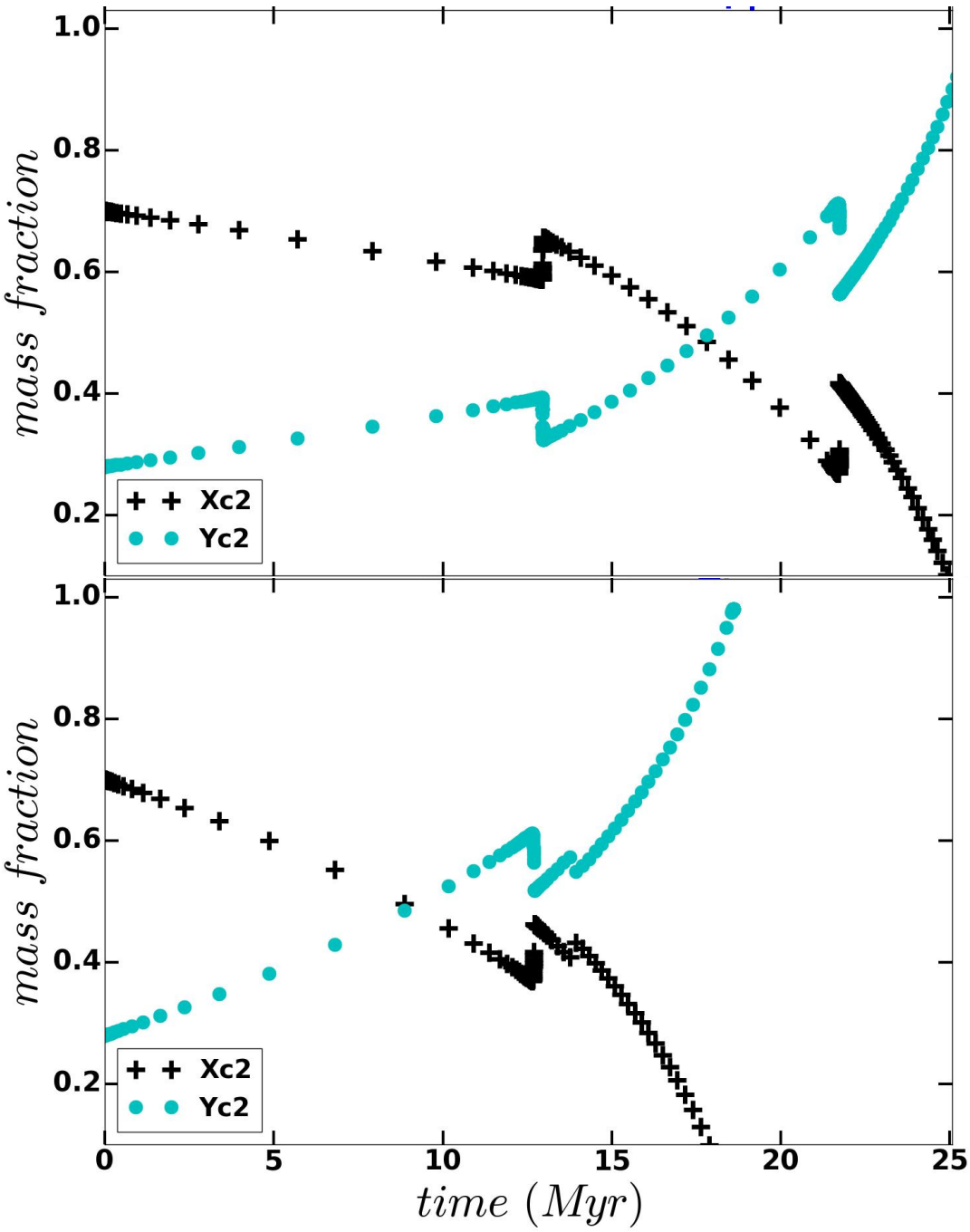

그림 3.21 반성의 중심에서의 함량비.
$12M_\odot + 7M_\odot$, $P_0 = 2.0$ d (위 그림) / $12M_\odot + 11M_\odot$, $P_0 = 2.0$ d (아래 그림)

3.3 주성의 초기 질량의 영향

주기와 질량비가 동일한 경우 주성의 초기 질량에 따라서도 진화하는 양상이 달라진다. 계산한 결과에 따르면 헬륨 거성이 생성될 수 있는 Group 2가 초기 질량이 커짐에 따라 빈도가 감소하는 것을 볼 수 있다(그림 3.1~3.5). 이는 진화속도 관점에서 쉽게 유추할 수 있다. 별의 진화속도는 질량에 비례하고 진화시간의 기울기는 지수함수 꼴로 감소한다. 두 별의 질량이 작으면 물질교환을 통하여 진화시간이 급격히 바뀌므로 쉽게 두 별 사이에 진화속도의 역전이 생길 수 있다(그림 3.22). 반

