



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

复杂星周环境中超新星遗迹的磁流体模拟

作者姓名: 张孟飞

指导教师: 田文武 研究员

学位类别: 理学博士

学科专业: 天体物理

培养单位: 中国科学院国家天文台

2019年6月

**Magnetohydrodynamics (MHD) Simulation for Supernova
Remnants (SNRs) in Complex Circumstellar Environment**

A Dissertation submitted to the
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Astrophysics
By
Zhang Mengfei
Supervisor: Professor Tian Wenwu

National Astronomical Observatories of China
Chinese Academy of Sciences

June, 2019

中国科学院大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院大学有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院大学有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延期后适用本声明。

作者签名：

导师签名：

日 期：

日 期：

摘要

超新星遗迹 (SNR) 是超新星爆发后与周围星际介质相互作用的产物，其产生过程涉及天体物理、粒子物理、分子化学等多个领域，是目前天文研究中的前沿课题之一。通过观测分析其中元素丰度、动力学特性，我们可以估算其前身星类型，为超新星爆发模型提供参考；同时基于其多波段能谱 (SED)，我们可以剖析其中粒子加速机制，为宇宙线的起源找到更加合理的解释；而对其分子谱线的观测研究，也让我们能进一步理解星系中分子生成与破坏的过程。这些问题都与超新星遗迹的演化密不可分，可是其具体演化过程其实直到现在也并不清楚。

研究超新星遗迹演化主要的困难在于具体的情况非常复杂，单一的解析模型无法解释很多遗迹的观测结果。因此，我们需要一个基于简洁明了的理论，又能梳理清楚复杂情况的方法来研究超新星遗迹的演化，而磁流体模拟正是最佳选择。磁流体模拟的重点在于对初始条件的选取，可因为初始条件实质上就是过去发生的事，所以理论上我们永远无法得知一个过去未被观测到的遗迹的准确初始条件。实际上，有一些爆发时就观测到的历史超新星遗迹可以得到较为可靠的爆发能量及抛射质量，尤其是 SN 1987A，可以说是研究超新星遗迹演化的范本。但是这些遗迹数量很少，不具有普适性，对于银河系中已经观测到的 300 个左右的遗迹，大部分其前身星的性质并不清楚。此外，更为棘手的是，超新星遗迹的演化受到星周介质的巨大影响，而通常星周介质初始的密度、磁场等性质更难得到。于是，很多对超新星遗迹的模拟都基于均匀星周介质分布，或者假设线性、幂律、指数型的分布，这与实际复杂的介质分布相差甚远，所以也解释不了很多观测结果。

本文尝试寻找更好的方法解决这两方面的困难，主要的工作有：

- 基于 X 射线的元素丰度、电子密度估计，结合射电波段对超新星遗迹的 HI 测距，估算较为可靠前身星爆发能量、抛射物质量，结合磁流体模拟，互相验证参数估计。我们选择观测研究较多的 SNR W51C 为例，以方便检验模拟结果。前人已经粗略估算出其前身星质量和爆发能量，可是我们经过初步模拟发现，这样的参数无法模拟这颗遗迹，同时也违背了最近通过观测得到的超新星爆发质量-能量的经验模型。通过检验，我们发现其估算爆发能量使用的距离并不合理，最终我们建议使用更合理的距离 4.3 kpc 和爆发能量 $1.3 \times 10^{51} \text{ ergs s}^{-1}$ 。

- 为了得到 SNR W51C 的单边厚壳层，我们采取了普遍使用的设置磁场梯

度的方法，偶然发现了 SNR W51C 应该存在一个新的壳层。超新星爆发时如果星周介质存在一个磁场梯度，那么最终演化结果可能会是一个单壳层的超新星遗迹。而 SNR W51C 一直被认为是一个单壳层的遗迹，而我们的模拟结果显示其存在一个可能暗弱一些但仍应该被观测到的壳层。通过查看射电图像我们认为，这一新壳层是因为与周围电离氢区在视线方向重合，所以一直没有被注意到，而后来对射电偏振图像的分析也证实了我们的猜测。

- SNR W51C 同时也是一个伽马射线源，被认为与分子云 (MC) 相互作用。我们模拟了其沿视线方向与分子云相互作用，结果显示这种相互作用可能导致局部磁场放大，射电流量增强，从而可能在遗迹的中心区域观测到射电辐射。而对临近 SNR W51C 中心区域的射电偏振、非热辐射及羟基 (OH) 谱线图的分析，证实了这种相互作用方式的存在。

- 我们认为一个大质量恒星晚期的星风对其最终成为超新星时的星周介质有很大影响。通过模拟星风，并以星风模拟结果作为星周介质的初始条件，我们更准确地模拟了超新星遗迹演化，以此为基础我们可以解释很多之前无法解释的遗迹形态，比如八字形和大弧度单边遗迹。

- 以考虑星风的超新星遗迹模拟为基础，我们认为前身星星风可以大大影响遗迹局部的磁场及介质分布。前人曾经通过观测超新星遗迹的磁场来估算银河系大尺度的磁场分布，而我们的这一工作表明，这种估算磁场的方式有的时候会出现问题。

本文不仅涉及天体物理的研究，也包括大量具体磁流体模拟的理论及程序编写的内容。其中，磁流体模拟理论主要介绍一个模拟中需要考虑的各种因素，以及如何找到最适合解决某个问题的模拟方式。而程序编写部分包括对个人用过的磁流体模拟软件的介绍、编写逻辑及编写过程中可能遇到的问题。

关键词：星际介质：超新星遗迹 - 磁流体模拟 - 星际介质：SNR W51C - 方法：数值模拟

Abstract

Supernova remnant (SNR) is the result of interaction between shock wave of supernova and circumstellar medium (CSM), a process related to astrophysics, particle physics and molecule chemistry, etc. This is one of the most forward projects in astronomical researches. By observing and analyzing the abundance and the kinetic nature in an SNR, we can derive the type of its progenitor, which will provide reference for models of supernova explosion. Meanwhile, based on its spectral energy distribution (SED) at multiband, we can disentangle the acceleration mechanism inside, and explain the origin of cosmic rays more reasonably. In addition, the observations on its molecular spectra, can help us understand the formation and destruction of molecule in a galaxy. The evolution of SNR is the key to figure out these subjects, but the detailed evolution is still ambiguous.

The practical situation is complex in evolution of SNR, so it is difficult to study the details and an analytical model cannot well explain many observations. Therefore, we need a model-based method that can get the situation sorted, and magnetohydrodynamics (MHD) simulation is the best choice. The key point of MHD simulation is to choose initial conditions. However, initial conditions are actually the past things, so we theoretically will never know the accurate initial conditions of the evolution of an SNR undetected in the past. In fact, we can estimate reliable initial conditions of some historical SNRs, if we observed them carefully when they exploded as supernovae. In particular, SN 1987A is even known as a gift of universe in this area. Nevertheless, there are only few historical SNRs which cannot be used as samples to explain most of about 300 SNRs in Milky Way. Moreover, the evolution of SNRs is strongly influenced by CSM, but it is more difficult to estimate the initial density and magnetic field of CSM. As a result, many simulations for SNRs are assumed to have homogeneous, liner, power-law or exponential density distribution, which is completely different from the reality, so they cannot explain many observational phenomena.

In this paper, we try to find better method to solve the problems in the two aspects. The primary results are shown as follows:

- Based on the estimation of abundance and electron density from X-ray data,

we can combine the HI distance measure to estimate the explosion energy and ejecta mass of progenitor. Then we can check the parameters by comparing observations and simulations. We choose the well-studied SNR W51C as an example, so that we can know whether we perform the simulation correctly. Some researchers have estimated its progenitor mass and explosion energy, but we cannot simulate this SNR by applying such parameters. We find these parameters also disobey the derived mass-energy model based on recent observation. After checking their method, we think the distance used to estimate the explosion energy is not reasonable. Finally, we suggest a distance of 4.3 kpc and an explosion energy of 1.3×10^{51} ergs s⁻¹.

- To simulate the thick unilateral shell, we set a gradient of magnetic field, a method often used to obtain such shell. By analyzing the results, we find there should be a new shell of SNR W51C. A supernova will evolve to an SNR with unilateral shell, if there exists a magnetic field gradient. SNR W51C is believed to only have one edge, but our simulation shows there is possibly another new edge which is much darker but should be detected by previous survey. We investigate its radio images and think this new edge overlaps with a surrounding HII region, which is why we do not notice it before. Further analysis on radio polarization map also confirm our hypothesis.

- SNR W51C is also a γ -ray source, known to interact with molecular clouds (MCs). We simulate it interacts with an MC along the line of sight (LoS), which shows this process can amplify the magnetic field and enhance local radio flux. As a result, we can detect radio radiation next to the center of this SNR. Meanwhile, we study the radio polarization, non-thermal radiation and OH spectral map in this region, which confirms such an interaction.

- We think the stellar wind of a massive progenitor will largely change the circumstellar magnetic field and density distribution. We simulate the stellar wind, and take the result as initial conditions for SNR simulation, which can help us obtain more accurate simulation. This simulation shows a clue to explain many unsolved radio morphologies of SNRs, such as bilateral asymmetric and unilateral large-radian SNRs.

- Based on the simulation of stellar wind, we notice the stellar wind of progenitor will strongly influence local magnetic field. However, some researchers try to estimate large-scale magnetic field distribution by observing the magnetic field of SNRs, which will be a little unreasonable if our simulation is correct.

In this paper, we do not only focus astrophysics, but also involve MHD theories and practical coding. We here introduce various factors we need to consider in a simulation and explain how to find suitable simulation method for one particular problem. In addition, we also introduce the features of different codes, the logic of coding and some unexpected problems.

Keywords: ISM: supernova remnants - magnetohydrodynamics (MHD) - ISM: individual objects (W51 C) - method: simulations

目 录

第 1 章 引言	1
1.1 研究背景	1
1.2 系统要求	1
1.3 问题反馈	2
1.4 模板下载	2
第 2 章 使用 PLUTO 进行磁流体模拟的程序编写	3
2.1 PLUTO 软件简介	3
2.2 PLUTO 基本使用	4
2.2.1 definition.h 的编写	4
第 3 章 对超新星遗迹 W51C 的磁流体模拟及观测分析	11
3.1 研究历史及意义	11
3.2 数据处理	11
3.3 模拟模型	13
3.4 观测分析及模拟结果	16
3.5 讨论	21
3.5.1 新的东北部的壳层	21
3.5.2 相互作用区域	22
3.6 总结	24
第 4 章 关于超新星遗迹的前身星星风如何影响其射电形态 ..	27
4.1 研究历史及意义	27
4.2 模拟模型	28
4.2.1 星风模型	28
4.2.2 超新星遗迹模型	31
4.3 结果和讨论	32
4.3.1 垂直事例	32
4.3.2 平行事例	40
4.4 总结	41
附录 A 工具型代码	43
A.1 单位制计算	43
参考文献	45

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	51
致谢	53

图形列表

3.1 左图中彩色背景是来自 VPGS 的 1.4 GHz 连续谱图像。黑色的箭头代表没有扣仪器偏振的在 2695 MHz 的磁场方向，箭头长度代表偏振强度 (mK)，其中最大的强度是 1581 mK。下图中，彩色背景是扣除仪器偏振后的 2695 MHz 的偏振度，白色箭头代表磁场方向，箭头长度代表偏振度，其中最大的偏振度是 2%。	12
3.2 模拟的密度-磁场图像。所有的图都是沿着一个三维立体图像沿着中心切片后得到的从不同方向看的结果。背景彩色图像是密度分布，白色箭头显示了磁场的方向和强度。上面三幅显示的是初始条件，下面三幅显示了经过 18000 年演化后的结果。上面三幅图中，中心磁场的强度是 $9\mu G$ 。	14
3.3 SNR W51C 演化 18000 年后的相对射电流量密度。右侧图像是 $\sigma=2$ 的高斯平滑结果。这里设定距离为 4.3 kpc，所以 1 pc 对应着 $0.8'$ 。	17
3.4 这是图 3.3 的右图中左上到右下的流量切线图。	17
3.5 这是 $\sigma=2$ 时不同参数下的相对射电流量密度图。顶部两幅图为将初始爆发动能改为 2.0 和 3.0×10^{51} ergs 的结果，下面两幅图为将平均介质密度改为 0.13 cm^{-3} 和 0.3 cm^{-3} 的结果。	18
3.6 三幅图分别展示了 G49.2-0.35 区域三个频率 (1720/1665/1612 MHz) 的 OH 谱线图。彩色背景是 THOR 数据的 1440 MHz 连续谱图像。谱线是每一个黑色方格区域中 -58.5135。第一幅图中，区域 $49.16^\circ < l < 49.19^\circ, -0.34^\circ < b < -0.31^\circ$ 中的标度与其它区域不同，因为这个区域里的 1720 MHz OH 脉泽非常强，如果使用相同标度其谱线就超出整个图形了，所以这个区域的谱线强度是除了 20 的。	20
3.7 左侧的图中，彩色背景是 G49.2-0.35 区域的 1720 MHz 谱线在 70.5，彩色等高线对应的是 THOR 的 1440 MHz 连续谱，右边的红色圆圈是我们提取脉泽发射线的区域，左边的红色圆圈是我们提取吸收谱的区域。右侧图是这两个区域的谱线，最上面一个是 1720 MHz OH 脉泽发射线的谱，下面的三个是不同频率处的吸收谱。	20
3.8 左图显示了 W51 复合区的 1420 MHz 连续谱图。右图是图 3.3 右图，只是改变了颜色风格。取距离为 4.3 kpc，两者有相同的大小。	22
4.1 典型的多层、环形、不规则遗迹: G21.6-0.8, G120.1+1.4 和 G43.3-0.2。	32

4.2 垂直事例的模拟图像以及对应的真实射电图像。顶部三幅图是从不同方向看去的星风模拟结果。第二行是以顶部的星风模拟结果为初始条件的超新星遗迹模拟结果。第三行是从第二行的模拟结果转化而来的相对射电密度图像。最后一行是与模拟的射电形态相似的实际观测到的遗迹 G332.0+0.2, G116.9+0.2 和 G12.2+0.3(West 等, 2016)。这三个遗迹分别分类为双边对称、单边大弧度和单边小弧度遗迹。上面两行的彩色背景是单位为 $\log(\text{cm}^{-3})$ 的密度分布, 箭头的长度和方向分别代表磁场强度和方向。	34
4.3 沿着 z 轴旋转 45° 后的模拟射电图像和 G116.9+0.2 的真实观测到的射电图像 (West 等, 2016; Tian 和 Leahy, 2006)。	35
4.4 从 x-z 平面沿着 z 轴旋转 50° 后模拟的三维图。如果转 45°, 中间两条垂直的线就重合了, 透视效果很差, 所以我们转了 50°。彩色的背景是相对射电流量密度, 箭头代表磁场, 越黄的颜色数值越大。(这个图在发表文章的线上版本中是动态图。)	35
4.5 左图:x-z 平面的相对温度分布。右图: ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics) 望远镜观测到的 G116.9+0.2 的 X 图像 G116.9+0.2, 外加 CGPS (Canadian Galactic Plane Survey) 巡天的射电图像等高线 (Pannuti 等, 2010)。	36
4.6 考虑热传导的模拟结果。这些结果对应了图 4.2 的上面三列, 唯一的不同就是考虑了热传导。	38
4.7 平行事例的模拟结果。左图是 y-z 平面的星风模拟结果加上遗迹爆发区域, 也就是遗迹模拟的初始条件。中图是 y-z 平面的遗迹模拟结果。右图是从中图转化来的射电流量密度图。	39
4.8 上面三幅图是不同年龄的相对射电流量密度图。下面三幅图是实际观测到的与上图类似的实际观测到的八字形遗迹: G53.6-2.2、G29.7-0.3、G28.6-0.1(West 等, 2016)。	39

表格列表

3.1 用于 W51C 模拟的参数	16
4.1 用于星风模拟的参数	29
4.2 七类遗迹的统计.....	33

符号列表

字符

Symbol	Description	Unit
R	the gas constant	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
C_v	specific heat capacity at constant volume	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
C_p	specific heat capacity at constant pressure	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
E	specific total energy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
e	specific internal energy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
h_T	specific total enthalpy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
h	specific enthalpy	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
k	thermal conductivity	$\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$
S_{ij}	deviatoric stress tensor	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
τ_{ij}	viscous stress tensor	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
δ_{ij}	Kronecker tensor	1
I_{ij}	identity tensor	1

算子

Symbol	Description
Δ	difference
∇	gradient operator
δ^\pm	upwind-biased interpolation scheme

缩写

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lowy
EOS	Equation of State
JWL	Jones-Wilkins-Lee
WENO	Weighted Essentially Non-oscillatory
ZND	Zel'dovich-von Neumann-Doering

第1章 引言

1.1 研究背景

考虑到许多同学可能缺乏 \LaTeX 使用经验, `ucasthesia` 将 \LaTeX 的复杂性高度封装, 开放出简单的接口, 以便轻易使用。同时, 对用 \LaTeX 撰写论文的一些主要难题, 如制图、制表、文献索引等, 进行了详细说明, 并提供了相应的代码样本, 理解了上述问题后, 对于初学者而言, 使用此模板撰写学位论文将不存在实质性的困难。所以, 如果你是初学者, 请不要直接放弃, 因为同样为初学者的我, 十分明白让 \LaTeX 简单易用的重要性, 而这正是 `ucasthesia` 所追求和体现的。

此中国科学院大学学位论文模板 `ucasthesia` 基于中科院数学与系统科学研究院吴凌云研究员的 `CASthesis` 模板发展而来。当前 `ucasthesia` 模板满足最新的中国科学院大学学位论文撰写要求和封面设定。兼顾操作系统: Windows, Linux, MacOS 和 \LaTeX 编译引擎: `pdflatex`, `xelatex`, `lualatex`。支持中文书签、中文渲染、中文粗体显示、拷贝 PDF 中的文本到其他文本编辑器等特性。此外, 对模板的文档结构进行了精心设计, 撰写了编译脚本提高模板的易用性和使用效率。

`ucasthesia` 的目标在于简化学位论文的撰写, 利用 \LaTeX 格式与内容分离的特征, 模板将格式设计好后, 作者可只需关注论文内容。同时, `ucasthesia` 有着整洁一致的代码结构和扼要的注解, 对文档的仔细阅读可为初学者提供一个学习 \LaTeX 的窗口。此外, 模板的架构十分注重通用性, 事实上, `ucasthesia` 不仅是国科大学位论文模板, 同时, 通过少量修改即可成为使用 \LaTeX 撰写中英文文章或书籍的通用模板, 并为使用者的个性化设定提供了接口。

1.2 系统要求

`ucasthesia` 宏包可以在目前主流的 \LaTeX 编译系统中使用, 如 `TEXLive` 和 `MiKTEX`。因 `CTEX` 套装已停止维护, 不再建议使用 (请勿混淆 `CTEX` 套装与 `ctex` 宏包。`CTEX` 套装是集成了许多 \LaTeX 组件的 \LaTeX 编译系统。`ctex` 宏包如同 `ucasthesia`, 是 \LaTeX 命令集, 其维护状态活跃, 并被主流的 \LaTeX 编译系统默认集成, 是几乎所有 \LaTeX 中文文档的核心架构)。推荐的 \LaTeX 编译系统 和 \LaTeX 文本编辑器 为

