

天文学进展

PROGRESS IN ASTRONOMY

第 9 卷

第 4 期

Vol. 9

No. 4

1991

中国天文学会委托
上海天文台主办
科学出版社出版

天 文 学 进 展

第 9 卷 第 4 期

目 录

述 评

- 非标准宇宙模型新动向.....卞毓麟(253)
II 型超新星的坍缩与爆炸.....王贻仁(263)
活动星系核的结构与能源机制.....卢炬甫(271)
激变变星.....Hans Ritter(279)
河外 OH megamaser 星系的观测和研究.....俞志尧(289)

※ ※ ※

- 人造卫星运动中的轨道共振.....刘 林 廖新浩 赵长印(298)
VLBI 技术(天体物理)的进展和中国 VLBI 网 的意义.....万同山(309)

研 究 简 讯

- 1990年底前已发现和证认的星际和拱星分子.....李守中 朱新邨 林 森 孙 锦(321)
II 型光电等高仪的改造及初步结果.....赵 刚 张建卫(326)

学 术 活 动

《天文学进展》第三届编委会会议(1991年5月18—21日,浙江奉化)(326); 国际天文学联合会学术讨论会(序号 145—154)(327); 国际天文学联合会专题讨论会(序号 127—136)(327)。

非标准宇宙模型新动向*

卞毓麟

(中国科学院北京天文台)

提 要

热大爆炸模型因成功解释了许多重要观测事实而为多数宇宙学家所接受,并获得了标准模型的称号。然而自80年代后期以来,它却受到了一系列新观测事实的严重挑战。大爆炸宇宙学家们正在原来的基础上继续发展,以求找到问题的答案。一些本来就不赞成标准模型的宇宙学家则对它提出了全面的批评。

本文旨在对这些不同见解作一简介,它主要涉及对微波背景的认识、非宇宙学红移问题、年轻星系、离散天体的演化以及非标准模型本身的一些情况。

一、引 言

现代宇宙学的奠基作是 Einstein 于 1917 年发表的“根据广义相对论对宇宙学所作的考察”。哈勃定律则为现代观测宇宙学树立了第一块划时代的里程碑^[1]。本世纪 40 年代末对宇宙学的研究已更为系统化,且同时形成了两大理论体系:“大爆炸宇宙论”和“稳恒态宇宙论”。Weinberg 在其《引力论与宇宙论》^[2]一书中对两者均作了历史的回顾和中肯的讨论。

自 40 年代末到 80 年代后期,宇宙始于极端高温高密状态的热大爆炸理论因成功地解释了一系列重要观测事实而获得了“标准模型”的殊荣。其主要证据是:(1)宇宙的年龄。所有天体的年龄均与基于哈勃定律推算的宇宙年龄相洽,且可按良好的时序纳入大爆炸宇宙的整体演化框架中。(2)宇宙微波背景辐射。它是大爆炸学说的重要预言^[3],故其发现^[4]历来被视为支持该学说的最有力的证据:按此理论,它形成于宇宙温度大约降至 4000K(约相应于红移 $Z \sim 1500$)、辐射与物质退耦之际,它应具有黑体谱型。(3)轻元素的丰度。据大爆炸理论推算的 ^4He 宇宙丰度与观测符合甚佳, D, ^3He , ^7Li 的理论值亦与观测相洽。且 ^4He 与 D 的宇宙丰度甚难找到其他言之成理的天体物理学起源。(4)河外星系的普遍退行。这是导致大爆炸模型的重要动因,故该理论自当阐明之。

如今,大爆炸宇宙论较诸四十年前已有长足进展,其中包括暴涨宇宙的提出。另一方面,80年代后期观测宇宙学的迅速进展又使传统理论面对一系列出乎始料的新发现而接受着严峻

* 国家自然科学基金资助项目。
1991年5月27日收到。

的考验,本文第二部分将对此作一简介。正当大爆炸宇宙学家试图在“标准模型”的基础上进而找到这些新问题的答案时,一些本来就对标准模型持异议的学者则向大爆炸模型本身发起了进攻。本文旨在对此作一简述。为此,第三部分先对稳恒态宇宙论略作回顾,第四部分专论微波背景辐射,第五部分介绍非宇宙学红移问题,第六部分涉及年轻星系、宇宙年龄、以及离散天体的演化,第七部分是“关于替代理论”,第八部分“简短的结语”以结束全文。