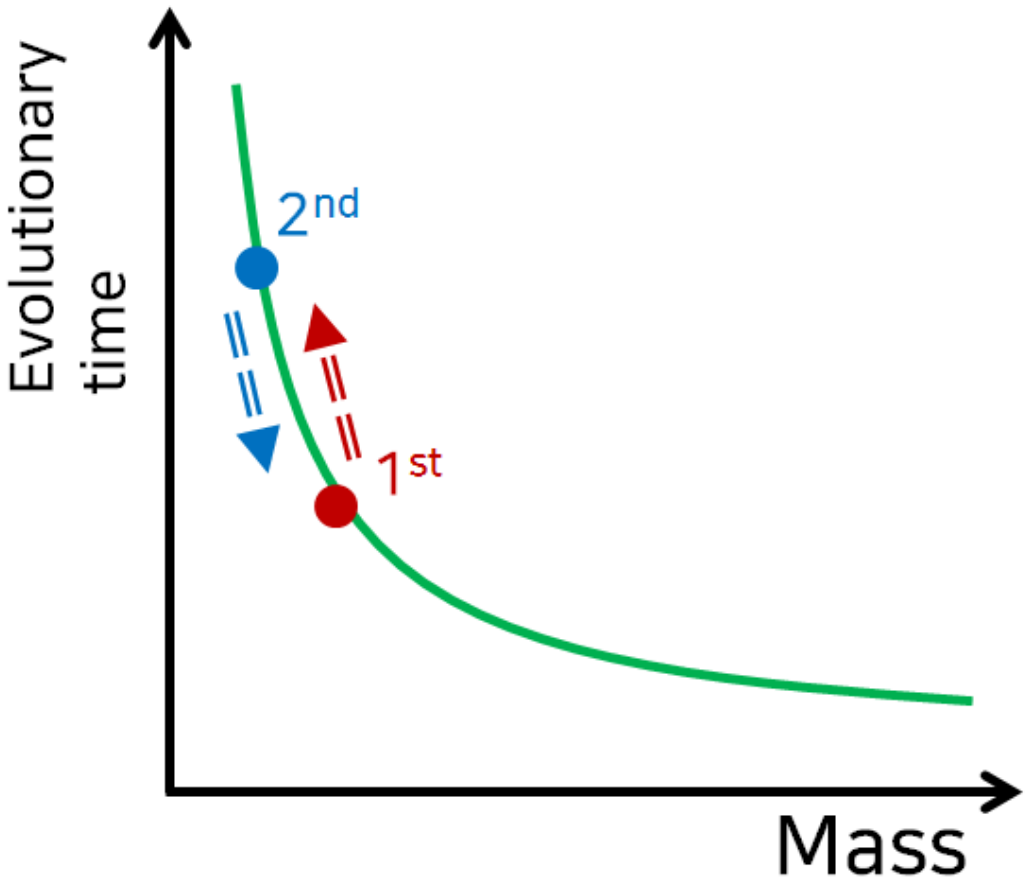

그림 3.22 별의 질량에 따른 진화시간을 도식적으로 표현한 그래프. 두 별의 질량이 작으면 상대적으로 물질교환으로 인해 진화가 역전되기가 쉽다.

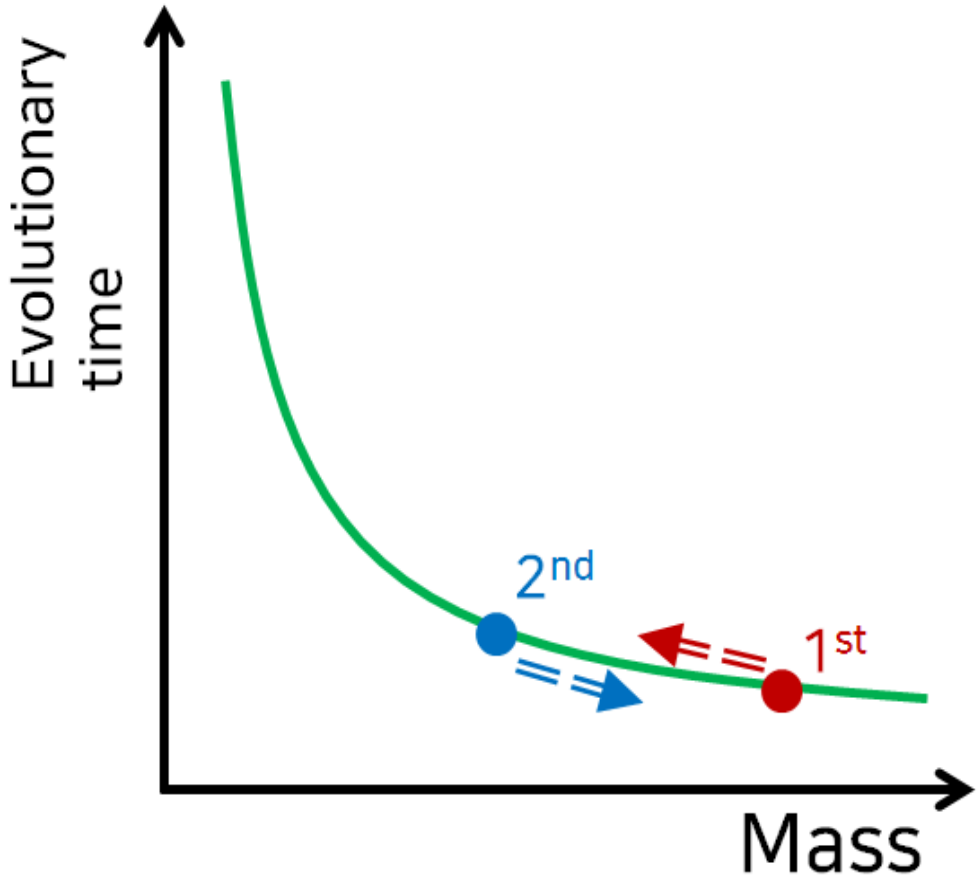

그림 3.23 별의 질량에 따른 진화시간을 도식적으로 표현한 그래프. 두 별의 질량이 크면 상대적으로 역 질량전달이 일어나기 어렵다.