操作系统	\LaTeX 编译系统	\LaTeX 文本编辑器
Linux	TeXLive Full	Texmaker 或 Vim (已集成于 Linux 系统)
MacOS	MacTeX Full	Texmaker 或 Texshop (已集成于 MacTeX Full)
Windows	TeXLive Full 或 MiKTeX	Texmaker

\LaTeX 编译系统, 如 TeXLive (MacTeX 为针对 MacOS 的 TeXLive), 用于提供编译环境, \LaTeX 文本编辑器 (如 Texmaker) 用于编辑 \TeX 源文件。请从各软件官网下载安装程序, 勿使用不明程序源。 **\LaTeX 编译系统和 \LaTeX 编辑器分别安装成功后, 即完成了 \LaTeX 的系统配置**, 无需其他手动干预和配置。若系统原带有旧版的 \LaTeX 编译系统并想安装新版, 请**先卸载干净旧版再安装新版**。

1.3 问题反馈

关于 \LaTeX 的知识性问题, 请查阅 [ucasthesia 知识小站](#) 和 [\LaTeX Wikibook](#)。

关于模板编译和样式设计的问题, 请**先仔细阅读此说明文档, 特别是“常见问题”(章节 ??)**。若问题仍无法得到解决, 请**先将问题理解清楚并描述清楚, 再将问题反馈至 [Github/ucasthesia/issues](#)**。

欢迎大家有效地反馈模板不足之处, 一起不断改进模板。希望大家向同事积极推广 \LaTeX , 一起更高效地做科研。

1.4 模板下载

Github/ucasthesia: <https://github.com/mohuangrui/ucasthesia>

第 2 章 使用 PLUTO 进行磁流体模拟的程序编写

2.1 PLUTO 软件简介

PLUTO 是一个有多国科研人员共同完成的流体模拟软件，至今为止一直得到很好的维护，是进行天体物理相关模拟的可靠软件 (Mignone 等, 2007, 2012)。目前，软件只支持 Linux/Unix 平台运行，最基本的运行只依赖 Python2、C、GNU make，几乎是每个 Linux/Unix 平台发行版都会自带的。而进一步的需求依赖不同，要进行并行计算需要安装 MPI library，要输出 HDF5 格式需要安装 HDF5 library，要进行自适应网格 (Adaptive Mesh Refinement, AMR) 模拟需要安装 C++、Fortran 和 Chombo library，HDF5 library。当然，如果要直接输出 PNG 格式图像，需要安装 PNG library，但是我们很少这样做，因为输出数组格式的二进制文件后可以直接用 Python 读取进行可视化，结果修改更灵活。

其主题文件目录结构包括：

1. Config/: 包含系统配置文件，软件要根据其中的内容读取依赖的代码的信息，比如系统是否已经安装 C，HDF5 library 等。这个文件夹中原始文件都是一些针对不同系统的模板，代码编译之前，需要根据模板自己编写适合自己系统的配置文件。
2. Doc/: 软件文档，包括 pdf 文档和 html 文档，两者内容相差不大，pdf 文档更为全面，html 文档更为直观，html 文档还有一个好处是其中的代码可以直接复制用来测试。
3. Lib/: 额外需要的运行库的安装位置。比如要进行 AMR 模拟，需要安装 Chombo 库，那么相应的库最好安在这个，如果安在别的地方需要额外的路径配置。
4. Src/: 程序主目录，除了初始条件设定部分，所有进行具体运算的代码都在这个目录。
5. Tools/: 有用的小工具。我们主要使用其中的 pyPLUTO 进行可视化。
6. Test_Problems/: 包含各种各样使用 PLUTO 的例子。这些事例对于初学者非常友好，根据文档可直接运行，对于了解整个软件的使用很有帮助。

而实际进行模拟时基本不需要修改这其中的文件，可以直接在自己新建的文件夹中操作，在程序运行时设置好环境变量就行。

PLUTO 本身可进行的模拟种类非常多，而本章节只以超新星遗迹模拟为例

详细介绍 MHD 模拟方法，而可视化方法中只介绍 Python 的使用与优化，更多的内容请见 PLUTO 的 Doc 目录中的官方文档。

2.2 PLUTO 基本使用

具体下载安装请见 <http://plutocode.ph.unito.it>，而在文档的 Quick Start 部分有简要的路径配置，我们只介绍文件编写和运行。软件安装、配置完成后，我们需要新建工作目录，比如目录 SNR/，而要进行一个完整模拟，这个目录中至少需要三个文件 definition.h、init.c、pluto.ini。其中 definition.h 主要定义需要的物理及计算方式，init.c 定义初始条件，pluto.ini 定义需要的参数，三者名称都可以改变，但是个人建议使用此默认命名，之后交流比较方便。

而大概使用步骤如下：

1. definition.h 编写完成后，使用 `python $PLUTO_DIR/setup.py`，确认使用的参数，然后选择自己在 Config/ 中设置好的配置文件，如果使用 Ubuntu 等 Linux 系列平台进行非并行运算，选择默认的 `Linux.gcc.defs` 即可。
2. init.c 编写完成后，使用 `make` 编译程序，程序会根据 definition.h 中设置的参数进行编译，默认会生成名为 pluto 的可执行程序。
3. pluto.ini 编写完成后，使用 `./pluto` 运行程序，pluto 程序会从 pluto.ini 中读取相应的数值，然后开始运行，运行结果与具体参数设置有关。

2.2.1 definition.h 的编写

2.2.1.1 基本选项

PHYSICS 选项，定义需要的物理，可选 HD（流体）、MHD（磁流体）、RHD（相对论流体）、RMHD（相对论磁流体），我们主要介绍磁流体模拟，选 MHD 即可。MHD 模拟内核主要是通过解质量守恒、动量守恒、能量守恒和磁通守恒方程获得结果，需要注意的是，这里的压强和能量包括磁压和磁能，要根据物态方程获得温度等信息时，要记得与温度有关的压强是要扣除磁压的。

DIMENSIONS 选项，定义模拟的空间维度，可选 1、2、3，如果要进行三维模拟，选 3 即可。COMPONENTS 选项，设置矢量的分量个数，通常三维空间的矢量有三个分量，但有时为了计算方便也可以约简其中一个分量，比如模拟恒星盘的形成时，大部分物质都在二维平面上运动，但其运动也会影响第三维上的动量等参数。通常我们取 DIMENSIONS=COMPONENTS 即可。

GEOMETRY 选项，设置使用的坐标系，可选 CARTESIAN(笛卡尔)、CYLINDRAICAL

(柱坐标)、POLAR (极坐标)、SPHERICAL (球坐标)。不同的坐标对不同的积分方式兼容性不同，一半情况下，选用笛卡尔坐标系即可。

BODY_FORCE 选项，可选 POTENTIAL (标量势)、VECTOR (矢量引力)、POTENTIAL+VECTOR (标量 + 矢量描述)。标量势计算方便，但是在不够准确，尤其是引力场较复杂的时候。矢量引力计算时间长很多，但更准确。我个人没有遇到过必须两者都考虑的情况，不过测试时间与只考虑矢量引力差不太多。

COOLING 选项，可选 POWER_LAW、TABULATED、SNEq、H2_COOL、MINEq。光学薄的情况下，韧致辐射等过程导致的辐射能量损失也会影响 MHD 模拟结果，这个过程与当地密度、温度、各种成分的丰度有关，尤其是丰度部分很难估算，因而模型很多。POWER_LAW 模型是假设辐射损失与 $\rho^2 T^\alpha$ 成正比，其中 ρ 为密度， T 为温度， α 为幂律指数。TABULATED 模型是假设辐射损失与 $n^2 \Lambda(T)$ 成正比，其中 n 为数密度， Λ 为冷却方程，而冷却方程又有多种 ([Ferland 等, 2017](#))。SNEq 模型主要考虑了中性氢原子的辐射，同时也将 16 种最常见的谱线辐射考虑在内，比如 Ly α 、H α 、HeI、CI、OII、FeII 等。H2_COOL 模型在 SNEq 模型的基础上考虑了分子氢和离子氢，此外，可根据需要加入一氧化碳 (CO)、羟基 (OH) 和水分子 (H₂O) 等辐射贡献。MINEq 模型在 SNEq 模型的基础上考虑了更多谱线辐射，总共达到 28 种，不过对分子类辐射贡献的计算支持不好。超新星遗迹的模拟中，早期自由膨胀相和绝热膨胀相辐射耗散相对总能量很小，对整体模拟结果影响不大，随着年龄变老，辐射能量越来越大，直到辐射相已经不可忽略。

RECONSTRUCTION 选项，可选 FLAT、LINEAR、WENO3、LimO3、PARABOLIC，是五种重构方法。重构是模拟中的一个重要过程，随着时间变化，每一个步长间隔都需要重构一次整个模拟图像。更好的重构方法可保证模拟结果更加准确，通常使用默认的 LINEAR 方法即可，如果速度太慢可尝试 FLAT 方法，如果设定初始物理参数很极端而结果明显存在问题，可尝试其它三种方法。

TIME_STEPPING 选项，可选 EULER、RK2、RK3、CHARACTERISTIC_TRACING、HANCOCK，是五种时间推演方法。要知道，布置邻近格点会影响一个格点下一步的数值，可能更远的格点也会影响，如果步长过长，会有过多格点影响到一个格点的数值，计算结果容易有偏差，当然，步长过短会导致运行过慢。所以我们要选择合适的推演方法，通常在超新星遗迹模拟中选择 RK2 即可。此外，我们可以通过设定 Courant-Friedrichs-Lowy(CFL) 数来控制具体方法，具体设定不只与 TIME_STEPPING 有关，还要考虑所选维度及是否使用 DIMEN-

DIMENSIONAL_SPLITTING。

DIMENSIONAL_SPLITTING 选项，可选 YES 或者 NO。有时候，虽然我们模拟的是多维的图像，但是不同维度的影响并不会耦合，结果就是我们可以当作在不同方向上都做一维的模拟，这时候可选 YES。而超新星遗迹的模拟每个方向上的演化都是互相影响的，所以必须选 NO，不然结果很容易出错。

NTRACER 选项，这其实是一个扩展选项，最大数目为 4。通常对于特定的 PHYSICS 守恒量都是一定的，如果要增加新的守恒量就要添加在这里，比如加入氢原子数目守恒。

USER_DEF_PARAMETERS 选项，输入需要的自定义参数数目，最大 31。设置初始条件时需要很多参数，比如超新星爆发能量、前身星质量、介质平均密度等，将来调参调的就是这些，而这里只是提前设置好参数数目。

2.2.1.2 物理依赖选项

BACKGROUND_FIELD 选项，如果设置为 YES，意味着设置磁场包含背景的静态场和随时变化的磁场。超新星遗迹当中的磁场并不需要分成分，都是随时变化的，因而设为 NO 即可。可是，如果需要考虑脉冲星风云中几乎保持不变的中子星磁场，就要设置为 YES。

DIVB_CONTROL 选项，可选 NO、EIGHT_WAVES、DIV_CLEANING、CONSTRAINED_TRANSPORT。数值方法无法保证磁场无源，我们需要强制控制其散度为零。超新星遗迹模拟中使用 EIGHT_WAVES 即可。

EOS 选项，选择需要的物态方程，可选 IDEAL、ISOTHERMAL、PVTE_LAW、TAUB。超新星遗迹的模拟中，使用 IDEAL 即可。

ENTROPY_SWITCH 选项，可选 NO、SELECTIVE、ALWAYS、CHOMBO_REGRID。保证熵增原则，只对 EOS 为 IDEAL 和 TAUB 适用，不过在超新星遗迹模拟中影响不大，设为 NO。

RESISTIVITY、VISCOSITY、THERMAL_CONDUCTION 选项，可选 NO、EXPLICIT、SUPER_TIME_STEPPING，控制电磁阻力、粘滞相应、热传导影响，都是有关耗散效应，在年轻超新星遗迹模拟中影响不大，一般设为 NO 即可，而对老年超新星遗迹需要具体分析。我们在章节 4 有讨论热传导的影响，最终结论只是对星风演化影响很大。

ROTATING_FRAME 选项，使用 CYLINDRICAL（柱坐标）、POLAR（极坐标）、SPHERICAL（球坐标）时建议选 YES。

2.2.1.3 自定义参数和常数

自定义参数即是根据 USER_DEF_PARAMETERS 选项中设置的数目在这里列出相应数量的参数，而其具体数值主要在 pluto.ini 中给出，然后由 init.c 中写的初始条件融入到整个程序里。

而自定义常数主要是一些只在特定模拟中有意义的数值，同时，编写 init.c 时需要控制的条件也可以写在这里，比如设置自定义参数 ADD_TURBULENCE 为 YES 或者 NO，而 init.c 中有相应的条件语句从而实现不同的功能。其实大部分物理上的常数已经包含在不过这一部分有一个重要的功能就是设定单位制。我们知道常用的国际单位制、CGS 单位制要表达一些比较大的数值时需要科学记数法，可是在进行模拟时这种记数法是没用的，当数值非常大或者非常小，超过给其分配的计算空间时，会导致计算溢出，最终模拟结果肯定会有问题。所以，我们通常需要自己创造一套适合自己模拟的单位制。通常制定一套单位制需要三个独立基本物理量的单位即可，其它单位可以由此推出，通常大家都选用长度、质量、时间，类似 CGS 单位制。而天文单位中经常过大或过小，而 PLUTO 又是一个为天文服务的模拟软件，虽然其主程序默认 CGS 单位制，实际模板选用的基本物理量单位是： $1 \text{ m}_p \text{g}/\text{cm}^3$ （密度）、 1 AU （长度）、 1 km s^{-1} （速度）。这个单位制对于模拟恒星盘、太阳风等非常合适，但是对于模拟超新星遗迹就捉襟见肘了。所以，在我们模拟遗迹时，选用的基本物理量单位是： $1 \text{ m}_p \text{g}/\text{cm}^3$ （密度）、 1 pc （长度）、 10000 km s^{-1} （速度）。其它一些需要注意的事情在 MHD 模拟中无需考虑，比如要使用相对论模块，速度单位必须是光速。

而实际物理研究时，我们通常使用 CGS 单位制，要将模拟结果转化过来，需要一些计算。最直观的，单位时间即单位长度除以单位速度， $t_0 = L_0/v_0 = 1\text{pc}/10000\text{km s}^{-1} = 3.09 \times 10^9 \text{s} = 98\text{d}$ 。下面列出常用参量计算，无下标的即模拟结果中的实际数值，下标为 0 的即是用我们所选三个基本单位计算的用在模拟中的其它相应单位，下标为 cgs 的即在 CGS 单位制中的实际数值：

$$\rho = \frac{\rho_{cgs}}{\rho_0}, v = \frac{v_{cgs}}{v_0}, p = \frac{p_{cgs}}{p_0 v_0^2}, B = \frac{B_{cgs}}{\sqrt{4\pi\rho_0 v_0^2}}, \quad (2.1)$$

更多转换请见附录 A.1。

2.2.1.4 其它经常使用的选项

上面三部分的选项，在第一步运行 setup.py 时还有一次更改的几乎，而这部分的选项只能在 definitions.h 里修改。

INITIAL_SMOOTHING 选项，设置为 YES 可以用来数值平滑起伏很大的区域，主要用来消除与网格化不匹配的边界效应，比如笛卡尔坐标系中的球形。然而，开启这个选项会大大降低程序运行速度，有时候反而会平滑掉真实的小尺度结构，不建议使用。如果最终结果需要平滑，最好直接自己手动编写程序优化图像。

WARNING_MESSAGES 选项，设置为 YES 可以使得程序遇到问题后打出提示。实际测试中发现，其实大部分问题都不影响程序运行，这个选项打出的问题只是警告（warning），并不是错误（error）。问题是，有时警告太多，将真正有用的运行信息遮挡，如果选择了 **PRINT_TO_FILE** 选项，输出的文件会非常大，个人不建议使用。

PRINT_TO_FILE 选项，顾名思义，设置为 YES 时，程序运行时本来打印在命令行里的信息会打印到 pluto.log 文件中。

INTERNAL_BOUNDARY 选项，设置为 YES 时，可以在 init.c 中的 UserDefBoundary() 函数中定义内边界，可以使得边界内的参数在模拟过程中保持不变。这个选项在模拟星风、喷流等持续存在的现象时非常有用。

SHOCK_FLATTENING 选项，可选 NO、ONED、MULTID。因为激波区域参数起伏较大，有时会导致程序出错、卡死，为了减少这种起伏保证程序足够稳定，可以使用这一选项，平滑激波区域各种参数。ONED 是一维平滑，MULTID 是多维平滑，效果比一维要好，不过类似于 **INITIAL_SMOOTHING**，这个选项会大大减慢运行速度，尤其是多维平滑，几乎不可用。建议在遇到比较复杂的激波结构或者模拟出现莫名其妙的错误时使用，单个超新星遗迹的模拟不太需要。

CHAR_LIMITING 选项，选择 YES 以使得重构时直接计算守恒量等特征变量，而不是计算速度、密度、磁场等初始变量。这种方式也是很耗时，相当于每一步计算都增加了一些计算量，但是相对来说在参数变化较大甚至明显不连续以至于平滑都无法做到的地方很有效，此外对熵增原则也可以更好地保证。不过在超新星遗迹模拟中并不是很必要。

LIMITER 选项，可选项很多，主要是 RECONSTRUCTION 中选择 LINEAR 时才可使用，主要是对这种重构方式的各种调试，如果模拟结果莫名其妙，而且其它任何地方都找不到错误时，可以尝试调试一下。个人只遇到过一次必须改变这一选项的情况，请酌情使用。

ASSIGN_VECTOR_POTENTIAL 选项，设置为 YES 后，磁场成分初始化方式改变，可以保证磁场没有散度。只在使用特殊算法时有用，一般情况下使用

DIVB_CONTROL 足够。

第3章 对超新星遗迹W51C的磁流体模拟及观测分析

3.1 研究历史及意义

SNR W51C 存在于 W51 复合区中，除了这个遗迹，这个区域还包括两个电离氢区 W51 A/B。这两个电离氢区尺寸都很大，而且包括很多小一些的电离结构，比如 G49.2-0.35。SNR W51C 有很厚的半圆形的单壳层，射电图像尺寸大约为 $14' \times 20'$ (Copetti 和 Schmidt, 1991; Subrahmanyam 和 Goss, 1995)。而且 SNR W51C 一侧与电离氢区 W51B 相邻，最近的观测显示在此处有明显的高能特征 (Abdo 等, 2009; Aleksić 等, 2012)，因此我们认为这个遗迹是与分子云相互作用的。在 W51B 的东侧，也就是临近 W51C 的爆发中心，我们探测到了 OH 的 1720MHz 脉泽 (Hewitt 等, 2008; Brogan 等, 2013)，这是支持相互作用的另一个证据。W51A 是一个活跃的恒星形成区，但是并没有任何迹象表明与 W51C 相关，不过和 W51B 在一氧化碳 (CO) 和红外图像上看是互相关联的 (Kang 等, 2010; Parsons 等, 2012; Ginsburg 等, 2015)。两个电离氢区的距离是 $5 \text{ kpc} \sim 8 \text{ kpc}$ (Genzel 等, 1981; Schnepp 等, 1981; Xu 等, 2009; Sato 等, 2010; Tian 和 Leahy, 2013)，而 SNR W51C 的距离是 4.3 kpc (Tian 和 Leahy, 2013) 到 6 kpc (Koo 等, 1995)。这三者的空间关系让我们思考是否它们也有一定物理联系。