二、“标准宇宙模型”面临新挑战

80年代后期以来,从观测方面向传统理论提出新挑战的事实主要有以下几个方面。

1. 微波背景辐射

主要包括(1)微波背景辐射是否各向同性,和(2)是否具有严格的黑体谱两个问题。

(1) 各向同性问题 在标准模型框架下,早期宇宙的微弱不均匀性应体现于微波背景辐射的小角尺度($<1^\circ$)各向异性。宇宙整体的不均匀则应体现为微波背景辐射的大尺度各向异性。迄今的观测却表明,小角尺度各向异性上限为 $\Delta T/T \leq 2 \times 10^{-5}$ ^[5,6];排除偶极成分后,大角尺度各向异性的上限由 COBE(宇宙背景探测器)给出 $<10^{-4}$ (分辨率为 7°)。难以解释的是早期如此均匀各向同性的宇宙何以变成了今天结构高度复杂的状态?

(2) 黑体辐射谱问题 COBE 的实测结果表明微波背景具有几乎理想的黑体谱^[7],可以认为这对标准模型是有力的支持。相反的意见将在第四部分中再作介绍。

2. 星系“长城”和其他超大尺度结构

Geller 等人^[8]指出:从 CfA 红移巡天已完成的 8 个天区可以看到存在尺度 $\sim 50\text{Mpc}$ 的低密度区(空洞),高密度的洞壁厚仅几个 Mpc;发现了星系“长城”,它与我们相距约 100 Mpc,横贯整个巡天的赤经范围(8^h-17^h),尺度为 $170\text{Mpc} \times 60\text{Mpc} \times 5\text{Mpc}$,而且还没有看到它的边缘。其星系密度约为周围平均密度的 5 倍,总质量约 $2-10 \times 10^{16}M_\odot$ 。其他超大尺度结构问题与下述第 4 点“红移分布的周期性”一并讨论。迄今所有的星系形成模型均难得出此类结构。

3. 星系大尺度流和巨吸引体

距银河系几十 Mpc 范围内的星系均表现出沿共同方向的“本动”,这就是朝着长蛇-半人马座方向的“大尺度流”。Lynden-Bell 等人提出这可用该方向上存在一个“巨吸引体”来解释,后者与银河系相距约 43 Mpc,总质量约 $5 \times 10^{16}M_\odot$ ^[9]。嗣后, Dressler 和 Faber^[10]又报道已观测到巨吸引体背后的星系亦正朝其中心方向运动。早期均匀的宇宙何以演化成了具有如此巨大的质量不均匀的状态?现有的模型亦难以回答。

4. 星系红移分布的周期性

Broadhurst 等人^[11]由南北银极方向的“束状”暗星系红移巡天发现,星系密集区与我们的距离呈现出 $\sim 128\text{Mpc}$ 的周期。有人猜想,这每一个密集区都可能是一道类似“长城”的星系“墙”的组成部分,“长城”只是此类超大尺度结构的普遍一员而已。解释这种周期性也许要比解释个别的结构更为困难。我国学者在 80 年代曾对超大尺度结构^[12]和类星体红移分布的周期性^[13,14,15]作过探索,它们至今仍颇有价值。

三、稳恒态宇宙论回顾

回顾稳恒态宇宙论是因为许多老问题如今又被某些宇宙学家重新提了出来。这种理论是 Bondi 和 Gold^[16]以及 Hoyle^[17,18]基于不同的思路几乎同时于 1948 年提出的。

Bondi 和 Gold 的基本想法是：物理实验之可重复性意味着实验结果不随实验的时间和地点而变，这表明在整个物理学中已预先假定了空间与时间的某种均匀性。传统的宇宙学原理仅假定宇宙在空间上的均匀各向同性。Bondi 和 Gold 则认为：除局部不规则性外，无论从何时何地观测，宇宙皆有同样的总体图象。这就是所谓的“完全宇宙学原理”。在膨胀宇宙中原先的星系彼此远离，新的星系便在它们之间诞生出来。但他们未说明形成新星系的物质从何而来。