면 질량이 상대적으로 클 경우 같은 조건에서 질량전달이 일어나도 두 별 간 진화속도의 변화가 크지 않아서 진화의 역전이 일어나기가 상대적으로 어렵다(그림 3.23). 그림 3.1~3.5를 보면 초기 주성 질량이 작은 경우에서는 Group 2가 발생하지만, 질량이 커질수록 빈도가 줄어드는 것을 볼 수 있다.

거성은 별의 내부에서 핵이 수축하여 거울 효과에 따라 표피가 팽창한 별이다. 헬륨 거성으로 진화하는 별은 $2\sim3M_{\odot}$의 질량을 가지는 헬

륨별이어야 한다. 진화하는 별의 핵 부분이 헬륨별이 될 것이므로 초기 질량이 너무 크면 이 조건을 만족하기가 쉽지 않다. 따라서 역 질량전달이 일어나는 Group 2 중에서도 이후에 헬륨 거성으로 진화할 수 있는 경우는 초기 질량이 작은 경우이다. $18M_{\odot}$에서 Group 2에 해당하는 경우는 헬륨성이 된 주성이 볼프-레이에 별과 같이 표면 온도가 높은 상태로 진화할 것이다.

계산한 결과를 발생 횟수로 구분하여 초기 질량에 따라 표 3.1에 정리하였다.

초기 질량	발생 횟수		
	Group 1	Group 2	Group 3
$11M_{\odot}$	4	7	16
$12M_{\odot}$	6	8	16
$13M_{\odot}$	8	6	16
$14M_{\odot}$	8	5	17
$15M_{\odot}$	10	3	17
$16M_{\odot}$	13	0	17
$17M_{\odot}$	13	0	17
$18M_{\odot}$	12	1	17
$19M_{\odot}$	13	0	17
$20M_{\odot}$	12	0	18

표 3.1 초기 질량에 따른 Group에 해당하는 수. 주성의 질량이 $11M_{\odot}$인 경우 주기가 3.0 d 일 때 Case AB 질량전달이 일어나는 도중 계산이 길어지는 모델이 3가지 있어 이를 빼고 나타내었다.

지금까지 설정한 주성의 초기 질량, 주기, 질량비에 따른 진화 양상을 보았다. 매개변수 공간 (P_0, q_0)에서 Group이 각각 다른 영역에서 나타났으며, 특히 헬륨 거성으로 진화하는 Group 2는 제한된 영역에서 발생하는 것을 알 수 있었다. 그렇다면 계산한 진화 모델이 실제로 관측된 Ibn 형 초신성의 발생 비율을 설명할 수 있는지 다음 장에서 살펴보겠다.

Chapter 4

논의

4.1 대류 조건에 의한 영향

주성의 초기 질량과 초기 주기, 질량비가 같아도 대류 조건에 따라서 진화 경로가 달라진다. Ledoux 조건에서는 Schwarzschild 조건보다 화학 조성 변화의 영향을 중요하게 고려하기 때문에 상대적으로 대류가 발생하는 조건이 까다롭다. 질량전달이 일어날 때, 반성의 질량이 커짐에 따라 중심부의 대류 영역도 바깥 부분으로 확장한다. 이로 인해 바깥의 수소가 중심부로 섞여 들어와 핵의 수소 함량비(X_c)가 높아지는데 (rejuvenation), 대류 조건이 달라지면 이 효과의 정도에도 차이가 생기게 된다. Schwarzschild 조건의 경우 대류가 더욱 수월하게 일어날 수 있어서 반성이 젊어지는 효과가 더 커지게 된다(그림 4.1). 즉 반성의 진화시간이 조금 더 길어지게 되고, 주성보다 반성이 먼저 진화해서 발생하는 역 질량전달이 일어나기 어려워진다. 주성의 질량이 $12M_{\odot}$일 때 역 질량전달이 일어나는 경우가 Ledoux 조건에서는 8개이지만, Schwarzschild 조건에서는 5개로 줄어드는 것을 확인할 수 있다(그림 3.1와 그림 4.2). Ledoux 조건을 가정하면 헬륨 거성이 생성되기에 더 유리하므로 역 질량전달이 일어날 수 있는 영역의 상한 조건에 해당한다고

생각할 수 있다.