之前对这个复合体的观测已经有很多，可是其中主体结构之间的联系依然不清楚。因此，为了研究遗迹和电离氢区的物理联系，我们决定模拟这个遗迹的磁流体演化，并通过分析射电偏振数据和 OH 谱线数据来理解模拟的结果。最终发表的结果见 Zhang 等 (2017)。

3.2 数据处理

我们使用的偏振数据来源于 Effelsberg 11cm (2.695GHz) 巡天 (Duncan 等, 1999)。这个巡天其实已经展示了 W51 复合区的偏振图像，可是他们为了图像可以覆盖更大片区域，使用了较低的分辨率，从而导致一些小结构模糊不清。原本的分辨率是 $5'$ ，实际展示的是 $12'$ 。在图 3.1 中，我们展示了原始分辨率的偏振图，并旋转偏振方向 90° 得到一个大概的磁场走向。因为 11cm 巡天数据存在 $0.7\% \pm 0.25\%$ 的仪器偏振 (Junkes 等, 1987)，我们不得不先扣除仪器偏振以得到真实偏振强度。首先，我们在总强度图中扣除了小于一个标准差的值，我们认为这些区域只是不相干的背景，与目标源无关。然后我们通过 $I_{pol}^{final} = I_{pol}^{primary} - I_{total} * 0.007$ 来计

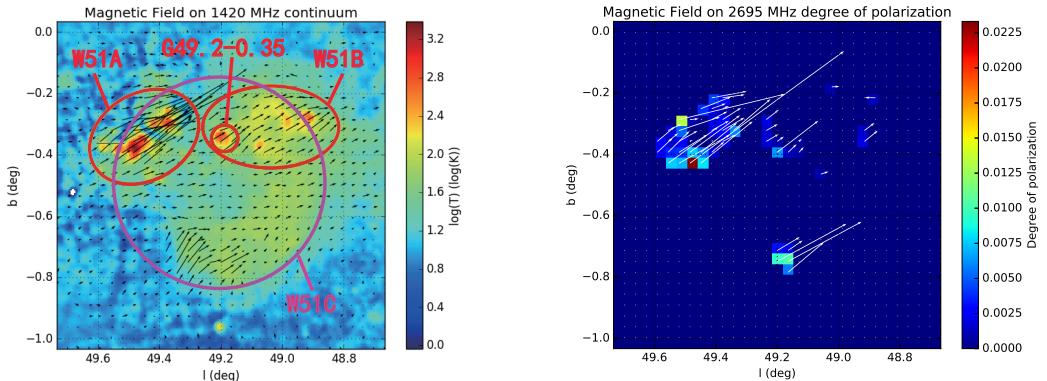


图 3.1 左图中彩色背景是来自 VPGS 的 1.4 GHz 连续谱图像。黑色的箭头代表没有扣仪器偏振的在 2695 MHz 的磁场方向，箭头长度代表偏振强度 (mK)，其中最大的强度是 1581 mK。下图中，彩色背景是扣除仪器偏振后的 2695 MHz 的偏振度，白色箭头代表磁场方向，箭头长度代表偏振度，其中最大的偏振度是 2%。

算真实偏振强度，如果得到负值，我们设其为零，因为这证明这个区域并没有偏振流量。这里 I_{pol}^{final} 是得到的偏振强度， $I_{pol}^{primary}$ 是初始观测数据中的偏振强度， I_{total} 是总的辐射强度。最终，我们可以通过 $p = I_{pol}^{final} / I_{total}$ 得到偏振度。事实上，仪器偏振强度在部分区域可能少于 0.7%，所以扣除后的图像中有很多负值。这个巡天的总流量和偏振灵敏度分辨是 20 mK 和 11 mK，足以帮助我们找到很弱的偏振辐射。

我们使用分辨率较高的 THOR DR1 数据 (Beuther 等, 2016)，尝试对这个区域的 OH 辐射进行更详尽的研究。DR1 覆盖了银道坐标中 $15^\circ < l < 67^\circ, -1^\circ < b < 1^\circ$ 这大片区域，包含了 1.4GHz 连续谱图像，HI、OH (1612/1665/1720 MHz) 谱线图和射电复合线谱线图。其空间分辨率达到到了 $20''$ ，这是对这一区域的射电巡天项目中最高的分辨率，而其 OH 谱线的速度分辨率达到 1.5 km s^{-1} ，也是非常高的。因为这一区域有的 OH 脉泽谱线非常强，以至于我们无法将其与其他有意义的谱线用同一标度画在一张图上，所以在脉泽区域我们修改了强脉泽的标度，它们的谱线强度都被人为地除了 20。

文中用到的 1.4GHz 连续谱图像来自于 VGPS(VLA Galactic Plane Survey) (Stil 等, 2006)。因为 Effelsberg 数据的分辨率较低，无法呈现这个区域的细节，而 THOR 数据因为是射电阵观测，损失了大尺度结构的流量，所以我们才使用 VGPS 的图像。这个巡天的空间分辨率是 $1'$ ，灵敏度是 2K。

3.3 模拟模型

这里我们使用三维磁流体模拟，忽略了粘滞度、电阻、热传导等耗散效应，引力和辐射冷却也不予考虑，而具体的参数大多来源于前人的观测。Sasaki 等 (2014) 使用 6 kpc 作为距离估计 SNR W51C 前身星的质量超过 $20 M_{\odot}$ 。这个距离是一个上限，所以真实的质量可能更小。在这个模拟中，我们取 $20 M_{\odot}$ 为前身星质量，这样其爆发时抛射物的质量就是 $11 M_{\odot}$ (Sukhbold 等, 2016)。Koo 等 (1995) 也使用 6 kpc 为距离估计其爆发能量为 $3.6 \times 10^{51} \text{ ergs s}^{-1}$ ，这个完全超出了典型的爆发能量， $1 \sim 3 \times 10^{51} \text{ ergs s}^{-1}$ (Poznanski, 2013)。根据 Poznanski (2013) 的工作，对于 W51C，爆发能量大约为 $1.0 \times 10^{51} \text{ ergs s}^{-1}$ 是比较合理的。虽然 Poznanski (2013) 只是估计了通过估计一些 SNRs 的动能得出这样的经验关系，可是他用的遗迹都非常年轻，或者更合理的说是刚爆发的超新星，所以其动能几乎等于其总爆发能量。而在我们的模拟中也是如此认为，即使如今观测到的遗迹热能与动能相当，我们认为爆发时总能量几乎全部来自动能，爆发时的动能就是如今热能与动能的总和。在对 W51C 的流体模拟中，我们认为对结果起作用的主要是动能，热能导致的辐射耗散影响不大。实际上，W51C 是一个中等年龄的遗迹，因此他的爆发能量应该是现如今动能和热能之和。Koo 等 (1995) 根据 X-ray 观测先推出热能，然后根据 Sedov 模型估算总的爆发能量 (Sedov, 1959)。采用最近测量的 4.3 kpc 的距离 (Tian 和 Leahy, 2013)，我们采取了与 Koo 等 (1995) 相同的方法得到了 $1.3 \times 10^{51} \text{ ergs s}^{-1}$ 的爆发能量，这是一个相对来说更合理的结果。当然，SNRs 的爆发能量其实变化很大，所以这并不能作为一个决定性的证据说明哪个距离就是正确的。4.3 kpc 在目前看来只是更可靠一点，所以我们在模拟中取其为 W51C 的距离。我们选择 $48.89^{\circ} < l < 49.51^{\circ}, -0.81^{\circ} < b < -0.19^{\circ}$ 这一区域作为模拟研究的目标。这样对于这个大约角直径有 37，其真实直径是 46 pc。如果采用 Koo 等 (1995) 推导的平均激波速度 490 km s^{-1} ，其年龄为 18000 年。

我们通过一个用于模拟 SNR 解析演化的 Python 计算器 (Leahy 和 Williams, 2017) 估计得到介质平均密度为 0.21 cm^{-3} 。可是在我们的前期测试模拟中发现，均匀介质中演化的遗迹壳层会很薄，而 W51C 的壳层很厚。此外，均匀介质分布其实是一种理想假设，实际情况中介质密度更多是随机分布。为了模拟出介质的随机分布，我们采用了幂律的介质分布模型 $N(\rho) = N_0 \rho^{-\alpha}$ ，这里 $N(\rho)$ 是像素数，表征了有某一个密度的格点的个数， N_0 是一个常数，用来保证最终结果满足平均密度估计， α 是一个幂律指数。 α 是正数，也就是说低密度的区域比高密度的区域更多更大。举个例子，在我们的模拟中，共有 $256 \times 256 \times 256$ 个格点，那可能有

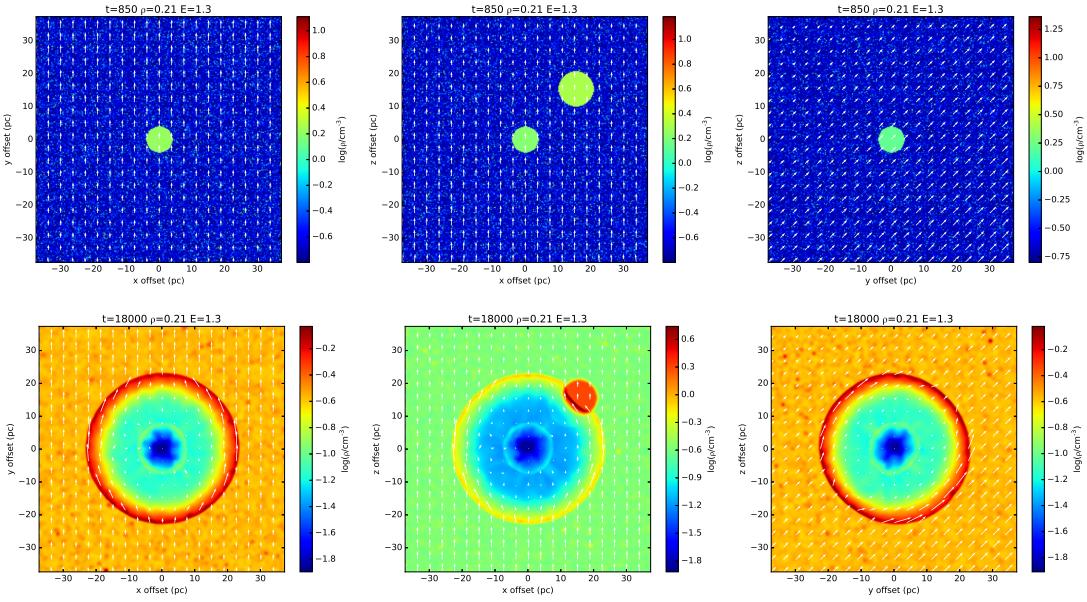


图 3.2 模拟的密度-磁场图像。所有的图都是沿着一个三维立体图像沿着中心切片后得到的从不同方向看的结果。背景彩色图像是密度分布，白色箭头显示了磁场的方向和强度。上面三幅显示的是初始条件，下面三幅显示了经过 18000 年演化后的结果。上面三幅图中，中心磁场的强度是 $9\mu\text{G}$ 。

一千万个点密度低于 0.21 cm^{-3} ，而只有 100 个点密度高于 21 cm^{-3} 。[Parsons 等 \(2012\)](#) 研究了 SNR W51C 周围的分子团块（包括致密团块），发现它们的质量分布满足一个指数 α 为 2.4 的幂律谱，这个结果暗含了真实的周围介质密度分布。因为目前对这个区域没有原子氢密度分布的研究，所以我们取 $\alpha = 2.4$ 作为初始介质密度分布。此外，为了模拟相互作用，我们在初始条件中加了一个密度为 2 cm^{-3} 直径为 11 pc 的分子云（如图 3.2 中间两幅图）。

因为 W51C 的壳层倾斜方向基本与银道面呈 45° 夹角，所以我们在模拟中也设置了这样一个角度。我们在模拟中认为超新星爆发是球对称的，考虑到磁场，其遗迹的演化是柱对称的，所以为了产生一个单边亮的壳层，我们需要设置不对称的初始介质分布，从而保证遗迹有一个边非常暗以至于其流量低于射电望远镜观测灵敏度。之前[Orlando 等 \(2007\)](#) 通过设置密度或者磁场梯度以达到这一效果，而在这一区域我们并没有观测到明显的密度梯度分布，所以在这个模拟中，我们通过设置较大的磁场梯度来保证一边流量大，一边流量小到观测不到。而银河系介质中平均磁场强度为 $4 \mu\text{G}$ 到 $14 \mu\text{G}$ ([Haverkorn, 2015](#))，我们模拟的尺度为 $75 \times \sqrt{2} \text{ pc}$ 。所以，我们假设模拟中心磁场强度为 $9 \mu\text{G}$ ，而磁场梯度为 $0.1 \mu\text{G pc}^{-1}$ 。磁场梯度如果再大，最小磁场或者最大磁场就会超过比较合理的范围。

我们模拟了大小为 $1^\circ \times 1^\circ$ 的区域，对于 4.3 pc 的距离实际尺度 $75 \text{ pc} \times 75 \text{ pc}$ 。

对于这个区域，我们使用 $256 \times 256 \times 256$ 的网格来进行三维模拟，也就是说，其分辨率是 $0.3 \text{ pc pixel}^{-1}$ ($0.24' \text{ pixel}^{-1}$)。因为模拟时网格为立方体，为了得到近似为球对称的爆发，我们需要设置较大的初始爆发半径。同时，早期的自由膨胀相的遗迹演化可以通过分析解得到，而超过自由膨胀相的演化就不太适合了，所以初始爆发半径又不能太大以至于演化到绝热膨胀相。所以，对于 W51C，我们选取初始爆发半径为 4 pc ，对于这个遗迹，它需要花费 850 年达到这个半径，而他的绝热膨胀相起始于 3200 年 (Leahy 和 Williams, 2017)，所以它达到初始半径时仍处于自由膨胀相。在图 3.2 中，上面三幅图展示了模拟中采用的初始条件。

为了与真实的观测图像相比较，我们假设其射电辐射全部来自于同步辐射，并使用简化公式 $i(\nu) = C\rho B_{\perp}^{\beta+1}\nu^{-\beta}$ (Orlando 等, 2007) 得到相对射电流量体密度，这里 ν 是辐射频率， C 是一个常数， ρ 是密度， B_{\perp} 是垂直于视线方向的磁场， β 是同步辐射谱指数。通过沿视线方向积分， $\int i(\nu)dl$ ，我们可以获得可以与实际观测相比较的相对射电流量密度。在我们的三维模拟中，X 轴被定义为视线方向。对于相互作用区域，我们认为大约 10% 的介质对射电流量密度有贡献，也就是说 $i(\nu) = 0.1C\rho B_{\perp}^{\beta+1}\nu^{-\beta}$ 。 ν 取 1.4 GHz ， ρ 和 B_{\perp} 是模拟过程中的主要变量， β 对于 W51C 取 0.25 (Shaver 和 Goss, 1970)。然后我们可以获得一个相对射电流量密度的图像，而要获得绝对射电流量密度需要得知常数 C ，这个对于每个遗迹都不一样，因为其中包含了激波加速效率等变量，这些量对于每个遗迹都不一样，要获得 C 需要将观测与模拟相对比得到。但是相对射电流量已经能够告诉我们很多信息了。用于比较的 VGPS 射电连续谱的分辨率是 $1'$ ，而模拟结果分辨率高很多，如果要将其与模拟结果比较的话，需要将模拟结果分辨率平滑到与观测相近。分辨率其实指的是观测源的半高全宽 (the full width at half maximum, FWHM)，对于用于平滑的高斯方程：

$$G(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\frac{x-\mu}{\sigma})^2}, \quad (3.1)$$

其 FWHM 定义为 $2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ 。对于 VGPS，其 σ 为 $0.42'$ ，我们模拟的分辨率是 $0.24' \text{ pixel}^{-1}$ ，所以用于平滑的 σ 为 $0.42'/0.24' \text{ pixel}^{-1}=1.75 \text{ pixel}$ ，作为简化，我们取 $\sigma=2 \text{ pixel}$ 。

这个工作中我们模拟了 SNR W51C 演化 18000 年的结果，主要使用的参数都列在表 4.1 中，其中没有参考文献的参数都来自于我们的估计。当然，我们在模拟中也尝试过不同的参数，比如设置爆发能量为 2.0 和 $3.0 \times 10^{51} \text{ erg}$ ，设置平

表 3.1 用于 W51C 模拟的参数

参数	值	参考文献
抛射质量	$11 M_{\odot}$	1, 2
初始爆发动能	$1.3 \times 10^{51} \text{ ergs}$	3, 4
模拟初始半径	4 pc	
模拟起始时间	850 years	5
平均密度	0.21 cm^{-3}	4, 5
密度分布指数 (α)	2.4	6
磁场梯度	$0.1 \mu\text{G pc}^{-1}$	
中心磁场强度	$9 \mu\text{G}$	
平均原子质量	1.3	
绝热系数	5/3	
温度	100 K	
同步辐射谱指数 (β)	0.25	7
距离	4.3 kpc	8

(1)Sasaki 等 2014; (2)Sukhbold 等 2016; (3)Poznanski 2013; (4)Koo 等 1995;

(5)Leahy 和 Williams 2017; (6)Parsons 等 2012; (7)Shaver 和 Goss 1970; (8)Tian 和 Leahy 2013

均密度为 0.13 cm^{-3} 和 0.3 cm^{-3} , 设置谱指数为 1.0 和 3.0。

3.4 观测分析及模拟结果

图 3.1 是 W51C 实际观测到的磁场结构。我们能看到其中有四个区域有很强的偏振: 东北(NE)、中部(M)、西北(NW)、南部(S)。这四个区域的磁场方向相近, 只有东北的方向有点小混乱, 同时东北区的偏振是最强的。去除仪器偏振之后, 西北区域的偏振基本不见了, 而其它三个区域的偏振仍然存在, 这三个区域东北、中部、南部分别对应实际的三个源 W51A、G49.2-0.35、W51C。此外, 去除仪器偏振后, 东北区的偏振变得规则了, 这可能意味着我们已经去除了足够的仪器偏振。

主要的模拟结果在图 3.2 中, 我们能看到两侧激波区和相互作用区域有明显的磁场放大。在 y-z 平面中, 左上角和右下角壳层的磁场强度大于他们的周围区域, 右下角的磁场大于左上角的。遗迹内部的密度和磁场强度都变得很低, 外部