Hoyle 则以变更 Einstein 场方程中的能量-动量张量的结构为基础，提出了同样的模型。他认为形成新星系的物质是连续创生出来的。它们原先并不存在，但过了一些时候就出来了。Hoyle 认为，仅仅对稳恒态理论提出“新物质如何产生”乃是不公平的，因为大爆炸理论实质上假设了宇宙物质在大爆炸中一次创生。

稳恒态理论的创始者当初没有谈到宇宙背景辐射问题。但 Weinberg^[2]指出，若在稳恒态模型中把按每个光子计的受激发射速率 $\Omega(\nu, t)$ 选为

$$\Omega(\nu) = e^{-h\nu/kT} \Lambda(\nu) + \frac{Hh\nu/kT}{[\exp(h\nu/kT) - 1]},$$

则第一项表示伴随吸收的普通发射过程，其中 $\Lambda(\nu)$ 是对频率 ν 的光的（每单位固有时间的）吸收率；第二项便表示光子的连续创生，从而有可能出现按 Planck 分布的微波背景。但并无先验的理由可以说明光子的连续创生何以会具有上述的特殊频率分布。

鉴别大爆炸与稳恒态孰是孰非的第一个观测检验是 50 年代初 Ryle 对河外射电源的计数^[19]，结果可解释为河外射电源在过去远较现在为多。这对稳恒态理论是沉重的一击。1965 年，微波背景辐射的发现对稳恒态模型又是一次新的打击。自 70 年代以后，稳恒态模型便明显地居了下风。

Hoyle 及其合作者们却未放弃这一观念。及至 1990 年，坚持认为类星体红移具有非宇宙学起源的 Arp 和 Burbidge，与 Hoyle、Narlikar、以及 Wickramasingh 联名在英国 Nature 杂志上发表了“河外宇宙：一种不同的看法”^[20]一文，讨论了大爆炸之所以令人不满的证据，并提出了他们自己的替代理论。与此有关的诸要点中，微波背景辐射可谓首当其冲。

四、宇宙微波背景辐射

如前所述，微波背景辐射高度各向同性且具有近乎理想的黑体辐射谱。

文献[20]对此作了批评：大爆炸模型中早期的 Planck 谱将为具有非热力学特征的相继事件所畸变；常讨论的事件有星系、星系团、超大尺度结构的集聚，而微波背景辐射中却无此类事件的痕迹。关于为阐明如何从早期无甚特色的宇宙演化出一个高度结构化的宇宙，Arp 等人认为很多模型都过于造作，且缺乏必要的细节，因而不值得称道。他们认为事情的

根子在于时间的先后次序,即大爆炸模型认为先有微波背景后有星系,而观测则表明先有星系后有微波背景辐射。但这几位作者并未说明他们作出这一结论的文献依据。微波背景辐射形成的时代不是一个直接的可观测量,所以时序问题的答案并不很直截了当。倘若微波背景确实形成在后,则必有某种形式的粒子广泛散布于河外,它们强烈地吸收微波,同时对可见光和长射电波又几乎(半)透明。问题在于:(1)这样的粒子在理论上是否存在?(2)其存在有无实验证据?(3)其存在有无天文学依据?

文献[20]对这三个问题都给予肯定的回答。在理论上,由 Mie 理论^[21]知细金属针的吸收率在 1 mm 波长处要比在 5000 Å 处大 100 倍,在低温时更可大到 1000 倍。故河外空间可以对微波不透明而对可见光却很(半)透明。另一方面,金属须在充分长的波长上(如长 1 mm 的金属须在约 10 cm 的波长上)也会丧失高吸收率。

在实验上,缓慢冷却的金属蒸气会凝聚成典型半径 $\sim 10^{-6}$ cm、长约 1 mm 的须^[22]。当包含几千个原子的金属液滴突然结晶时,所生成的晶体具有位错。其中的螺型位错使相继的生长沿直线出现,其长度随时间按指数律增长。其他位错则多少导致球形生长的粒子,其半径正比于时间而增长。因此,那些发展出线性生长特征的成核过程很快就占了主导地位。