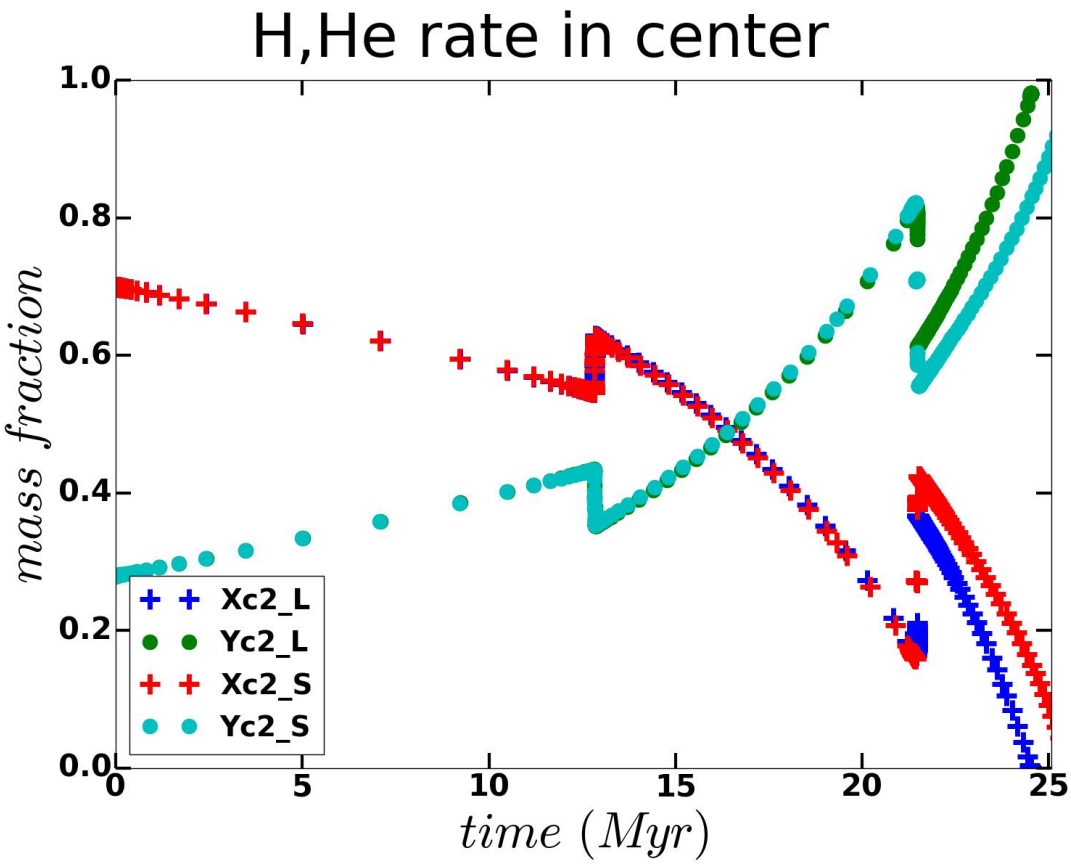

그림 4.1 $12M_{\odot}+8M_{\odot}$, $P_0=2.0$ d 인 경우 반성의 중심에서의 함량비. + 모양은 수소 함량비를 나타내고, · 는 헬륨 함량비를 나타낸다. 20Myr 이후에 Case AB 질량전달이 일어날 때, 수소 함량비가 증가하는데, 빨간색(Schwarzschild)이 파란색(Ledoux)인 경우보다 중심 수소 함량비가 더 많이 증가했음을 알 수 있다.