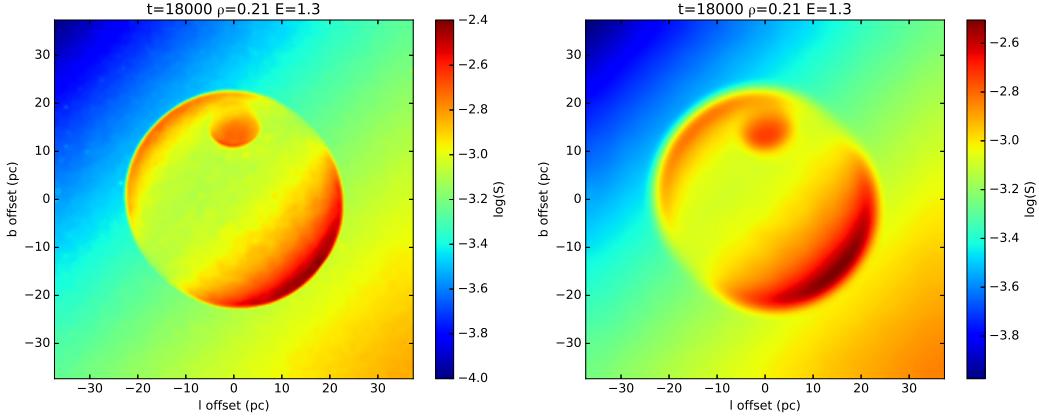


图 3.3 SNR W51C 演化 18000 年后的相对射电流量密度。右侧图像是 $\sigma=2$ 的高斯平滑结果。这里设定距离为 4.3 kpc，所以 1 pc 对应着 $0.8'$ 。

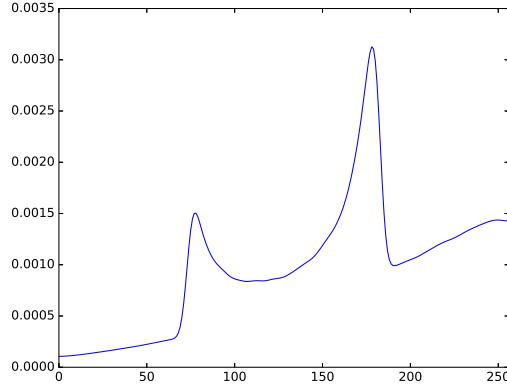


图 3.4 这是图 3.3 的右图中左上到右下的流量切线图。

壳层很致密，并有很强的磁场。此外，遗迹内部有一层磁场密度比外壳层低，但是明显比周围要高一些的薄薄的壳层。

图 3.3 是从密度图转化而来的相对射电流量密度图，用的谱指数是 2.4。我们也测试过谱指数为 1.0 和 3.0 的模拟。谱指数为 1.0 时，射电图像呈现更过随机成分，但是别的特征与使用 2.4 时相似。谱指数为 3.0 时，射电图像与使用 2.4 时并无太大差别。因此，我们只在这里展示使用谱指数为 2.4 的图像。左侧是直接转化的图像，右侧是使用 $\sigma=2$ 高斯平滑后的图像。可见左上角的壳层弱了很多，但明显还是有一定辐射。图 3.4 是图 3.3 中右图沿着左上到右下的流量密度变化，这显示出左上角辐射流量密度大约是右下角的一半，而其实我们期待它应该更少。遗迹区域中心流量是最低的，此外相互作用区也有明显的辐射。图 3.5 展示了不同参数下的模拟结果。

之前，对这个区域已经有高分辨率的 1720 MHz 的观测 (Brogan, 2005)，但

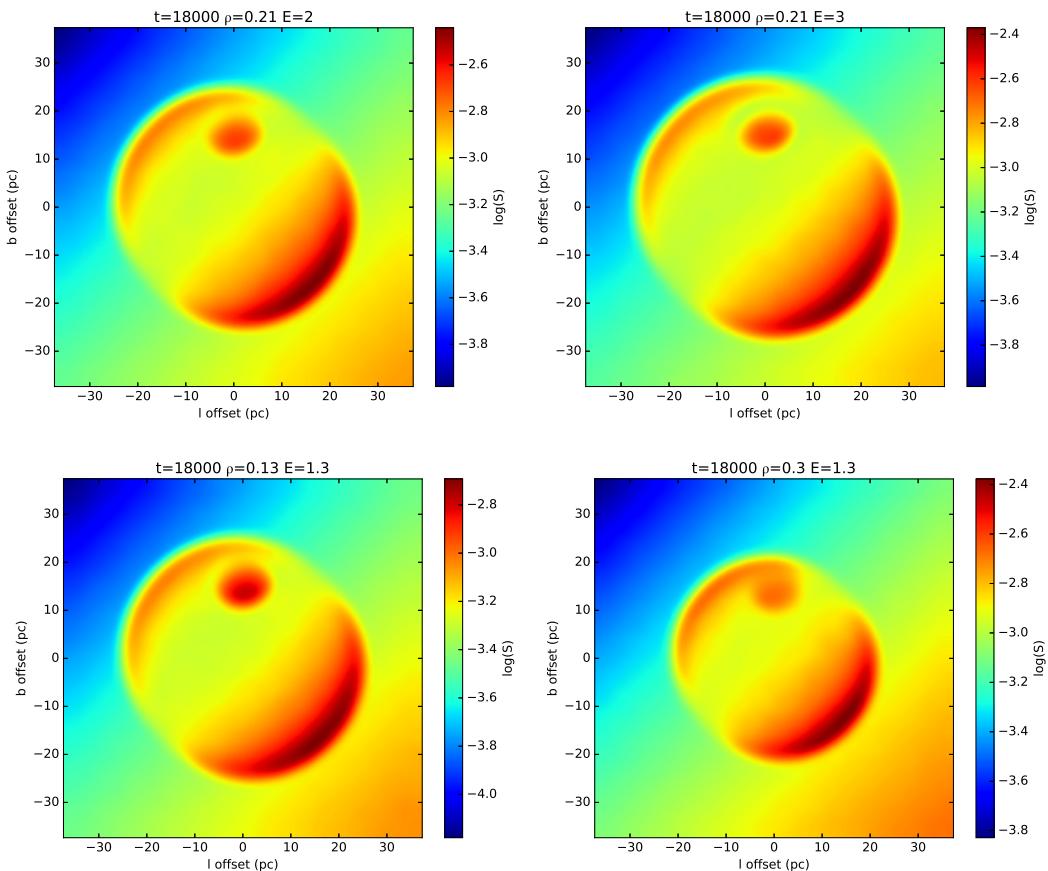


图 3.5 这是 $\sigma=2$ 时不同参数下的相对射电流量密度图。顶部两幅图为将初始爆发动能改为 2.0 和 3.0×10^{51} ergs 的结果, 下面两幅图为将平均介质密度改为 0.13 cm^{-3} 和 0.3 cm^{-3} 的结果。

是还没有与之对应的高分辨率的 1665/1612 MHz 观测。这几个频率是羟基分子(OH)在射电波段的主要跃迁频率，对于我们研究超新星遗迹与分子云相互作用有重要研究价值。而 THOR 数据极高的分辨率提供给我们绝佳的机会来揭示 1720 MHz 辐射与 1720/1665/1612 MHz 吸收的空间位置关系。图 3.6 是这个区域羟基 OH 的谱线图，彩色背景是 THOR 1.4 GHz 的连续谱图像，白色的谱线为每个黑色方格中的平均结果。当然，这里我们要说明，我们模拟中的相互作用区域的射电辐射与这个小电离氢区 G49.2-0.35 的射电辐射不是一件事，实际观测到的射电辐射可能是电离氢区与相互作用区域在视线方向重合后相互叠加的效果。事实上，我们并没有直接探测到相互作用区域的射电辐射，但是 1720 MHz OH 脉泽和微弱但确实存在的射电偏振辐射让我们认为它确实存在。G49.2-0.35 中射电亮的区域也呈现出明显的 1720/1665/1612 MHz OH 吸收线，然而射电暗的区域却呈现出较宽的发射线而且 1665 MHz OH 辐射非常强。同时，有一些发射和吸收特征明显远离这个小电离氢区，所以应该是与周围前景或背景有关，这让我们猜测 G49.2-0.35 的前景或背景会一定程度上影响我们看到的 G49.2-0.35 区域的谱线。不过，虽然谱线来源或许不同，但是其特征速度都相似，因此应该都来源于 W51 复合体。

图 3.7 展示了 G49.2-0.35 和 1720 MHz OH 脉泽的相对位置和谱线。其中，1720 MHz OH 脉泽非常强，而且明显距 W51B 中的小电离氢区 G49.2-0.35 一定距离，这在之前的观测中因为分辨率的原因未被看到过。1720 MHz OH 脉泽有两个峰值，而 1720 MHz OH 的吸收峰值与脉泽峰值有大约 2 ~ 3。有趣的是，吸收谱中，观测频率越大，吸收峰值速度也越大，这可能是一个帮助我们研究相互作用区域与这个电离氢区相互位置的重要线索。

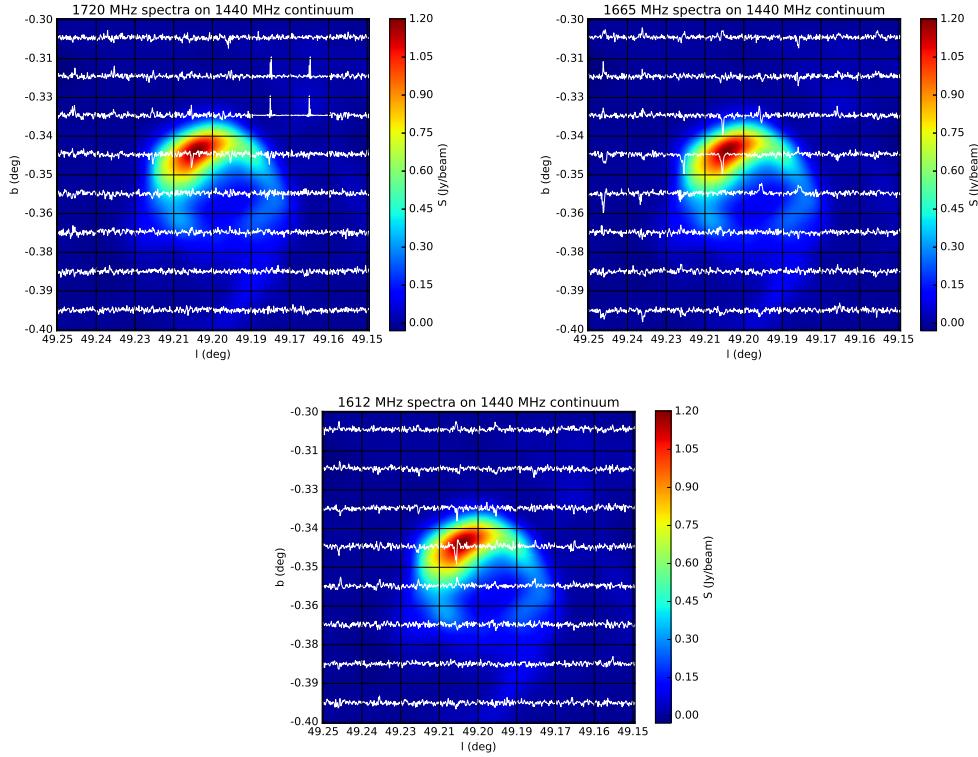


图 3.6 三幅图分别展示了 G49.2-0.35 区域三个频率 (1720/1665/1612 MHz) 的 OH 谱线图。彩色背景是 THOR 数据的 1440 MHz 连续谱图像。谱线是每一个黑色方格区域中中 -58.5135 。第一幅图中，区域 $49.16^\circ < l < 49.19^\circ, -0.34^\circ < b < -0.31^\circ$ 中的标度与其它区域不同，因为这个区域里的 1720 MHz OH 脉泽非常强，如果使用相同标度其谱线就超出整个图形了，所以这个区域的谱线强度是除了 20 的。

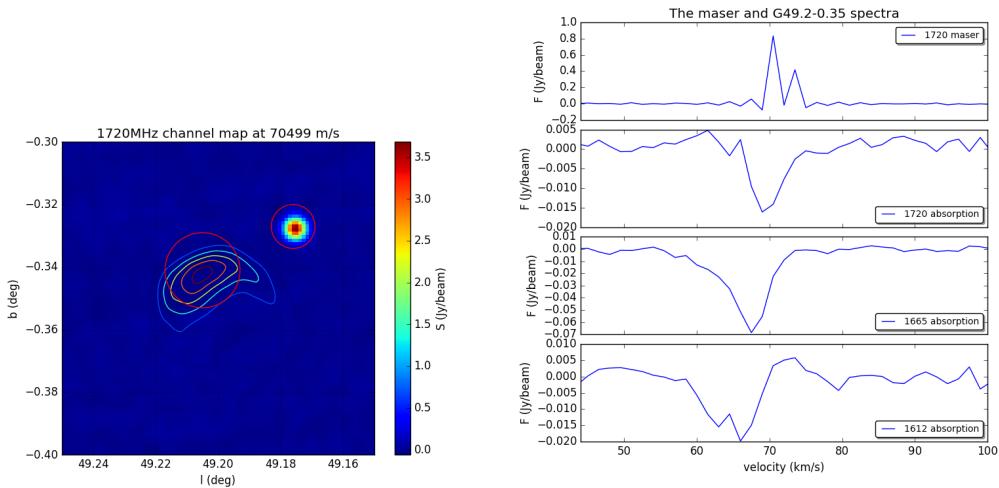


图 3.7 左侧的图中，彩色背景是 G49.2-0.35 区域的 1720 MHz 谱线在 70.5，彩色等高线对应的是 THOR 的 1440 MHz 连续谱，右边的红色圆圈是我们提取脉泽发射线的区域，左边的红色圆圈是我们提取吸收谱的区域。右侧图是这两个区域的谱线，最上面一个是 1720 MHz OH 脉泽发射线的谱，下面的三个是不同频率处的吸收谱。

3.5 讨论

3.5.1 新的东北部的壳层

为了模拟出单壳层的遗迹，我们参考了Orlando等(2007)的方法，然后发现壳层的厚度与星际介质的密度分布有关。在均匀介质中，壳层通常更薄，为了模拟出W51C的厚度，我们选择了幂律分布的介质密度作为模拟中介质分布的初始条件。无论怎么调整参数，我们的模拟总是显示与电离氢区W51A重合的区域有一个新的壳层。因为W51A非常亮，可能它完全覆盖了新的壳层，而之前的研究一直没有认识到这一点（见图3.8中的比较）。

根据我们模拟的结果，新的壳层流量密度只是西南边的主壳层的一半（见图3.4）。而主壳层的亮温度大约为60K（图3.8），因为亮温度与流量密度是成正比的，所以新壳层的亮温度是30K，这显然大于VGPS观测的灵敏度。以0.25为谱指数，可以估算出使用Effelsberg 100m望远镜在11cm波段观测主壳层的亮温度是14K，那么这个新壳层的亮温度就是7K。W51C主壳层的偏振度在11cm是 $3^{+1.8\%}_{-1.0\%}$ (Velusamy和Kundu, 1974)，我们假设新壳层偏振度与此相似，那么新壳层的偏振强度大概是210mK，大于Effelsberg 11cm偏振巡天的灵敏度。同时，我们模拟中在东北区域的磁场放大非常明显，也说明真实的偏振流量应该很大。可是，通常电离氢区在这个波段的偏振辐射几乎没有，如果我们在区域真的观测到了偏振辐射，那它应该来源于W51C而不是W51A，也就印证我们模拟的正确性及新壳层的存在。

而图3.1真正地揭示了这个区域偏振辐射的存在。Velusamy和Kundu(1974)曾经发现W51C的主壳层大部分区域都有偏振辐射，在图3.1的左图中，也就是没有扣除仪器偏振时，我们的确也能看到主壳层的偏振辐射，可是在扣除仪器偏振的右图中，主壳层的大部分区域偏振辐射消失了，这代表着我们其实多扣了仪器偏振。因为仪器偏振在不同情况下有很大的误差，我们只是取的平均值，如果我们多扣了偏振，那么剩下的偏振辐射只是一个下限，几乎可以肯定不是虚假信号。此外，大概朝向W51A的仪器偏振(Junkes等, 1987)和背景偏振(Duncan等, 1999)的方向都与我们在这个区域观测到的偏振方向不同，这说明我们观测到的偏振的确来自观测到的源。此外，我们在这个方向也没有观测到其它偏振源(Xu和Han, 2014)。而东北和南部区域的磁场方向相似，也与我们的模拟相吻合，既然南部区域的偏振辐射来自W51C，那么东北部应该也来源于W51C。而且，Velusamy和Kundu(1974)估计W51C主壳层在11cm的总流量密度为51.5Jy，所以据我们估计这个新壳层的流量密度为25.7Jy。巧合的是，Moon和Koo

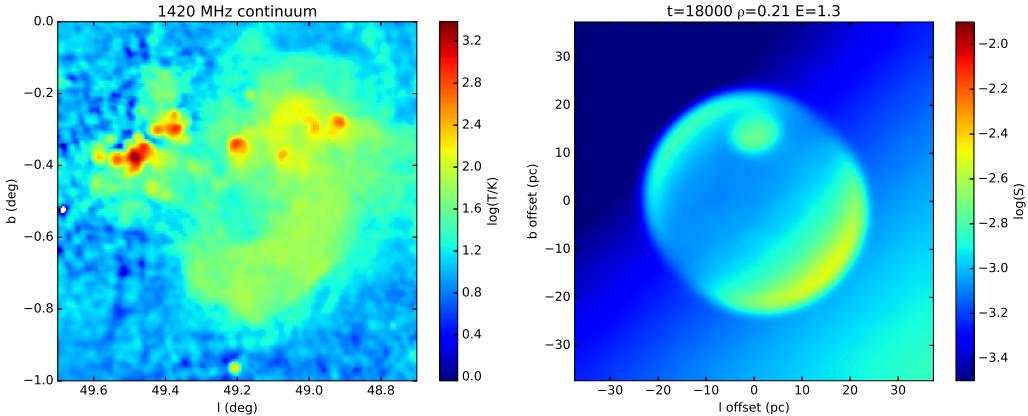


图 3.8 左图显示了 W51 复合区的 1420 MHz 连续谱图。右图是图 3.3 右图，只是改变了颜色风格。取距离为 4.3 kpc，两者有相同的大小。

(1994) 曾经提到观测 W51A 时推出其在 11 cm 有非热的流量密度 28 Jy，与我们的估算相近。但是，W51A 是一个电离氢区，在这个波段不可能有这么强的非热射电辐射，所以他们很困惑这个非热流量的起源。所有这些线索都让我们相信，W51C 有一个新的之前未被发现的壳层与 W51A 刚好在视线方向重合。

事实上，大部分超新星都是近似球对称爆发的，所以大部分因为磁场的存在应该演化出两个壳层。即使在非均匀介质中，我们也很难模拟出单壳层遗迹。

3.5.2 相互作用区域

Moon 和 Koo (1994) 估计了小电离氢区 G49.2-0.35 的在 11 cm 的非热辐射流量大约为 9 Jy，而 Brogan 等 (2013) 的研究也支持这样一个结果，这在当时是令人困惑的。我们在图 3.1 中也发现这个方向有微弱的射电偏振辐射，这让我们猜想，是否这个区域的非热辐射也来源于 W51C。这个区域临近 W51C 的爆发中心，所以这个非热辐射可能是沿着视线方向膨胀的壳层与分子云相互作用的结果。通常，如果超新星遗迹球对称爆发，因为光学薄，边界的射电亮度要远远高于中心，类似于太阳的射电临边增亮效应。可是，激波与分子云相互作用或许会增大辐射流量密度，从而中心区域也可能有少量可探测的辐射（如图 3.5）。事实上，我们在这个区域探测到了 1720 MHz OH 脉泽，这也支持在这个区域有超新星遗迹和分子云的相互作用。

除此之外，如果激波沿着视线方向与分子云相互作用，在我们看来它不会改变初始的磁场方向。而在这个区域观测到的磁场方向刚好与我们模拟中假设的方向一致，这也说明我们对磁场方向的假设是正确的。另外，银河系大尺度磁场在这个方向与我们观测到的不一致，这说明我们观测到的并不是前景或者背景

的大尺度磁场，而是源本身的磁场。这个初始磁场可能来源于大质量前身星星风，或者在这颗大质量恒星诞生前，分子云坍缩时就逐渐形成，而小区域的恒星形成及演化会影响当地的磁场分布，从而导致其与大尺度磁场并不相符。

另一方面，OH分子的合成与其脉泽的产生是完全两个过程。激波解离分子云中的分子，并在激波后产生OH分子。而1720 MHz OH脉泽产生的条件更为苛刻，需要合适的温度、密度、OH柱密度。也就是说，即使有相互作用也不一定有1720 MHz OH脉泽，而有1720 MHz OH脉泽就几乎肯定有相互作用。这些脉泽只会在很小的满足条件的区域产生，因而辐射很强的同时，谱线很窄。结果就是，其实相互作用后产生的大部分区域很多OH分子并不能形成脉泽，这些分子本身也会有一定发射，但是会很弱，而且谱线很宽。而如果这些分子的背景有很强的连续谱源，比如电离氢区或超新星遗迹，就会产生吸收谱。[Hewitt等\(2008\)](#)认为我们在这个方向探测到了窄的1720 MHz OH和宽的1667/1665/1612吸收线是遗迹和分子云相互作用的关键证据。可是，如果背景的源很弱，我们其实很难观测到吸收线，对于超新星遗迹，只有当产生OH分子的位置本身也有较强连续谱辐射才会有吸收线。好在G49.2-0.35方向有这个辐射很强的电离氢区，我们可以观测到很深很宽的吸收线，这或许暗示了相互作用区域是在G49.2-0.35前方的。不过，其实电离氢区本身也可以产生OH的吸收和发射线，不同点在于发射线相对SNR产生的要宽一些。

G49.2-0.35距离W51C非常近，因而我们很难通过特征速度判断这些特征到底来源W51C相互作用区域，还是电离氢区G49.2-0.35。不过通过分析图3.6中的谱形及不同谱的位置，我们或许可以一窥究竟。在1720 MHz的谱线图中，我们看到脉泽位置是与G49.2-0.35分开的（图3.7中更明显），这说明1720 MHz OH脉泽与这个电离氢区无关，同时其非常窄的线宽让我们相信这一定是遗迹分子云相互作用的结果。再看另外两幅图，有1720 MHz OH脉泽的周围并没有1665/1612 MHz的发射，或许因为OH分子很少，本来这种沿着视线方向的相互作用产生的辐射流量就不会太大。可是在距离1720 MHz OH脉泽更远的G49.2-0.35射电弱一些的区域我们看到较强的1665 MHz发射和微弱的1612 MHz发射（1665/1667 MHz是主跃迁频率，1720/1612 MHz是次跃迁频率，相同情况下主跃迁的发生概率更高，因而1665/1667 MHz的辐射要强一些）。这就很奇怪了，如果这些OH线都与W51C有关，理论上1720 MHz OH脉泽附近产生的OH分子应该更多一些，如果这里没有那么多，其它地方应该更少。考虑到电离氢区也能产生OH，所以我们认为G49.2-0.35方向的OH谱线发射可能更多的与这个电离氢区有关，

而不是 W51C。因而，谱线吸收也更可能与电离氢区有关，结果就是，根据这些我们是无法判断电离氢区 G49.2-0.35 与 W51C 的前后关系的。

图 3.7 显示这个区域的中心吸收速度与 1720 MHz OH 脉泽的中心发射速度有微弱的偏移，而且频率越低偏移越大。当然，这种偏移很可能有局部运动的影响，可是最大与最小的速度偏差达到了 5 km s^{-1} ，这个偏差大到足以让我们认为这进一步说明 OH 谱线吸收与 G49.2-0.35 有关，与 W51C 无关。不过，这个偏差并没有大到让我们能确定 G49.2-0.35 与 W51C 的前后关系。虽然，根据银河系旋转模型，这个方向上速度越小的源越靠近我们，也就是说在我们的谱线上看，如果局部运动偏差没有超过 5 km s^{-1} ，G49.2-0.35 是在 W51C 前面的，而 Brogan 等 (2013) 和 Ginsburg 等 (2015) 也认为 G49.2-0.35 是在 W51C 前面的。

此外，我们看到图 3.7 的 1720 MHz OH 脉泽有两个峰，而实际上，这里有三个脉泽源，其中两个源距离很近而且速度一样 (Brogan 等, 2013)，结果我们只看到了两个峰 71 和 73 km s^{-1} 。可是通常如果遗迹与分子云相互作用，我们应该看到相互作用区域有很多 1720 MHz OH 脉泽 (?)。可是 W51C 只有这三个脉泽，而且如此集中，这其实与我们模拟中的假设和其它观测不谋而合。W51C 的激波是与分子云沿着视线方向相互作用的，接触面可能还很小，因而脉泽很少，非热辐射很少，偏振辐射也很少。而我们认为这个相互作用是正在进行的，所以，如果再过一段时间，或许观测这个区域会出现更多脉泽，更强非热和偏振辐射。

总之，基于模拟结果，我们认为 W51C 的激波与分子云在这个区域沿着视线方向相互作用，而偏振辐射、非热辐射和 OH 谱线观测都证实了这件事。这个结论同时也与初始的磁场方向假设及只有少量 1720 MHz OH 脉泽存在这一事实相符。

3.6 总结

我们模拟了超新星遗迹 W51C 从 850 年到 18000 年的演化。我们的模拟结果显示，W51C 在东北方存在一个新的壳层，估计这个壳层流量高于 VGPSS 巡天的灵敏度。通过分析偏振数据并结合前人对其非热辐射的研究，我们认为这个新的壳层的确存在。此外，我们在一个距离 W51C 爆发中心很近的小电离氢区 G49.2-0.35 方向观测到了明显的偏振辐射，这可以解释为遗迹的激波沿着视线方向与分子云相互作用的结果。另外，我们研究了这一区域的 OH 谱线，并认为 OH 吸收主要来自于 G49.2-0.35，而与 W51C 无关，可是并不能肯定 G49.2-0.35 与 W51C 的前后关系。最后，我们预言，只要过去足够长时间，G49.2-0.35 方向

会出现更多脉泽点，更强的非热辐射和偏振辐射，这主要是因为W51C与分子云的相互作用会逐渐加深。

第 4 章 关于超新星遗迹的前身星星风如何影响其射电形态

4.1 研究历史及意义

数值模拟是帮助我们理解超新星遗迹演化的重要手段，随着集群计算能力的提升，我们可以做到很多之前难以做到的模拟。一开始，对于遗迹的模拟更多是一维流体模拟结合分析解来定性解释遗迹的一些观测特征。接着，逐渐有很多非常不错的二维流体模拟的工作涌现，尝试研究一些解析解难以描述的磁场放大、弥漫激波加速和不稳定性 (Jun 和 Norman, 1996; Kang 和 Jones, 2006; Fang 和 Zhang, 2012)。而最近，我们已经可以很好的进行三位次流体模拟工作，并将模拟结果转化为射电、光学和 X 射线图像以方便与观测相比较 (Orlando 等, 2007; Meyer 等, 2015; Zhang 等, 2017)，从而帮助我们解释更多观测。比如，Orlando 等 (2007) 注意到有一类遗迹只有单边壳层，然而大部分超新星爆发都可看作球对称，这是很难通过解析解解释的，于是他们通过假设带周围介质有密度或者磁场梯度的初始条件模拟这一类遗迹，不过没有解释为什么会有这样的梯度。我们在章节 3 也采用了这种设置，但是根据观测密度梯度几乎不可能存在，所以我们采取假设磁场梯度。据此，West 等 (2016) 认为遗迹周围的环境很大程度上受到银河系大尺度星际介质分布的影响，并通过磁流体模拟超新星遗迹来研究银河系磁场模型。因为银河系大尺度磁场在某些区域有一定梯度，因而能部分解释梯度磁场的来源，可是有一些模拟与实际观测不符。因此，我们认为，除了大尺度介质分布，应该还有其它因素影响遗迹周围环境。

而我们可以很自然的想到，超新星遗迹前身星的星风也会对周围环境有很大影响。而前身星本身又是相对于周围介质运动的，那么其星风与周围相互作用后的密度、磁场分布自然也是不均匀的，这很可能会影响遗迹的射电形态演化。这个假设本身是自洽的，且得到很多之前的理论计算和观测的支持 (Chen 等, 1995; Zhang 等, 1996; Foster 等, 2004; Lee 等, 2010)。而 Meyer 等 (2015) 进一步探索了这种可能性，并认为前身星星风会大大改变超新星遗迹的密度分布。不过他们只是做了二维的流体模拟，没有考虑磁场，因而无法获得射电图像，也就无法直接与观测相比较。而三维的磁流体模拟情况非常复杂，需要考虑密度、磁场、前身星速度、星风强度、爆发能量、爆发质量，因而很难测试所有可能的参数组合。尤其是这些参数中包括磁场和前身星速度两个矢量，每个矢量有三个分量，这使得情况更加复杂。

本章中，我们通过合理的简化，进行了三维的磁流体模拟。因为前身星的质量是其将来演化、爆发时各种参数的重要因变量，所以我们首先假定一个质量，然后由此推出其它参数，从而使得情况大大简化。而密度、磁场等参数也尽量取银河系中的平均值，唯一麻烦的就是两个矢量的相对方向。为了简化，我们只模拟两种情况，一种是前身星速度方向与磁场方向垂直，一种是二者平行，简称为垂直事例与平行事例。这两种情况就可以模拟很多遗迹的射电形态，可以解释一些之前的模拟中无法理解的现象。最终发表的结果见Zhang 等 (2018)。

4.2 模拟模型

这个模拟基于三维的磁流体模拟，网格大小为 $128 \times 128 \times 128$ ，实际空间大小为 $60 \text{ pc} \times 60 \text{ pc} \times 60 \text{ pc}$ ，也就是说分辨率为 $0.47 \text{ pc pixel}^{-1}$ 。粘滞效应和引力效应对模拟结果演化很小，可以忽略。而冷却效应主要对光学和 X 射线辐射有较大影响，对射电形态影响不大，所以也没有在模拟中加以考虑。不过 (Meyer 等, 2014b) 认为热传导对星风的形状、大小、结构等影响很大，所以我们有在模拟中测试过其对结果的影响。我们发现，热传导对整个超新星遗迹的影响并不是很大，所以只是讨论了其对垂直事例的影响。

我们的模拟主要包含两个模型，星风模型和超新星遗迹模型。首先，我们模拟前身星星风的演化，然后，将其作为超新星遗迹模拟的初始条件模拟遗迹演化，最后，将模拟结果转化成射电图像与实际观测相比较。具体使用的参数都总结在表 4.1 中。

4.2.1 星风模型

一个运动中的大质量恒星的星风演化其实仍是一个待解决的难题，所以我们在这里只是使用了简化模型。van Marle 等 (2014a) 注意到磁场会影响渐近巨星支上恒星 (AGB) 的星风，导致双边对称的形态。考虑了前身星的运动之后，van Marle 等 (2014b) 又进一步研究了 AGB 星星风的不稳定性。而 Meyer 等 (2017) 也模拟了大质量恒星在磁化介质中时，其星风会怎样与周围环境相互作用。而在我们的工作中，首先，为了使得模拟的星风可能影响超新星遗迹的演化，星风的尺度一定要足够大。通常超新星遗迹尺度都有几个或者几十个秒差距，能达到这种尺度的星风，其前身星质量要足够大。而且，星风尺度还与前身星运动速度有关，如果速度过快，星风与运动方向来的星际介质相互作用，尺度会被大幅挤压，可能形成拱形壳层，但是尺度会大大变小。可是速度也不能过慢，过慢的速度会导

表4.1 用于星风模拟的参数

参数	值	参考文献
星风参数		
前身星速度	40 km s^{-1}	1
质量损失率	$3 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	2
星风速度	800 km s^{-1}	2
星风密度	0.05 cm^{-3}	2
星风内半径	0.5 pc	
演化时间	1 million years	1
超新星遗迹参数		
抛射质量	$15.3 M_{\odot}$	3
初始爆发动能	$3.6 \times 10^{51} \text{ ergs}$	4, 5
初始半径	4 pc	
初始时间	650 years	6
其他参数		
平均密度	0.5 cm^{-3}	7, 8
磁场强度	$9 \mu\text{G}$	9
平均原子权重	1.3	
绝热系数	1.7	
同步辐射谱指数 (β)	0.5	

(1)Meyer 等 2014b; (2)Meyer 等 2015; (3)Sukhbold 等 2016; (4)Poznanski 2013;

(5)Müller 等 2016; (6)Leahy 和 Williams 2017; (7)Nakanishi 和 Sofue 2006;

(8)Nakanishi 和 Sofue 2016; (9)Havercorn 2015

致遗迹近似球对称演化，而我们希望模拟出之前无法解释的很多极端不对称的遗迹射电形态，太慢的速度有没有意义了。

Meyer 等 (2014b) 提到前身星质量达到 $40 M_{\odot}$ ，速度为 40 几个秒差距尺度的。如果质量再小一些，为了尺度足够大，速度就要很小，就会越来越对称，这不是我们想要的。而这个质量和速度相对来说比较合理，所以我们在模拟中采用了这两个参数。当然，大质量恒星的演化是分阶段的，主要包括主序和红超巨星阶段。对于这个质量的恒星，主序阶段的星风相较而言弱很多，所以我们主要考虑红超巨星阶段。因为前身星本身较快的速度，星风形态在一定尺度内是保持不变的，如同船只后面的扇形波纹，在大范围看，可能影响了很大一片海域，可是只在船只附近看，只要其速度不变，波纹形状也在很长时间内保持稳定。这也是我们不需要模拟主序阶段的重要原因，同时，甚至对于红超巨星阶段，我们也只需要模拟前身星将要爆发之前的一段时间，而不需要模拟整个红超巨星阶段。在我们前期的测试中，我们发现以之前定好的质量、速度和模拟尺度为准，在 10^6 年以内就会出现上述的现象，于是我们只模拟其最后 10^6 年星风的演化。

在最后 10^6 年里， $40 M_{\odot}$ 的恒星质量损失率范围在 1×10^{-6} 到 $1 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ，根据损失率的变化曲线，我们选择 $3 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 作为用在模拟中的参数 (Meyer 等, 2014b; van Marle 等, 2012, 2015)，可实际上，这个损失率很难估算，尤其是对于这么大质量的恒星 (Meyer 等, 2014a; Gvaramadze 等, 2014)。同时，我们将星风产生区域的半径设为 0.5 pc，也就是说，这个区域是内边界，无论模拟到什么时间，这个区域总是不断产生星风。这个大小大到保证星风是球对称吹出来的，同时小到保证简化的星风模型是合理的。而质量损失率 \dot{M} ，星风半径 r ，半径处速度 v 和密度 ρ 有如下关系：

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v. \quad (4.1)$$

我们假设在这么小的半径中，星风是自由传播的，也就是从前身星抛出一直到 0.5 pc 其速度不变，那么对于我们选择的质量损失率，在 0.5 pc 处的星风速度是 800 km s^{-1} ，密度是 0.05 cm^{-3} (Meyer 等, 2014b).

当然，前身星演化开始之前的初始条件也很重要。这里，我们假设周围的星际介质是均匀理想气体，平均原子权重是 1.3，绝热系数是 1.7。磁场强度为 $9 \mu\text{G}$ (Haverkorn, 2015)，介质密度为 0.5 cm^{-3} (Nakanishi 和 Sofue, 2006, 2016)，都是银河系中比较典型的数值。通常周围环境不是均匀的，这会导致更复杂的射电形态，我们会在将来的工作中具体讨论。在这一章中，我们只专注于研究星风如何

影响遗迹演化，因而采用均匀介质。

4.2.2 超新星遗迹模型

对于 $40 M_{\odot}$ 的前身星，爆发抛射物的质量约为 $15.3 M_{\odot}$ (Sukhbold 等, 2016)，虽然这个模型有一些问题，我们并没有找到更好的理论来计算其抛射物质量，所以在模拟中也采用了这一模型。而其爆发能量大约为 $3.6 \times 10^{51} \text{ erg}$ ，这个可以通过 Poznanski (2013) 的工作估算，也可以参考 Müller 等 (2016) 给的公式：

$$\log(E/10^{50} \text{ erg}) = 2.09 \log(M_{ej}/M_{\odot}) - 1.78. \quad (4.2)$$

为了模拟出球对称的超新星爆发，我们设置了初始爆发半径 4 pc ，这个半径以内的演化都是通过分析解直接计算。这个尺度比星风模拟的内半径要大一些，因为超新星爆发强度比星风大很多，更容易导致局部模拟的不稳定。而这样的前身星爆发后，需要 650 年达到半径 4 pc ，而绝热相起始于爆发后 1365 年，所以达到 4 pc 时，遗迹仍然处于自由膨胀相，这个阶段的分析解是比较可靠的 (Leahy 和 Williams, 2017; Truelove 和 McKee, 1999)。这里的分析解并没有考虑磁场，但是磁场在演化早期影响也不大，所以可以忽略。

超新星遗迹模拟得初始条件是星风模拟的结果，超新星遗迹还没有影响到的区域，主要是星风演化形成的结构。最终的模拟结果可以提供给我们不同区域的密度、磁场、速度、压强等信息，根据这些信息我们可以估算射电辐射的相对流量，可是绝对流量仍然很难计算。

假设遗迹中的射电辐射全部来源于同步辐射机制，我们可以通过 $i(\nu) = C\rho B_{\perp}^{\beta+1} \nu^{-\beta}$ 计算射电流量体密度 (Orlando 等, 2007)，其中 ν 是辐射频率， C 是常数， ρ 是密度， B_{\perp} 是垂直于视线方向的磁场，而 β 是同步辐射谱指数。然后沿着视线方向积分 $i(\nu)$ ，我们就能得到相对射电流量密度。这个公式中的常数 C 包含了电子的能量分布，而这个分布与激波加速效率有关，而加速效率又与激波前后速度等参数有关，无法给出合理估计，只能通过观测拟合，所以我们只能给出相对射电流量密度。此外，因为同步辐射在射电波段符合很好的幂律谱，所以我们如果只关注射电波段形态变化，那么可以忽略 $\nu^{-\beta}$ 。所以实际在我们模拟中计算射电流量体密度的公式是 $i(\nu) = \rho B_{\perp}^{\beta+1}$ 。我们模拟的分辨率比很多射电巡天的要高，而且因为网格化局部结果看上去有些失真，所以我们在使用 $\sigma = 1$ 的高斯轮廓平滑转换过后的射电图像，类似我们在章节 3.3 中所做的。