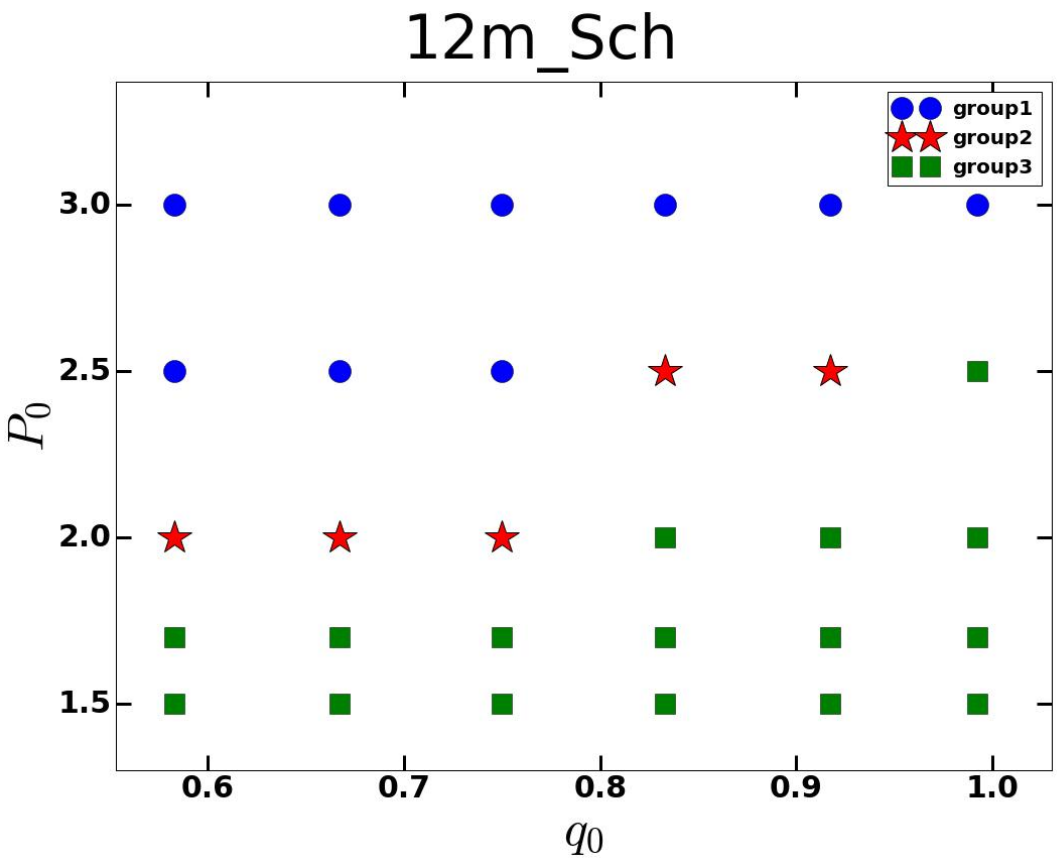

그림 4.2 초기 질량이 $12M_\odot$일 때 질량비와 주기에 따른 계산 결과. 대류 조건이 Schwarzschild 조건일 때의 결과이다.

4.2 헬륨 거성이 만들어지는 확률

계산한 결과를 바탕으로 헬륨 거성이 만들어지는 확률을 계산해보겠다. 초기 주기와 질량비의 분포는 균일하다고 가정하고, 초기 질량의 분포는 초기 질량 함수(Initial Mass Function, IMF)를 사용하였고, 살피터 함수(Salpeter function)를 적용하였다. 초기 질량 함수는 질량 범위 $[m, m+dm]$에 있는 특정 부피에 대한 별의 개수밀도 $N(m)\,dm$가 멱함수(power law)의 형태로 표현되는 식이다. 이 식은 질량-광도 관계(Mass - Luminosity relation)를 사용하여 유도되는, 식에 따르면 별의 개수밀도는 $m^{-\alpha}$에 비례한다. α는 차원이 없는 지수로 Salpeter (1955)는 $\alpha = 2.35$를 사용하였다. 이에 따르면 별의 질량이 증가할 때 그 질량을 가지는 별의 개수는 지수함수 꼴로 줄어든다.

$$N(m)dm = N_0\left(\frac{m}{M_\odot}\right)^{-2.35}\left(\frac{dm}{M_\odot}\right) \tag{4.1}$$

계산 결과에 따르면 초기 주기가 3.0 d보다 크면 두 별 사이의 거리가 멀기 때문에 주성이 주계열 상태를 벗어나 헬륨 핵융합 반응을 하는 Case B 질량전달이 일어난다. 주기가 1.7 d보다 작으면 Case A 질량전달이 일어나는 도중에 접촉이 되어 합병이 일어났다. 즉, Case A 질량전달을 겪고 분리되어 진화하는 초기 주기 조건은 $0.2 \le \log P_0 \le 0.5$ 이다. 초기 질량비는 너무 작으면(≤ 0.5) Case A(r) 질량전달 중에 두 별이 접촉했다.

초기 질량 m을 가질 확률을 $\Phi(m)$, 초기 주기 P와 질량비 q를 가질 확률을 각각 $f(P), f(q)$ 라고 하면 다음과 같은 식을 만족한다.

$$\int\int\int \Phi(m)f(P)f(q)\ dm\ dP\ dq = 1 \tag{4.2}$$

식 (4.2)에서 정상화(normalize)를 위해 전체 범위에서 계산한 값을 1로 하였다. 모델에 따르면 초기 질량 $11M_{\odot} \sim 15M_{\odot}$에서만 별이 헬륨 거성으로 진화하여 초신성으로 폭발할 가능성이 있었다. 계산의 편의를 위해 Case A 질량전달이 일어나는 영역을 $0.5 \le q_0 \le 1.0$, $1.5 \le P_0 \le 4.0$이라고 하면 그림 3.1부터 그림 3.6의 (P, q)평면에서 Group 2가 존재하는 영역을 선형보간법(linear interpolation)을 통해 간단하게 계산할 수 있다. 이에 초기 질량 함수를 고려하여 Group 2가 발생할 확률을 표 4.1에 나타내었다. 표에서 초기 질량 함수는 살피터 함수(식 4.1)로 각각의 질량을 계산하고 $11M_{\odot}$부터 $20M_{\odot}$의 범위에서 각각의 값이 차지하는 비중을 나타낸 것이다.

초기 질량	확률	
	Case 2 발생확률(%)	가중치를 고려한 초기질량함수
$11M_{\odot}$	22.5	0.194143
$12M_{\odot}$	12.5	0.158241
$13M_{\odot}$	10.0	0.131108
$14M_{\odot}$	7.5	0.110152
$15M_{\odot}$	2.5	0.093666
$16M_{\odot}$	0	0.080485
$17M_{\odot}$	0	0.069798
$18M_{\odot}$	0	0.061025
$19M_{\odot}$	0	0.053743
$20M_{\odot}$	0	0.04764

표 4.2 초기 질량에 따라서 계산한 Case 2 발생확률. 초기 질량 함수는 식 4.1에서 계산한 값을 $11M_{\odot}$부터 $20M_{\odot}$까지 범위에서 정상화한 값들이다.