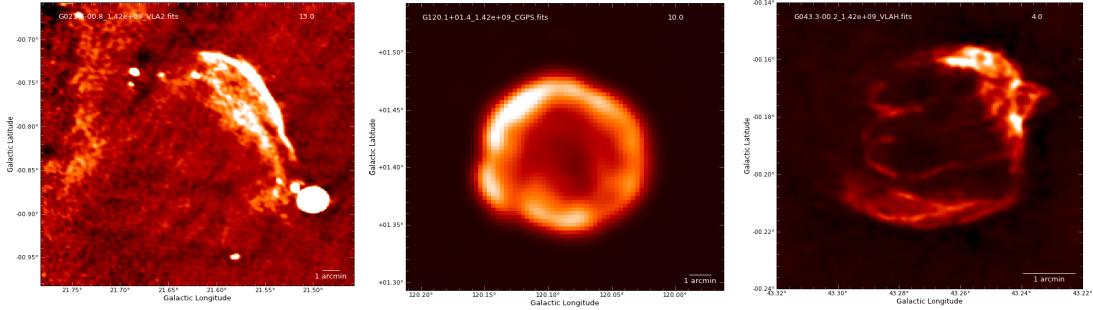


图 4.1 典型的多层、环形、不规则遗迹: G21.6-0.8, G120.1+01.4 和 G43.3-0.2。

4.3 结果和讨论

根据West 等 (2016) 收集的超新星遗迹射电图像, 我们根据其射电形态把遗迹分为七类: 单边小弧度、单边大弧度、双边对称、八字形、多层次、环形、不规则遗迹。其中多层次遗迹定义为其一边或双边有两层或者多层次壳层。比较典型的多层次、环形、不规则遗迹见图 4.1, 这七类遗迹的统计结果见表 4.2。我们只统计了 288 个遗迹, 因为其它遗迹的图像很模糊, 无法辨别。因为不规则类型遗迹很多, 我们只列出了除不规则遗迹外的其它类型遗迹的样本。

4.3.1 垂直事例

垂直事例的模拟结果见图 4.2。顶部的三幅图就是遗迹模拟的初始条件, 其中包括两部分, 一部分是周围介质分布, 一部分是中间后来加上去的超新星爆发区域。周围介质分布其实是之前星风模拟的结果, 直接作为遗迹模拟的初始条件, 而超新星爆发区域是直接通过解析解计算得来。而星风模拟的初始条件是假设磁场沿着 y 轴方向, 前身星速度沿着 z 轴方向, 这导致我们在 y - z 平面能看到明显的弓形结构, 在 x - z 平面能看到磁场非常混乱。为了看得更清晰, 不同图像的箭头和颜色使用不同的标度, 也就不能通过箭头长度和颜色变化对比不同图像的相应参数。但是标注的数值是绝对的, 可以用来比较不同图像的密度。

图 4.2 的第二行展示了模拟开始 1200 年后的结果, 如果加上初始的 650 年, 这个人造遗迹的真实年龄是 1850 年。图 4.2 的第三行展示了转化为射电流量密度的模拟图像, 这个结果是有点令人吃惊的。这一个模拟结果, 从不同方向来看, 可以得到三个不同类型的遗迹: 双边对称、单边大弧度和单边小弧度遗迹。作为比较, 我们在图 4.2 的最后一行展示了相应类型的三幅真实遗迹的射电图像。这说明, 这三类遗迹可以来源于同一个前身星, 它们的形态取决于看它们的方向。而在之前, 我们只对双边对称遗迹有较好的模拟、观测研究 (Gaensler 等, 1999; Petruk 等, 2009), 对另外两类知之甚少。此外, 我们只是展示了从三个方向看的

表4.2 七类遗迹的统计

类型	数量	样本
单边小弧度	35	G4.2-3.5, G5.9+3.1, G6.1+0.5, G6.4+4.0, G7.0-0.1, G7.2+0.2, G11.1+0.1, G11.1-0.7, G12.2+0.3, G14.3+0.1, G17.4-0.1, G24.7-0.6, G49.2-0.7, G57.2+0.8, G59.8+1.2, G65.1+0.6, G310.8-0.4, G327.4+1.0, G338.1+0.4, G348.5-0.0, G348.7+0.3, G350.0-2.0, G351.7+0.8, G351.9-0.9, G354.1+0.1, G359.0-0.9
单边大弧度	15	G0.0+0.0, G1.9+0.3, G3.8+0.3, G8.3-0.0, G9.8+0.6, G18.6-0.2, G18.8+0.3, G33.2-0.6, G55.7+3.4, G66.0-0.0, G116.9+0.2, G119.5+10.2, G298.6-0.0, G321.9-1.1, G342.1+0.9
双边对称	17	G0.9+0.1, G1.0-0.1, G3.7-0.2, G8.7-5.0, G16.2-2.7, G21.0-0.4, G23.3-0.3, G36.6+2.6, G59.5+0.1, G65.3+5.7, G296.5+10.0, G321.9-0.3, G327.6+14.6 , G332.0+0.2, G349.2-0.1, G353.9-2.0, G356.3-1.5
八字形	11	G11.0-0.0, G21.8-0.6, G29.7-0.3, G42.8+0.6, G53.6-2.2, G54.4-0.3, G64.5+0.9, G304.6+0.1, G348.5+0.1, G350.1-0.3, G352.7-0.1
多层	13	G21.6-0.8, G24.7+0.6, G46.8-0.3, G85.4+0.7, G93.3+6.9, G109.1-1.0, G284.3-1.8, G286.5-1.2, G318.9+0.4, G320.6-1.6, G327.4+0.4, G358.1+1.0, G358.5-0.9
环形	42	G4.5+6.8, G5.2-2.6, G6.5-0.4, G11.2-0.3, G11.4-0.1, G15.9+0.2, G16.7+0.1, G18.1-0.1, G21.5-0.9, G27.4+0.0, G69.7+1.0, G82.2+5.3, G83.0-0.3, G84.2-0.8, G111.7-2.1, G120.1+1.4, G132.7+1.3, G179.0+2.6, G180.0-1.7, G184.6-5.8, G261.9+5.5, G290.1-0.8, G299.2-2.9, G301.4-1.0, G302.3+0.7, G308.1-0.7, G310.6-0.3, G311.5-0.3, G315.4-2.3, G322.5-0.1, G326.3-1.8, G327.1-1.1, G327.2-0.1, G332.4-0.4, G337.3+1.0, G346.6-0.2, G354.8-0.8, G355.6-0.0, G355.9-2.5, G356.2+4.5, G358.0+3.8, G359.1-0.5
不规则	155	

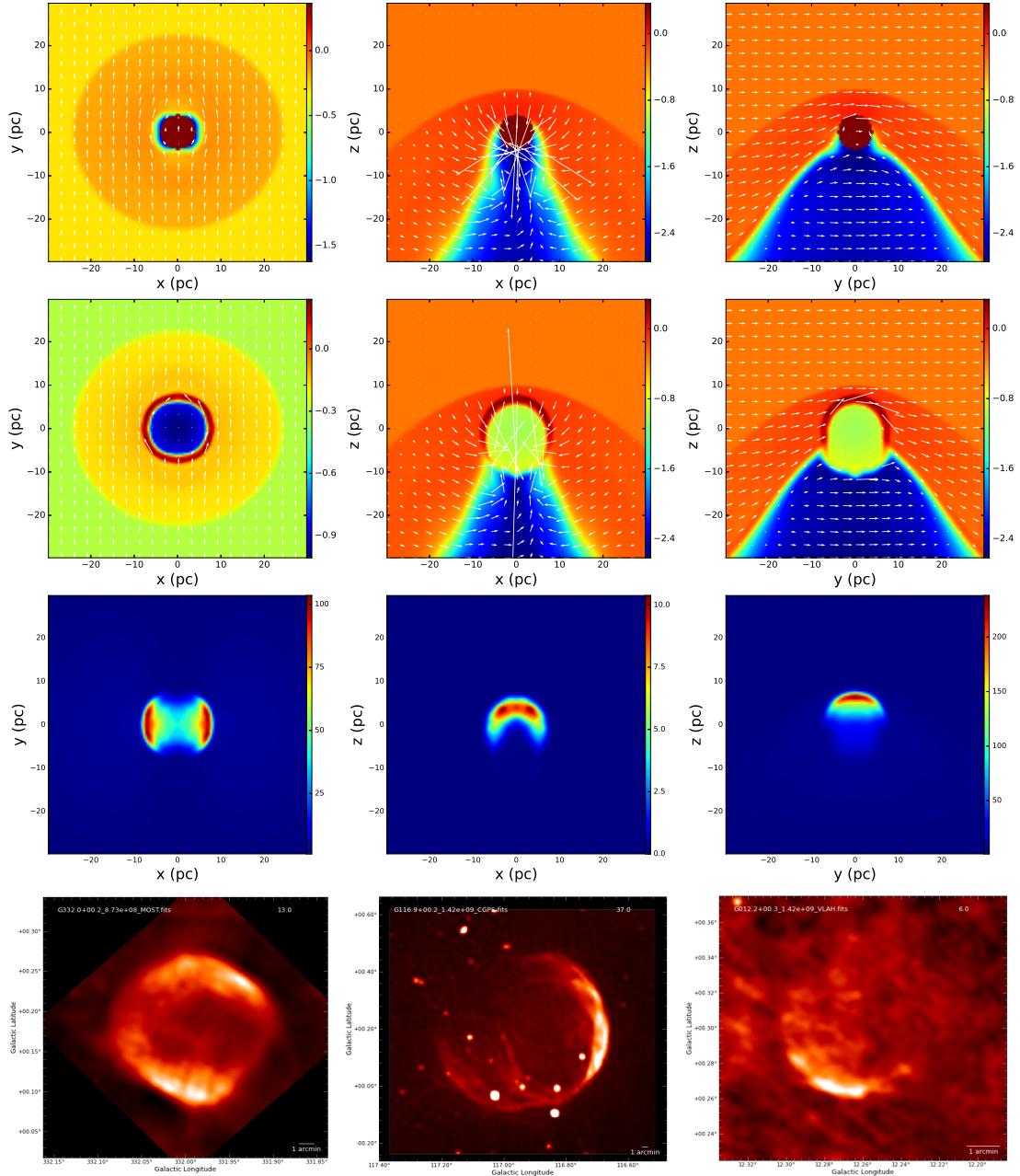


图 4.2 垂直事例的模拟图像以及对应的真实射电图像。顶部三幅图是从不同方向看去的星风模拟结果。第二行是以顶部的星风模拟结果为初始条件的超新星遗迹模拟结果。第三行是从第二行的模拟结果转化而来的相对射电密度图像。最后一行是与模拟的射电形态相似的实际观测到的遗迹 G332.0+0.2, G116.9+0.2 和 G12.2+0.3(West 等, 2016)。这三个遗迹分别分类为双边对称、单边大弧度和单边小弧度遗迹。上面两行的彩色背景是单位为 $\log(\text{cm}^{-3})$ 的密度分布，箭头的长度和方向分别代表磁场强度和方向。

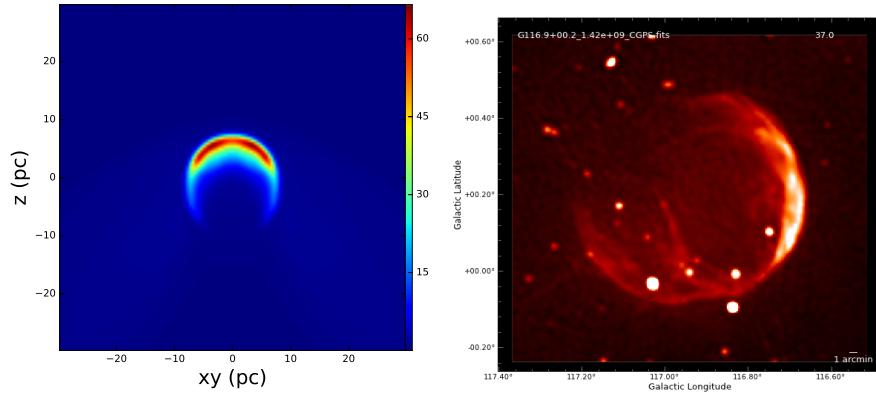


图 4.3 沿着 z 轴旋转 45 后的模拟射电图像和 G116.9+0.2 的真实观测到的射电图像 (West 等, 2016; Tian 和 Leahy, 2006)。

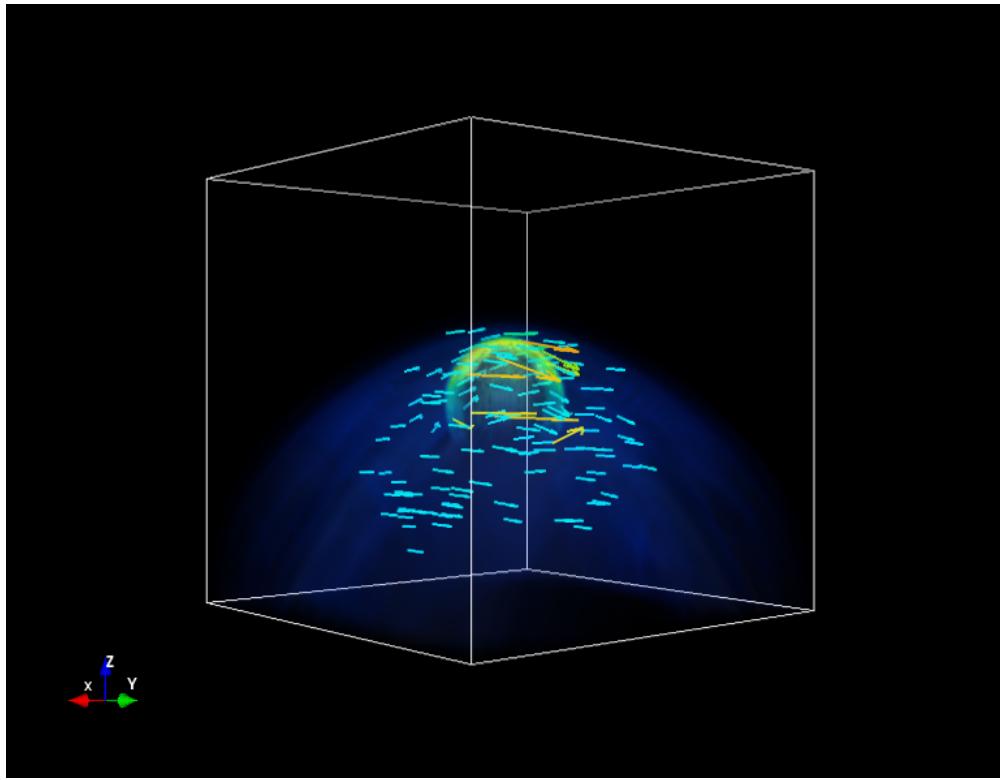


图 4.4 从 x-z 平面沿着 z 轴旋转 50 后模拟的三维图。如果转 45, 中间两条垂直的线就重合了, 透视效果很差, 所以我们转了 50。彩色的背景是相对射电流量密度, 箭头代表磁场, 越黄的颜色数值越大。(这个图在发表文章的线上版本中是动态图。)

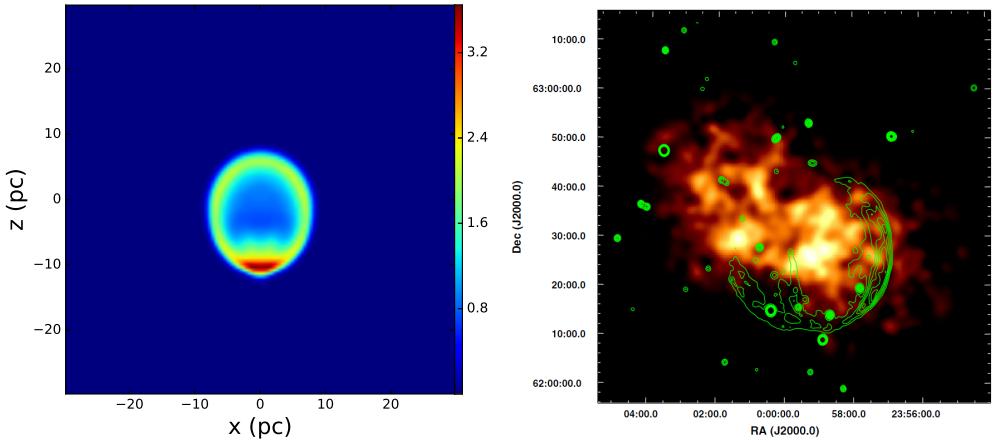


图 4.5 左图:x-z 平面的相对温度分布。右图: ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics) 望远镜观测到的 G116.9+0.2 的 X 图像 G116.9+0.2, 外加 CGPS (Canadian Galactic Plane Survey) 巡天的射电图像等高线 (Pannuti 等, 2010)。

结果, 可是实际上, 遗迹的形态稍微偏转角度看就会变化明显。我们以超新星遗迹 G116.9+0.2 为例, 如果沿着 z 轴转动 45 看图 4.2 的模拟结果, 我们可以在 z-xy 平面看到更相似的单边大弧度形态 (如图 4.3)。而在偏振图上看 G116.9+0.2 的磁场是平行于壳层的 (Sun 等, 2011), 这其实与本来我们在 x-z 平面看到的结果不符。可是, 沿着 z 轴转动 45 后, 磁场方向就变得与观测相似了 (如图 4.4)。同时, 我们注意到 G116.9+0.2 的 X 射线辐射向射电壳层反方向延展出很远 (Pannuti 等, 2010), 而我们的模拟或许也可以解释这件事情 (如图 4.5)。在图 4.5 的左图中, 下面的高温区域在图 4.2 的第二行中图看来密度很低, 那么这里应该充满高温低密的电离气体, 适合通过韧致辐射产生很强的 X 射线。因此, 我们猜测, 或许在超新星爆发之前, 前身星边运动边抛出物质, 这些物质远离超新星爆发中心。超新星爆发后, 这些物质与抛射物产生的 X 射线一起形成了这颗遗迹奇特的 X 射线形态。之前, Craig 等 (1997); Yar-Uyaniker 等 (2004); West 等 (2016) 都曾尝试解释这个 X 射线形态, 但并没有得出一致的结论。而我们如果想确定这件事, 也需要更进一步的针对这颗遗迹的模拟才行。

值得一提的是, 我们的模拟没有加入初始的磁场梯度或者密度梯度, 即使初始介质分布是均匀的, 我们仍能得到各种各样的形态。也就是说, 射电形态并不仅仅依赖于初始介质分布。因此, 直接根据超新星遗迹的射电形态估算前身星形成前的没有受到星风影响的初始的磁场和密度分布, 是一件不合理的事情。同时, 也因为局部的环境会很大程度上说到前身星星风的影响, 局部的磁场与银河系大尺度结构差别很大, 所以超新星遗迹的射电形态也不太适合用于推测银河系大尺度磁场和密度分布。而 West 等 (2016) 构建磁场模型之后, 使用构建的模

型模拟不同位置的超新星遗迹，并与观测比较后验证自己模型的正确性，这种验证方式也是存在问题的。

事实上，Orlando 等 (2007) 基于非均匀的初始介质假设也可以模拟出与垂直事例相似的图像，不过他们无法解释这些非均匀条件的来源。van Marle 等 (2010) 有将星风考虑在内，并进行流体模拟以研究其对遗迹演化的影响，不过因为没有磁场信息无法获得射电图像。而且他们也没考虑前身星的运动，而大多数恒星相对周围介质是运动的，所以我们的工作是对之前工作的一个重要的补充。事实上，之前有很多对特定遗迹的形态进行探讨的工作，比如Vigh 等 (2011) 有研究 Tycho 超新星遗迹的非对称性，Schneiter 等 (2006) 模拟遗迹 3C 400.2 的形态并探讨了热传导的影响，而 Toledo-Roy 等 (2014a) 考虑了前身星的运动和星风之后，很好的解释了 Kepler 超新星遗迹的形态，Toledo-Roy 等 (2014b) 结合 X 射线和射电观测，基于 MHD 模拟研究了 SNR G352.7-0.1。而我们的模拟基于前任的工作，提供了更普适的解释方式。

另一个有趣的事情是，我们可以看到图 4.2 第三行中不同图像的相对射电流密度差距很大。 $x-z$ 平面中最低， $x-y$ 平面中高一些， $y-z$ 平面中最高。要知道，这三幅图是一个遗迹爆发从不同方向看的结果，所以一个遗迹从不同方向看，流量密度不同，那能探测到的概率也是不一样的。换言之，如果只考虑垂直事例，进行观测结果统计时，单边小弧度的遗迹比双边对称遗迹要多，双边对称的遗迹比单边大弧度遗迹要多。而其实有其它情况中也会产生双边对称遗迹，所以在这里我们只能推出单边小弧度的遗迹比单边大弧度遗迹要多，而表 4.2 的统计也支持这一推论。因而，如果银河系中遗迹爆发朝向我们的方向是随机的，那实际上我们可观测到的单边小弧度和单边大弧度遗迹数量应该相近，目前的差值是因为观测的灵敏度不够，如果提高灵敏度可以观测到更多单边大弧度遗迹。而从图 4.2 第三行中可看出， $y-z$ 平面的最大流量密度大概是 $x-z$ 平面的 20 倍，所以如果灵敏度提高 20 倍，那观测到的单边大弧度遗迹数量就与如今观测到的单边小弧度遗迹相近。这或许可以解释目前观测到的大约 300 个的银河系遗迹数目 (Green, 2014)，远少于理论预言的至少 1000 个 (Frail 等, 1994; Tammann 等, 1994)，因为理论计算时并没有考虑观测方向导致的流量变化。

此外，因为热传导在星风演化中起重要作用，所以我们也在整个遗迹模拟中测试了是否热传导会影响遗迹的射电形态。我们使用了模拟软件 PLUTO 中的 Explicit 框架，采取标准热传导系数计算方式。图 4.6 是最终的模拟结果，从整体图像可以看出与不考虑热传导相比，本来就有的弓形壳层变成了两层，而磁场也

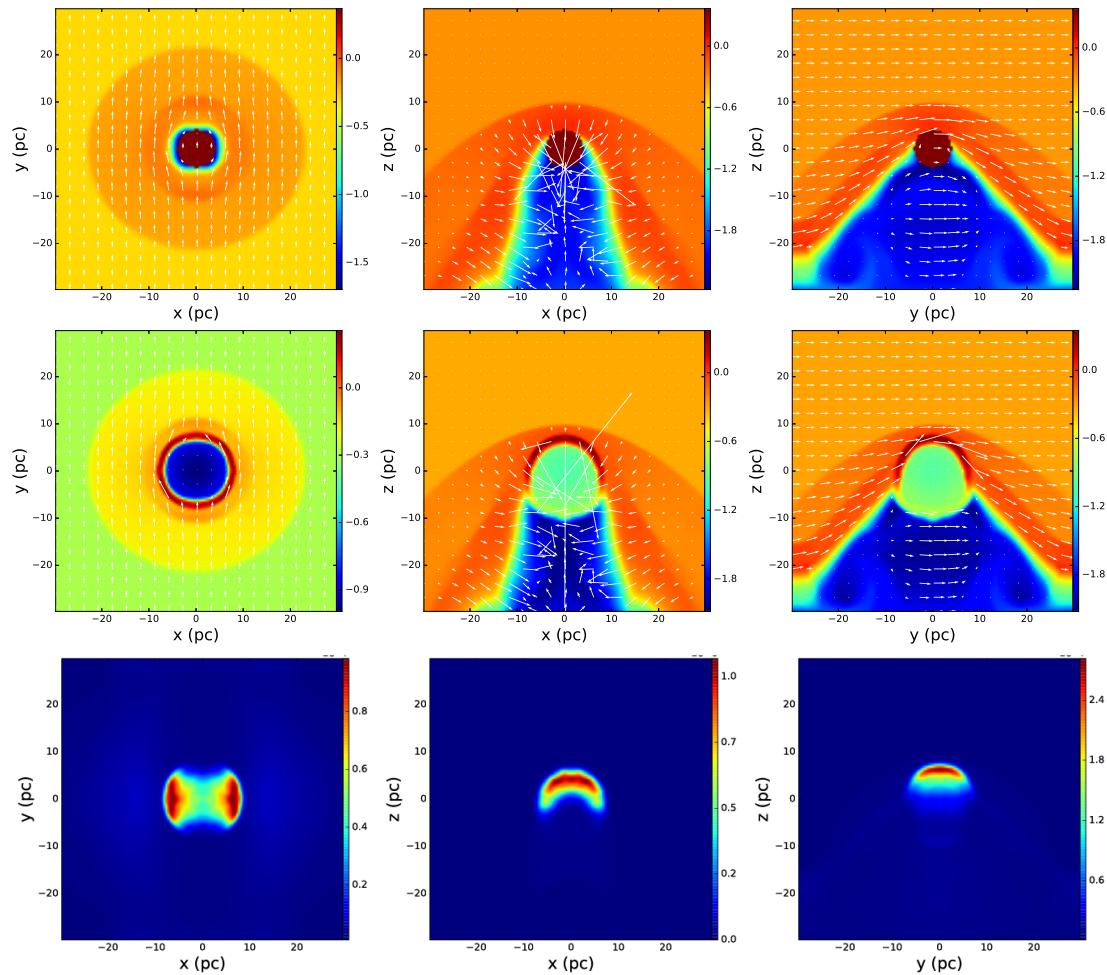


图 4.6 考虑热传导的模拟结果。这些结果对应了图 4.2 的上面三列，唯一的不同就是考虑了热传导。

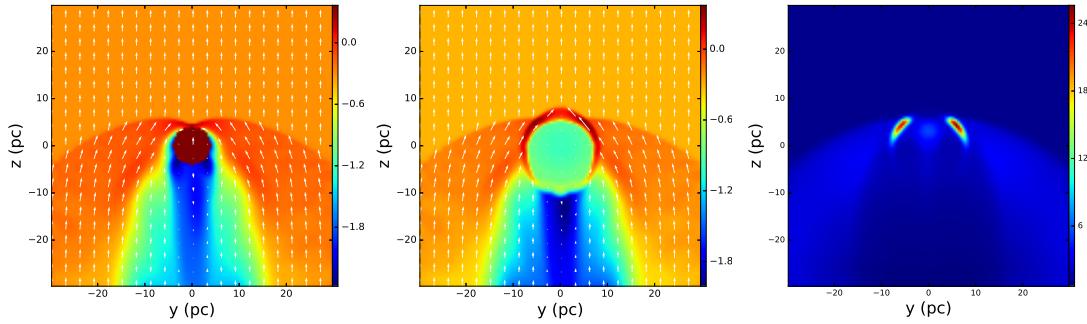


图 4.7 平行事例的模拟结果。左图是 y - z 平面的星风模拟结果加上遗迹爆发区域，也就是遗迹模拟的初始条件。中图是 y - z 平面的遗迹模拟结果。右图是从中图转化来的射电流量密度图。

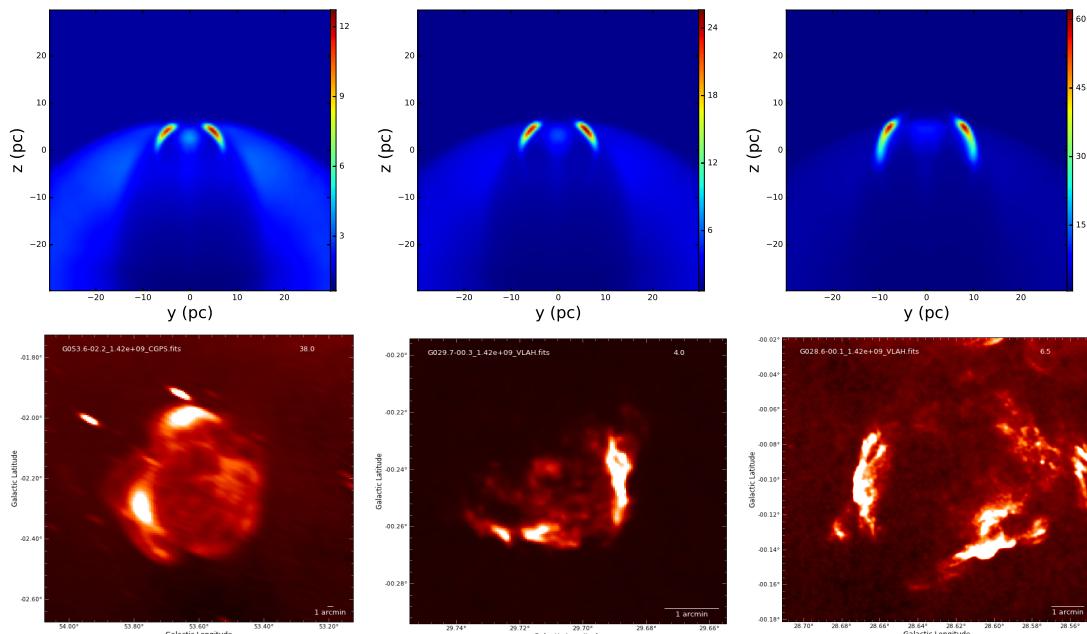


图 4.8 上面三幅图是不同年龄的相对射电流量密度图。下面三幅图是实际观测到的与上图类似的实际观测到的八字形遗迹：G53.6-2.2、G29.7-0.3、G28.6-0.1(West 等, 2016)。

变得明显不同。Meyer 等 (2015) 提到热传导会引起物质混合的效应，不过在我们的模拟中并不明显，可能是因为我们用的遗迹模拟参数不同。不过在超新星遗迹周围，密度和磁场并没有明显的变化。相应的，遗迹周围的射电图像与图 4.2 几乎完全一样，而其他位置即使有射电图像，因为那里应该没有相对论化电子，同步辐射假设不成立，因而也就没有意义。总而言之，热传导对超新星遗迹的射电演化影响不大。

4.3.2 平行事例

平行事例的结果在图 4.7 中，除了磁场方向从沿着 y 轴变为 z 轴，其它参数都与垂直事例完全一样。要注意的是，虽然除了遗迹周围，其他位置也有辐射，但那是星风模拟导致的，而星风并不能产生足量相对论电子，因而在那些区域同步辐射假设不成立，因而其辐射是无意义的。可是，我们也无法剔除这些无意义的结构，因为我们不清楚相对论电子所能影响到的范围。这个瑕疵其实也影响到垂直事例，只是不够明显。我们只在图 4.7 中展示了 y - z 平面的结果，因为磁场方向和前身星速度方向一直，多了对称性，整个演化为柱对称， x - y 平面与 y - z 平面演化是一样的。此外，理论上在 x - y 平面我们应该看到环形遗迹，可实际上看到的却很方，这是因为分辨率不够高，而每一个像素点是方形的。超新星爆发能量又很大，这会导致局部变量变化很快，要更好模拟需要很高分辨率才行，而在我们的工作集群上使用能达到的分辨率上限也无法完美模拟出环形，因而我们只能说，理论上看， x - y 平面肯定能看到一个环形遗迹。

所以，从图 4.7 看来，平行事例给我们展示的只有一个新的形态：八字形遗迹。但是这个形态其实非常重要，因为之前的模拟都很难解释这个形态，而这一类的遗迹其实并不少。所以，如果把理论上肯定存在的环形超新星遗迹考虑在内，我们总共可以模拟出五类超新星遗迹，只有多层和不规则遗迹无法解释。这两类遗迹可能的确是因为初始的周围介质是不均匀或者前身星比较奇特 (Orlando 等, 2007, 2017)。

目前为止，我们提到的模拟都是 1850 年的演化之后的结果，而实际上我们可以给出任何时间的结果，只要不太长以至于超过计算集群的运行极限。所以我们在图 4.8 给出了模拟 1450 年、1850 年和 3050 年后的平行事例结果，作为比较，我们同时给出了三个形状相似的真实观测到的八字形遗迹：G53.6-2.2、G29.7-0.3、G28.6-0.1。那么很自然的，我们猜测是否这三个遗迹年龄都在几千年左右。实际上，G29.7-0.3 是 1000 年左右 (Leahy 和 Tian, 2008)，G28.6-0.1 不超过 2700 年 (Bamba 等, 2001)，与我们估计相符。可是 G53.6-2.2 年龄估计为 15000 年 Long 等 (1991)，不过其年龄估计所用的距离很可能有问题，需要进一步验证。除此之外，这三个遗迹的 X 射线辐射都多少偏离射电辐射 (Broersen 和 Vink, 2015; Su 等, 2009; Bamba 等, 2001)，类似于超新星遗迹 G116.9+0.2，这也可以用类似的方式解释。

同时，因为我们在垂直事例和平行事例中用的参数基本一样，我们可以直接比较两个事例的模拟结果。比较图 4.7 和图 4.2 可知，平行事例在 y - z 平面的相对

射电流量比垂直事例的大很多。也就是说，八字形遗迹应该比单边小弧度遗迹要少，这也是与表 4.2 的统计一直。同时，看 x-z 平面的话，单边大弧度遗迹应该比八字形遗迹要少，这却与表 4.2 的统计相反，单边大弧度遗迹反而比八字形遗迹要多一点。这可能因为两者本来模拟的流量密度相差不大，而样本量又少，从而导致的统计偏差。

4.4 总结

我们将星风演化结果作为超新星遗迹模拟的初始条件，模拟了一个以 $40\text{--}40 M_{\odot}$ 前身星爆发后的遗迹演化。整个工作包括了两个模拟：垂直事例和平行事例。基于真实的射电图像，我们将超新星遗迹分为七类，并以此结合模拟结果做了进一步讨论。我们主要的结论如下：

1. 大质量前身星的星风对超新星遗迹的射电形态有很大影响，可能比最初的周围环境影响还大。
2. 将星风考虑在内，我们可以解释很多遗迹的射电形态，除了多层和不规则遗迹。
3. 根据模拟结果，我们不建议通过超新星遗迹的射电图像推测大尺度的磁场和密度分布。
4. 热传导或许会稍微影响遗迹的射电形态，但是并不是非常重要。
5. 某些遗迹的射线壳层与 X 射线辐射的偏离可能是因为前身星的运动。

在此，需要提醒的是，我们的工作中有很多简化，讨论时需要注意。而我们模拟的 $40 M_{\odot}$ 太阳质量前身星其实并不是非常普遍，所以将来可以尝试做 $10\text{--}20 M_{\odot}$ 的模拟。此外，多层遗迹的形成原因也是未来的研究重点，这可能是由于不均匀的初始介质分布，或者前身星本身会爆发多次。

附录 A 工具型代码

A.1 单位制计算

```

from astropy import units as un
from astropy import constants as con
import numpy as np

#===== 单位计算 =====

UNIT_DENSITY = 1*con.m_p/un.cm**3
UNIT_LENGTH = 1*un.pc
UNIT_VELOCITY= 1e4*un.km/un.s
UNIT_B=(UNIT_VELOCITY*np.sqrt(4*np.pi*UNIT_DENSITY)).to(un.g**0.5*un.cm**-
0.5*un.s**-1).value*un.G
UNIT_t=UNIT_LENGTH/UNIT_VELOCITY
UNIT_P=UNIT_DENSITY*UNIT_VELOCITY**2 UNIT_M=UNIT_DENSITY*UNIT_LENGTH
UNIT_E=UNIT_M*UNIT_VELOCITY**2
#UNIT_B=((UNIT_E/UNIT_LENGTH**3)**0.5).value*un.G
UNIT_NU=UNIT_P*UNIT_t
UNIT_G=(UNIT_VELOCITY/UNIT_LENGTH)**2/UNIT_DENSITY
#===== 输入需要转换的参量 =====

n = 0.21*con.m_p/un.cm**3
l = 4*un.pc
v = 490*un.km/un.s
B = 9*un.uG
t = 1000*un.yr
P = 1*un.Ba
E_th= 0.96*un.erg
E = 2.0e51*un.erg
M = 15.9*con.M_sun
nu = 2*un.uPa*un.s

```

```

G = 1*con.G

#=====开始转换=====

n /= UNIT_DENSITY
l /= UNIT_LENGTH
v /= UNIT_VELOCITY
B /= UNIT_B
t /= UNIT_t
P /= UNIT_P
E /= UNIT_E
M /= UNIT_M
nu /= UNIT_NU
G /= UNIT_G

#=====输出结果=====

print('n = ', n.to(").value,
      'l = ', l.to(").value,
      'v = ', v.to(").value,
      'B = ', B.to(").value,
      't = ', t.to(").value,
      'P = ', P.to(").value,
      'E = ', E.to(").value,
      'M = ', M.to(").value,
      'nu = ', nu.to(").value,
      'G = ', G.to(").value,
      )

```

参考文献

- Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. Fermi LAT Discovery of Extended Gamma-Ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W51C[J/OL]. ApJL, 2009, 706:L1-L6. DOI: [10.1088/0004-637X/706/1/L1](https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/1/L1).
- Aleksić J, Alvarez E A, Antonelli L A, et al. Morphological and spectral properties of the W51 region measured with the MAGIC telescopes[J/OL]. A&A, 2012, 541:A13. DOI: [10.1051/0004-6361/201218846](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218846).
- Bamba A, Ueno M, Koyama K, et al. A Diffuse X-Ray Source, AX J1843.8-0352: Association with the Radio Complex G28.6-0.1 and Identification of a New Supernova Remnant[J/OL]. PASJ, 2001, 53:L21-L24. DOI: [10.1093/pasj/53.4.L21](https://doi.org/10.1093/pasj/53.4.L21).
- Beuther H, Bihl S, Rugel M, et al. The HI/OH/Recombination line survey of the inner Milky Way (THOR). Survey overview and data release 1[J/OL]. A&A, 2016, 595:A32. DOI: [10.1051/0004-6361/201629143](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629143).
- Broersen S, Vink J. A Chandra X-ray study of the mixed-morphology supernova remnant 3C 400.2 [J/OL]. MARAS, 2015, 446:3885-3894. DOI: [10.1093/mnras/stu2119](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2119).
- Brogan C L. OH (1720 MHz) Masers Associated with Supernova Remnants[C]//Romney J, Reid M. Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 340 Future Directions in High Resolution Astronomy. 2005: 334.
- Brogan C L, Goss W M, Hunter T R, et al. OH (1720 MHz) Masers: A Multiwavelength Study of the Interaction between the W51C Supernova Remnant and the W51B Star Forming Region [J/OL]. ApJ, 2013, 771:91. DOI: [10.1088/0004-637X/771/2/91](https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/2/91).
- Chen Y, Liu N, Wang Z R. Similarity Solution for a Supernova Remnant Evolving in an Inhomogeneous Stellar Wind[J/OL]. ApJ, 1995, 446:755. DOI: [10.1086/175832](https://doi.org/10.1086/175832).
- Copetti M V F, Schmidt A A. Aperture synthesis observations of W 51 at 151 MHz[J/OL]. MARAS, 1991, 250:127-132. DOI: [10.1093/mnras/250.1.127](https://doi.org/10.1093/mnras/250.1.127).
- Craig W W, Hailey C J, Pisarski R L. ROSAT Observations of the Supernova Remnant CTB 1 [J/OL]. ApJ, 1997, 488:307-316. DOI: [10.1086/304666](https://doi.org/10.1086/304666).
- Duncan A R, Reich P, Reich W, et al. Polarimetric structure in the first Galactic quadrant from the 2.695 GHz Effelsberg survey[J]. A&A, 1999, 350:447-456.
- Fang J, Zhang L. Two-dimensional magnetohydrodynamics simulations of young Type Ia supernova remnants[J/OL]. MARAS, 2012, 424:2811-2820. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21405.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21405.x).
- Ferland G J, Chatzikos M, Guzmán F, et al. The 2017 Release Cloudy[J]. , 2017, 53:385-438.
- Foster T, Routledge D, Kothes R. The Galactic Plane region near $\ell = 93\text{deg.} II. A stellar wind bubbles surrounding SNR 3C434.1$ [J/OL]. A&A, 2004, 417 : 79 – 91. DOI : [10.1051/0004-6361:20034253](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034253).