이를 바탕으로 질량별로 가중치를 두어 발생확률을 계산하면 고려한 질량 범위 내에서 헬륨 거성으로 진화할 확률은 8.72% 이다. 이는 Case A 질량전달이 일어나는 조건에서 헬륨 거성이 발생할 수 있는 상한선이다. 쌍성계 중에서 Case A 질량전달을 하는 경우는 ~10% 정도이다 (e.g. Podsiadlowski et al. 1992). 전체에서 쌍성계를 이루어서 진화하는 경우가 절반 정도라고 가정할 때, 헬륨 거성이 Ibn형 초신성으로 폭발한다고 했을 경우 발생할 확률은 0.43% 정도이다. Pastorello et al (2008)에 의하면 Ibn형 초신성은 중심핵 붕괴 초신성의 1% 도 되지 않는 드문 비율로 발생한다 하였으므로 우리의 계산 결과는 관측을 잘 설명할 수 있을 것이다.

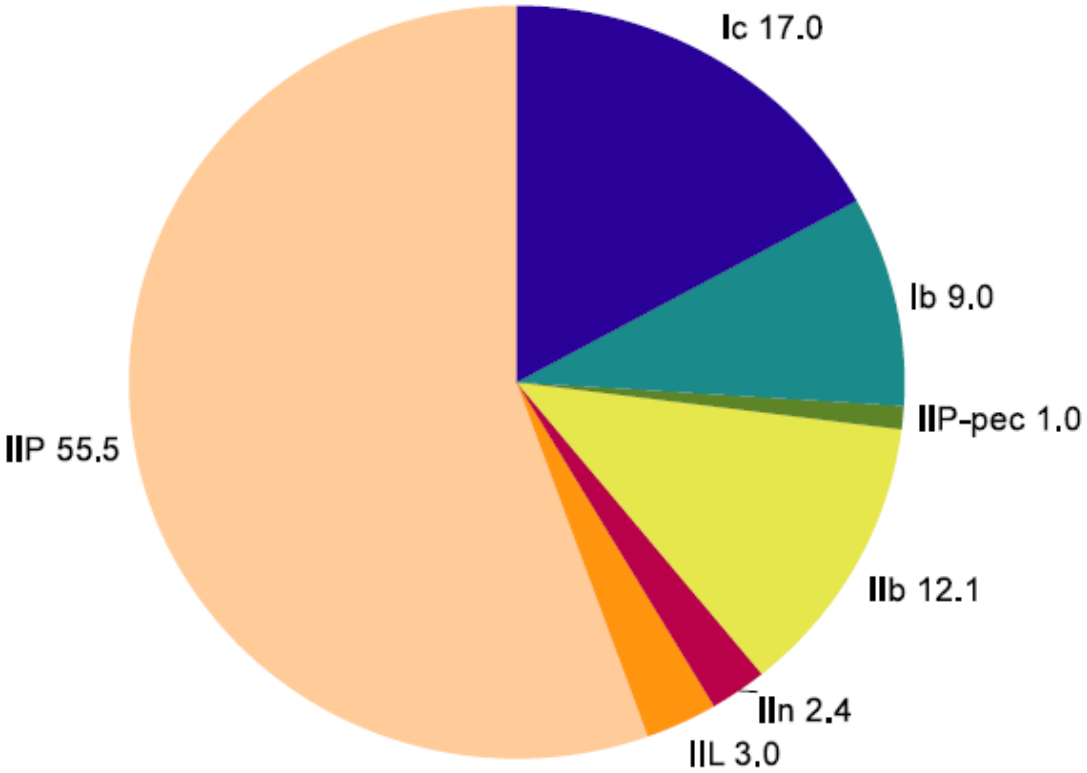

그림 4.3 Eldridge et al. (2013)의 관측된 초신성의 종족에 따른 함량비.

Chapter 5

결론

본 연구에서는 Ibn형 초신성의 모체성이 헬륨 거성이라는 가설을 제시하였고 쌍성계에서 헬륨 거성의 진화 경로와 가능성을 살펴보았다. 항성 진화 모델에 따르면 헬륨 거성이 만들어지기 위해서는 질량 $2 \sim 3M_{\odot}$ 정도의 헬륨별이 필요하다. 또한, 거성으로 진화하기 위해 쌍성계에서 동반성이 없이 혼자 존재할 수 있는 환경이 필요하다. 이를 위해 쌍성계에서 질량 교환을 통해 주성보다 반성의 진화속도가 빨라져서 역 질량전달 과정이 일어나는 진화 경로를 살펴보았고(그림 1.7), 결과를 정리하면 다음과 같다.

1) 3.1장에서 보았듯이 헬륨 거성으로 진화하려면 Case A 질량전달이 있어야 하므로 상대적으로 주기가 짧은 쌍성계가 필요하다($P_0 < 3.0$ d). 주기에 따라서 진화의 양상이 바뀌며 본 연구에서는 각각의 진화 경로를 Group 1, 2, 3으로 나누어서 살펴보았다. 상대적으로 주기가 길면 쌍성계에서 Ib/Ic형 초신성이 만들어지는 방향으로 진화하는 것을 보았고 이를 Group 1으로 분류하였다. Group 2는 주성이 헬륨별이 된 이후 역 질량전달이 일어나서 헬륨 거성으로 진화하는 경우이며 Group 3는 주성이 주계열 단계일 때 역 질량전달이 일어나서 접촉하는 경우이다. 주기를 짧게 하면 Group 1에서 2, 3으로 진화가 바뀌었다. 하지만 주기가 너무 짧아져서 두 별이 너무 가까우면 Case A 질량전달 도중에 접촉하기 때

문에(Group 3) 헬륨 거성을 만들기 위해서는(Group 2) 적당한 주기 조건이 요구된다$(0.2 \le \log P_0 \le 0.5)$.

2) 3.2장에서 같은 주기임에도 질량비에 따라서 반성의 진화속도가 달라지는 것을 보았다. 질량비가 너무 작으면 반성이 주성보다 먼저 진화하기가 쉽지 않고(그림 3.18), 질량비가 크면 질량전달로 주성의 진화속도가 느려지는 반면 반성은 남은 수명이 짧아지게 된다(그림 3.19). 또한, 질량비가 크면 질량전달이 비교적 빠른 시점에 일어나는데(그림 3.20), 질량비가 지나치게 큰 경우 주성이 주계열 단계에 있을 때 반성이 팽창하여 공통 외피층을 겪게 된다. 따라서 헬륨 거성으로 진화하기 위해서는 주기에 따라서 필요한 적절한 질량비의 영역이 존재한다(그림 3.1).

3) 주성의 초기 질량이 작으면 상대적으로 역 질량전달이 발생하기 쉽다(그림 3.3). 주성의 질량이 작으면 질량교환을 통해 반성이 주성보다 먼저 진화하기가 상대적으로 쉬워진다(그림 3.22). 반면 주성의 초기 질량이 크면 질량전달을 통해도 진화속도의 큰 차이가 없어서 진화의 역전이 일어나기 어려워진다(그림 3.23). 또한, 헬륨 거성으로 진화하기 위해서는 상대적으로 작은 질량의 헬륨별이 필요하기 때문에 주성의 초기 질량이 너무 큰 경우는 거성으로 진화하는 헬륨별이 만들어지기 어렵다.

4) 별의 대류 조건에는 대류가 더 수월하게 일어나게 하는 Schwarzschild 조건(식 2.16)과 상대적으로 까다로운 Ledoux 조건(식 2.17)이 있다. 반성에서 중심핵의 수소비가 증가하는 효과(rejuvenation)가 대류가 확장되는 정도에 영향을 받으므로 대류가 더 활발하게 일어나면 반성이 더 젊어져서 진화속도가 느려지는 효과가 발생한다(그림 4.1). 따라서 Schwarzschild 조건을 가정할 경우 헬륨 거성이 생성될 확률이 낮아진다(그림 3.1와 그림 4.2).

5) 계산한 결과를 바탕으로 헬륨 거성으로 진화할 확률을 계산을 해보면 모든 중심핵 붕괴 초신성의 약 0.4% 정도이다. 이는 매우 드물게 관측되는 Ibn형 초신성의 발생 빈도를 설명하기에 충분하다.

쌍성계에서 역 질량전달을 통해 헬륨 거성이 만들어 질 수 있는 가능성을 살펴보았다. 본 연구는 질량전달이 손실되지 않고 100% 보존되는 경우를 가정했는데, 실제 쌍성계에서 질량전달이 일어날 때에는 여러 요인에 의해서 질량이 손실되는 경우도 있을 것이다. 또한 손실되는 정도가 Case A 질량전달과 Case AB 질량전달에 따라서 차이가 있을 수도 있으므로 손실률을 바꾸어가며 추가적으로 연구를 진행해 보아야 할 것이다. 그리고 본 연구에서는 헬륨 거성으로의 진화과정에 대해서 살펴보았지만 실제로 헬륨 거성이 폭발하여 종족 Ibn 초신성이 되는지는 초신성 모델을 통해 세부적으로 계산해보아야 할 필요성이 있다.