- Frail D A, Goss W M, Whiteoak J B Z. The radio lifetime of supernova remnants and the distribution of pulsar velocities at birth[J/OL]. *ApJ*, 1994, 437:781-793. DOI: [10.1086/175038](https://doi.org/10.1086/175038).
- Gaensler B M, Brazier K T S, Manchester R N, et al. SNR G320.4-01.2 and PSR B1509-58: new radio observations of a complex interacting system[J/OL]. *MARAS*, 1999, 305:724-736. DOI: [10.1046/j.1365-8711.1999.02500.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02500.x).
- Genzel R, Downes D, Schneps M H, et al. Proper motions and distances of H₂O maser sources. II - W51 MAIN[J/OL]. *ApJ*, 1981, 247:1039-1051. DOI: [10.1086/159113](https://doi.org/10.1086/159113).
- Ginsburg A, Bally J, Battersby C, et al. The dense gas mass fraction in the W51 cloud and its protoclusters[J/OL]. *A&A*, 2015, 573:A106. DOI: [10.1051/0004-6361/201424979](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424979).
- Green D A. A catalogue of 294 Galactic supernova remnants[J]. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 2014, 42:47-58.
- Gvaramadze V V, Menten K M, Kniazev A Y, et al. IRC -10414: a bow-shock-producing red supergiant star[J/OL]. *MARAS*, 2014, 437:843-856. DOI: [10.1093/mnras/stt1943](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1943).
- Haverkorn M. Magnetic Fields in the Milky Way[C/OL]//Lazarian A, de Gouveia Dal Pino E M, Melioli C. *Astrophysics and Space Science Library: volume 407 Magnetic Fields in Diffuse Media*. 2015: 483. DOI: [10.1007/978-3-662-44625-6_17](https://doi.org/10.1007/978-3-662-44625-6_17).
- Hewitt J W, Yusef-Zadeh F, Wardle M. A Survey of Hydroxyl toward Supernova Remnants: Evidence for Extended 1720 MHz Maser Emission[J/OL]. *ApJ*, 2008, 683:189-206. DOI: [10.1086/588652](https://doi.org/10.1086/588652).
- Jun B I, Norman M L. On the Origin of Strong Magnetic Fields in Young Supernova Remnants [J/OL]. *ApJ*, 1996, 465:800. DOI: [10.1086/177464](https://doi.org/10.1086/177464).
- Junkes N, Fuerst E, Reich W. A survey of linear polarization along the Galactic plane - The area L = 4.9 to 76 deg, B = -1.5 to 1.5 deg[J]. *A&AS*, 1987, 69:451-464.
- Kang H, Jones T W. Numerical studies of diffusive shock acceleration at spherical shocks[J/OL]. *Astroparticle Physics*, 2006, 25:246-258. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2006.02.006](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.02.006).
- Kang M, Bieging J H, Kulesa C A, et al. A CO Line and Infrared Continuum Study of the Active Star-forming Complex W51[J/OL]. *ApJS*, 2010, 190:58-76. DOI: [10.1088/0067-0049/190/1/58](https://doi.org/10.1088/0067-0049/190/1/58).
- Koo B C, Kim K T, Seward F D. ROSAT Observations of the Supernova Remnant W51C[J/OL]. *ApJ*, 1995, 447:211. DOI: [10.1086/175867](https://doi.org/10.1086/175867).
- Leahy D A, Tian W W. The distance of the SNR Kes 75 and PWN PSR J1846-0258 system[J/OL]. *A&A*, 2008, 480:L25-L28. DOI: [10.1051/0004-6361:20079149](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079149).
- Leahy D A, Williams J E. A Python Calculator for Supernova Remnant Evolution[J/OL]. *AJ*, 2017, 153:239. DOI: [10.3847/1538-3881/aa6af6](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa6af6).
- Lee J J, Park S, Hughes J P, et al. The Outer Shock of the Oxygen-Rich Supernova Remnant G292.0+1.8: Evidence for the Interaction with the Stellar Winds from Its Massive Progenitor [J/OL]. *ApJ*, 2010, 711:861-869. DOI: [10.1088/0004-637X/711/2/861](https://doi.org/10.1088/0004-637X/711/2/861).

- Long K S, Blair W P, Matsui Y, et al. W28 and 3C 400.2 - Two shell-like radio supernova remnants with centrally peaked X-ray morphologies[J/OL]. ApJ, 1991, 373:567-578. DOI: [10.1086/170076](https://doi.org/10.1086/170076).
- Meyer D M A, Gvaramadze V V, Langer N, et al. On the stability of bow shocks generated by red supergiants: the case of IRC -10414[J/OL]. MARAS, 2014, 439:L41-L45. DOI: [10.1093/mnrasl/slt176](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slt176).
- Meyer D M A, Mackey J, Langer N, et al. Models of the circumstellar medium of evolving, massive runaway stars moving through the Galactic plane[J/OL]. MARAS, 2014, 444:2754-2775. DOI: [10.1093/mnras/stu1629](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1629).
- Meyer D M A, Langer N, Mackey J, et al. Asymmetric supernova remnants generated by Galactic, massive runaway stars[J/OL]. MARAS, 2015, 450:3080-3100. DOI: [10.1093/mnras/stv898](https://doi.org/10.1093/mnras/stv898).
- Meyer D M A, Mignone A, Kuiper R, et al. Bow shock nebulae of hot massive stars in a magnetized medium[J/OL]. MARAS, 2017, 464:3229-3248. DOI: [10.1093/mnras/stw2537](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2537).
- Mignone A, Bodo G, Massaglia S, et al. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics [J/OL]. ApJS, 2007, 170:228-242. DOI: [10.1086/513316](https://doi.org/10.1086/513316).
- Mignone A, Zanni C, Tzeferacos P, et al. The PLUTO Code for Adaptive Mesh Computations in Astrophysical Fluid Dynamics[J/OL]. ApJS, 2012, 198:7. DOI: [10.1088/0067-0049/198/1/7](https://doi.org/10.1088/0067-0049/198/1/7).
- Moon D S, Koo B C. Thermal and Non-Thermal Radio Continuum Sources in the W51 Complex [J]. JKAS, 1994, 27:81-102.
- Müller B, Heger A, Liptai D, et al. A simple approach to the supernova progenitor-explosion connection[J/OL]. MARAS, 2016, 460:742-764. DOI: [10.1093/mnras/stw1083](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1083).
- Nakanishi H, Sofue Y. Three-Dimensional Distribution of the ISM in the Milky Way Galaxy: II. The Molecular Gas Disk[J/OL]. PASJ, 2006, 58:847-860. DOI: [10.1093/pasj/58.5.847](https://doi.org/10.1093/pasj/58.5.847).
- Nakanishi H, Sofue Y. Three-dimensional distribution of the ISM in the Milky Way galaxy. III. The total neutral gas disk[J/OL]. PASJ, 2016, 68:5. DOI: [10.1093/pasj/psv108](https://doi.org/10.1093/pasj/psv108).
- Orlando S, Bocchino F, Reale F, et al. On the origin of asymmetries in bilateral supernova remnants [J/OL]. A&A, 2007, 470:927-939. DOI: [10.1051/0004-6361:20066045](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066045).
- Orlando S, Drake J J, Miceli M. Origin of asymmetries in X-ray emission lines from the blast wave of the 2014 outburst of nova V745 Sco[J/OL]. MARAS, 2017, 464:5003-5017. DOI: [10.1093/mnras/stw2718](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2718).
- Pannuti T G, Rho J, Borkowski K J, et al. Mixed-morphology Supernova Remnants in X-rays: Isothermal Plasma in HB21 and Probable Oxygen-rich Ejecta in CTB 1[J/OL]. AJ, 2010, 140: 1787-1805. DOI: [10.1088/0004-6256/140/6/1787](https://doi.org/10.1088/0004-6256/140/6/1787).
- Parsons H, Thompson M A, Clark J S, et al. Molecular clumps in the W51 giant molecular cloud [J/OL]. MARAS, 2012, 424:1658-1671. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21106.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21106.x).
- Petruk O, Beshley V, Bocchino F, et al. Some properties of synchrotron radio and inverse-Compton gamma-ray images of supernova remnants[J/OL]. MARAS, 2009, 395:1467-1475. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.14563.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14563.x).

- Poznanski D. An emerging coherent picture of red supergiant supernova explosions[J/OL]. MARAS, 2013, 436:3224-3230. DOI: [10.1093/mnras/stt1800](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1800).
- Sasaki M, Heintz C, Warth G, et al. XMM-Newton observation of the Galactic supernova remnant W51C (G49.1-0.1)[J/OL]. A&A, 2014, 563:A9. DOI: [10.1051/0004-6361/201323145](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323145).
- Sato M, Reid M J, Brunthaler A, et al. Trigonometric Parallax of W51 Main/South[J/OL]. ApJ, 2010, 720:1055-1065. DOI: [10.1088/0004-637X/720/2/1055](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/2/1055).
- Schneiter E M, de La Fuente E, Velázquez P F. Simulated X-ray emission from a single-explosion model for a supernova remnant 3C 400.2[J/OL]. MARAS, 2006, 371:369-374. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10652.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10652.x).
- Schneps M H, Lane A P, Downes D, et al. Proper motions and distances of H₂O maser sources. III - W51NORTH[J/OL]. ApJ, 1981, 249:124-133. DOI: [10.1086/159267](https://doi.org/10.1086/159267).
- Sedov L I. Similarity and Dimensional Methods in Mechanics[M]. New York: Academic Press, 1959.
- Shaver P A, Goss W M. Galactic Radio Sources III: Spectra and Physical Characteristics[J]. Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 1970, 14:133.
- Stil J M, Taylor A R, Dickey J M, et al. The VLA Galactic Plane Survey[J/OL]. AJ, 2006, 132: 1158-1176. DOI: [10.1086/505940](https://doi.org/10.1086/505940).
- Su Y, Chen Y, Yang J, et al. Discovery of Molecular Shells Associated with Supernova Remnants. II. Kesteven 75[J/OL]. ApJ, 2009, 694:376-386. DOI: [10.1088/0004-637X/694/1/376](https://doi.org/10.1088/0004-637X/694/1/376).
- Subrahmanyam R, Goss W M. 330-MHz radio continuum imaging of the W51 complex[J/OL]. MARAS, 1995, 275:755-763. DOI: [10.1093/mnras/275.3.755](https://doi.org/10.1093/mnras/275.3.755).
- Sukhbold T, Ertl T, Woosley S E, et al. Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions[J/OL]. ApJ, 2016, 821:38. DOI: [10.3847/0004-637X/821/1/38](https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/38).
- Sun X H, Reich P, Reich W, et al. A Sino-German λ 6 cm polarization survey of the Galactic plane. VII. Small supernova remnants[J/OL]. A&A, 2011, 536:A83. DOI: [10.1051/0004-6361/201117693](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117693).
- Tammann G A, Loeffler W, Schroeder A. The Galactic supernova rate[J/OL]. ApJS, 1994, 92: 487-493. DOI: [10.1086/192002](https://doi.org/10.1086/192002).
- Tian W W, Leahy D. Radio Spectra of Three Supernova Remnants: G114.3+0.3, G116.5+1.1 and G116.9+0.2[J/OL]. , 2006, 6:543-550. DOI: [10.1088/1009-9271/6/5/05](https://doi.org/10.1088/1009-9271/6/5/05).
- Tian W W, Leahy D A. High-velocity H I is not Associated with the TeV Supernova Remnant W51C [J/OL]. ApJL, 2013, 769:L17. DOI: [10.1088/2041-8205/769/1/L17](https://doi.org/10.1088/2041-8205/769/1/L17).
- Toledo-Roy J C, Esquivel A, Velázquez P F, et al. A 3D numerical model for Kepler's supernova remnant[J/OL]. MARAS, 2014, 442:229-238. DOI: [10.1093/mnras/stu880](https://doi.org/10.1093/mnras/stu880).
- Toledo-Roy J C, Velázquez P F, Esquivel A, et al. A blowout numerical model for the supernova remnant G352.7-0.1[J/OL]. MARAS, 2014, 437:898-905. DOI: [10.1093/mnras/stt1955](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1955).
- Truelove J K, McKee C F. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants[J/OL]. ApJS, 1999, 120:299-326. DOI: [10.1086/313176](https://doi.org/10.1086/313176).

- van Marle A J, Smith N, Owocki S P, et al. Numerical models of collisions between core-collapse supernovae and circumstellar shells[J/OL]. MARAS, 2010, 407:2305-2327. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16851.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16851.x).
- van Marle A J, Meliani Z, Marcowith A. A hydrodynamical model of the circumstellar bubble created by two massive stars[J/OL]. A&A, 2012, 541:L8. DOI: [10.1051/0004-6361/201219180](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219180).
- van Marle A J, Cox N L J, Decin L. Eyes in the sky. Interactions between asymptotic giant branch star winds and the interstellar magnetic field[J/OL]. A&A, 2014, 570:A131. DOI: [10.1051/0004-6361/201424452](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424452).
- van Marle A J, Decin L, Meliani Z. Can the magnetic field in the Orion arm inhibit the growth of instabilities in the bow shock of Betelgeuse?[J/OL]. A&A, 2014, 561:A152. DOI: [10.1051/0004-6361/201321968](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321968).
- van Marle A J, Meliani Z, Marcowith A. Shape and evolution of wind-blown bubbles of massive stars: on the effect of the interstellar magnetic field[J/OL]. A&A, 2015, 584:A49. DOI: [10.1051/0004-6361/201425230](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425230).
- Velusamy T, Kundu M R. Observations of intensity and linear polarization in supernova remnants at 11 cm wavelength.[J]. A&A, 1974, 32:375-390.
- Vigh C D, Velázquez P F, Gómez D O, et al. Asymmetries in the Expansion and Emission from Young Supernova Remnants[J/OL]. ApJ, 2011, 727:32. DOI: [10.1088/0004-637X/727/1/32](https://doi.org/10.1088/0004-637X/727/1/32).
- West J L, Safi-Harb S, Jaffe T, et al. The connection between supernova remnants and the Galactic magnetic field: A global radio study of the axisymmetric sample[J/OL]. A&A, 2016, 587:A148. DOI: [10.1051/0004-6361/201527001](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527001).
- Xu J, Han J L. A compiled catalog of rotation measures of radio point sources[J/OL]. RAA, 2014, 14:942-958. DOI: [10.1088/1674-4527/14/8/005](https://doi.org/10.1088/1674-4527/14/8/005).
- Xu Y, Reid M J, Menten K M, et al. Trigonometric Parallaxes of Massive Star-Forming Regions: III. G59.7+0.1 and W 51 IRS2[J/OL]. ApJ, 2009, 693:413-418. DOI: [10.1088/0004-637X/693/1/413](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/413).
- Yar-Uyaniker A, Uyaniker B, Kothes R. Distance of Three Supernova Remnants from H I Line Observations in a Complex Region: G114.3+0.3, G116.5+1.1, and CTB 1 (G116.9+0.2)[J/OL]. ApJ, 2004, 616:247-256. DOI: [10.1086/424794](https://doi.org/10.1086/424794).
- Zhang M F, Tian W W, Leahy D A, et al. Disentangling the Radio Emission of the Supernova Remnant W51C[J/OL]. ApJ, 2017, 849:147. DOI: [10.3847/1538-4357/aa901d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa901d).
- Zhang M F, Tian W W, Wu D. How Does the Stellar Wind Influence the Radio Morphology of a Supernova Remnant?[J/OL]. ApJ, 2018, 867:61. DOI: [10.3847/1538-4357/aae090](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aae090).
- Zhang Q C, Wang Z, Chen Y. A Self-similar Solution for the Magnetic Field Distribution of Supernova Remnants Evolving in Stellar Wind Bubbles and Their Corresponding Radio Morphologies [J/OL]. ApJ, 1996, 466:808. DOI: [10.1086/177555](https://doi.org/10.1086/177555).

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

本科生无需此部分。

作者简历

casthesis 作者

吴凌云，福建省屏南县人，中国科学院数学与系统科学研究院博士研究生。

ucasthesis 作者

莫晃锐，湖南省湘潭县人，中国科学院力学研究所硕士研究生。

已发表 (或正式接受) 的学术论文:

[1] ucasthesis: A LaTeX Thesis Template for the University of Chinese Academy of Sciences, 2014.

申请或已获得的专利:

(无专利时此项不必列出)

参加的研究项目及获奖情况:

可以随意添加新的条目或是结构。

致 谢

感激 `casthesis` 作者吴凌云学长, `gbt7714-bibtex-style` 开发者 `zepinglee`, 和 `ctex` 众多开发者们。若没有他们的辛勤付出和非凡工作, \LaTeX 菜鸟的我是无法完成此国科大学位论文 \LaTeX 模板 `ucasthesis` 的。在 \LaTeX 中的一点一滴的成长源于开源社区的众多优秀资料和教程, 在此对所有 \LaTeX 社区的贡献者表示感谢!

`ucasthesis` 国科大学位论文 \LaTeX 模板的最终成型离不开以霍明虹老师和丁云云老师为代表的国科大学位办公室老师们制定的官方指导文件和众多 `ucasthesis` 用户的热心测试和耐心反馈, 在此对他们的认真付出表示感谢。特别对国科大的赵永明同学的众多有效反馈意见和建议表示感谢, 对国科大本科部的陆晴老师和本科部学位办的丁云云老师的细致审核和建议表示感谢。谢谢大家的共同努力和支持, 让 `ucasthesis` 为国科大学子使用 \LaTeX 撰写学位论文提供便利和高效这一目标成为可能。