참 고 문 헌

Arcavi, I. et al. 2012, ApJL, 756, 30

Eldridge, J. J., Fraser, M., Smartt, S. J., Maund, J. R., Crockett, R. M. 2013, MNRAS, 436, 774

Foley, R. J., Smith, N., Ganeshalingam, M., Li, W., Chornock, R., Filippenko, A. V. 2007, ApJ, 657, L105

Fuller, J. 2017, MNRAS, 470, 1642

Gabriel, M., Noels, A., Montalbán, J., Miglio, A. 2014, A&A, 569, 63

Hosseinzadeh, G., Arcavi, I., Valenti, S. et al. 2017, ApJ, 836, 158

Karamehmetoglu, E., Taddia, F., Sollerman, J. 2017, A&A, 602, 93

Martins, F., Palacios, A. 2013, A&A, 560, 16

Matheson, T., Filippenko, A. V., Chornock, R., Leonard, D. C., Li, W. 2000, AJ, 119, 2303

Menon, A., Heger, A. 2017, MNRAS, 469, 4649

Moriya, T. J., Maeda, K. 2016, ApJ, 824, 100

Nomoto, K. 1982, ApJ, 253, 798

Nomoto, K., Thielemann, F. -K., Yokoi, K. 1984, ApJ, 286, 644

Pastorello, A., Benetti, S., Brown, P. J. et al. 2015a, MNRAS, 449, 1921

Pastorello, A., Hadjiyska, E., Rabinowitz, D. et al. 2015b, MNRAS, 449, 1954

Pastorello, A., Mattila, S., Zampieri, L. et al. 2008a, MNRAS, 389, 113

Pastorello, A., Prieto, J. L., Elias-Rosa, N. et al. 2015c, MNRAS, 453, 3649

Pastorello, A., Pumo, M. L., Navasardyan, H. et al. 2012, A&A, 537, 141

Pastorello, A., Quimby, R. M., Smartt, S. J. et al. 2008b, MNRAS, 389, 131

Pastorello, A., Smartt, S. J., Mattila, S. et al. 2007, Natur, 447, 829

Pastorello, A., Tartaglia, L., Elias-Rosa, N. et al. 2015d, MNRAS, 454, 4293

Pastorello, A., Wang, X. -F., Ciabattari, F. et al. 2016, MNRAS, 456, 853

Pastorello, A., Wyrzykowski, L., Valenti, S. et al. 2015e, MNRAS, 449, 1941

Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A. et al. 2010, ApJS, 192, 3

Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P. et al. 2013, ApJS, 208, 4

Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J. et al. 2015, ApJS, 220, 15

Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B. et al. 2018, ApJS, 234, 34

Podsiadlowski, Ph., Joss, P. C., Hsu, J. J. L. 1992, ApJ, 391, 246

Pols, O. R. 1994, A&A, 290, 119

Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161

Smith, N., Mauerhan, J. C., Silverman, J. M. et al. 2012, MNRAS, 426, 1905

Taddia, F., Sollerman, J., Razza, A. et al. 2013, A&A, 558A, 143

Tominaga, N., Limongi, M., Suzuki, T. 2008, ApJ, 687, 1208

Walborn, N. R., Lasker, B. M., Laidler, V. G., Chu, Y. -H. 1987, ApJ, 321, 41

Yoon, S. -C, Dessart, L., Clocchiatti, A. 2017, ApJ, 840, 10

Yoon, S. -C. 2015, PASA, 32, 15

Yoon, S. -C. 2017, MNRAS, 470, 3970

Yoon, S. -C., Cantiello, M. 2010, ApJL, 717, L62

Yoon, S. -C., Podsiadlowski, Ph., Rosswog, S. 2007, MNRAS, 380, 933

Abstract

Evolutionary Models for Helium Giant Stars as Type Ibn Supernova Progenitors

Kim Ji Hoon
Astronomy Program,
Department of Physics and Astronomy
The Graduate School
Seoul National University

Among Type I supernovae, which show no evidence for hydrogen lines in spectra, strong helium absorption lines are present in Type Ib supernovae. Narrow helium emission lines also can appear in some Type Ib and they are often called Type Ibn supernovae. It is thought that the progenitor of Type Ibn supernovae had a helium-rich circumstellar medium of about $0.01M_{\odot}$ that was released from the progenitor just before the explosion. In this study, we suggest helium giant as a promising progenitor candidate for Type Ibn supernovae, which could cause mass loss relatively easily from the surface and investigate the possibility of the formation of helium giants in binary

systems. For this purpose, we calculate evolutionary models of binary systems using a one-dimensional stellar evolutionary code, MESA. We consider an initial mass range of 11 - 20 solar masses for the primary star, initial mass ratios of 0.5 - 0.995, and initial orbital periods of 1.5 - 3.0 days. In the case where the period of the binary system is adequately short, after the primary star becomes a helium star through mass transfer, the evolutionary speed of the secondary star becomes faster than the primary star. And mass transfer from the secondary to the primary occurs, which is so-called reverse mass transfer. As a result, a helium binary system is created and if the secondary star undergoes a supernova explosion earlier, the primary will remain alone and evolve into a helium giant. If the initial period is too short, the contact phase takes place before the primary star becomes a helium star. And if too long, it is not easy for the secondary star to evolve faster than the primary star because at the time when mass transfer occurs, the primary star has already evolves too much. If the mass ratio is too small, the secondary star will not become massive enough for the reverse evolution to occur. If too large, the reverse evolution will occur when the primary is still on the main sequence phase and the system will not evolve into a helium binary system. The formation of a helium giant star is allowed only in a limited area of the parameter space considered in this study. It is predicted to be about 8% of the total parameter space of Case A binary systems. This is consistent with the event rate of occurrence of the observed Type Ibn supernovae.

keywords : Stellar evolutionary model, Type Ibn Supernovae, Helium Giant stars, reverse mass transfer

Student Number : 2016-20328