在天文学上,文献[20]指出了两方面的证据,它们均与超新星有关。首先,蟹状星云脉冲星的辐射在 $\sim 30 \mu\text{m}$ 至 $\sim 10 \text{cm}$ 的范围内剧减^[23]。其较自然的解释乃是:超新星合成金属,故可预期其抛射物中有金属须凝聚起来;围绕在该脉冲星周围(而非蟹状星云外部区域)的那些须正在吸收上述的短缺辐射——那正好是铁须吸收率很高的范围。

其次,星系的射电光度与远红外($\sim 100 \mu\text{m}$)光度存在着引人注目的相关性,这在内禀发射约达 4 个量级的范围内均成立^[24]。射电发射来自脉冲星发出的高能电子的同步加速过程;生成这些脉冲星的超新星则产生大量的铁须。超新星爆发频度越高,脉冲星数目和铁须的数量均越多,因而确立了上述相关性。

铁须在远红外区的高吸收率,使处在某一局域红外辐射场中的须经受着很强的外向辐射压。由这种场的能量密度推算出铁须往河外空间发射的速度可高达 $10^4 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$,这可将它们在 H^{-1} 的时间内从母星系带到 $\sim 100 \text{Mpc}$ 的距离,故河外空间铁须的分布可远较产生它们的星系的分布更为均匀。

一旦一个辐射场已热化,则热化剂本身的分布便不再重要。要求匀滑的是辐射的能量密度而非热化剂。若一微波量子的平均自由程为 λ ,则经过 H^{-1} 的时间辐射将有扩散距离 $(\lambda c H^{-1})^{1/2}$ 。对于 $\lambda = 10^{-2} c H^{-1}$,扩散距离 $\sim 0.1 c H^{-1}$ 。故在 H^{-1} 的时间内辐射场的涨落将大为平滑。对微波而言,即使宇宙的光深达 100 亦然。

因此,存在着热化剂以及辐射场两方面的匀滑趋势,且后者更为强烈。稳恒态宇宙论可以预期这双重趋势,以造成观测表明的微波背景辐射的高度均匀性。

金属须产生之际并未被喷溅效应迅速摧毁。其解释是:须在远红外波段的高发射率使之有保冷倾向。它们的温度比微波背景高不了太多。因此外来分子易在须的表面凝结,遭喷溅而蒸发的主要是外来分子。在 2.7 K 时,所有的固态物质(除 H_2 外)均会凝结。

对于微波背景辐射,文献[20]的结论是,由辐射谱的普朗克特征和背景的匀滑性可以推论:“就微波而言,我们正生活在一种雾里,而且这种雾相对说来是局域的。一个人在山顶上睡着

了，并在雾中醒来，他是不会去想他正在观看宇宙的起源的。他会想到自己是在一团雾中。”

五、非宇宙学红移问题

1. 历史背景

类星体发现后不久，关于其红移起源就有了不同猜测。Terrell^[25]曾设想它们由银河系中心抛射出来，且已越过我们继续远去。嗣后的争论主要有两方面。一是类星体哈勃图有很大的弥散，即使由其各子类作出的哈勃图也不能自然地得到应有的斜率 5。故有人认为类星体红移未必源自宇宙学效应。另一方面是类星体的短光变时标表明它们尺度甚小，从而导致了“光度困难”。Hoyle 等人^[26]指出若它们的距离比其红移所标志的要近，则它们的光度便不那么大，从而光度困难也就不复存在。Hoyle 和 Burbidge^[27]还提供了一种可能性，使所有类星体都比由它们的红移表征的距离近得多。后来人们发现了致密射电子源的视超光速分离，并将此解释为在特定几何位形下的某种视效应^[28]。文献[20]则认为，若类星体甚近，则该问题自然解决。

由于缺乏类星体距离的直接证据，人们便转而研究类星体与星系是否物理成协。初期有 Arp^[29]对特殊星系与射电源成协的研究，Burbidge 等人^[30]对 3CR 类星体与 Shapley-Ames 表中亮星系的比邻性的研究。此外，沿类似的思路开展的一系列统计研究使这些作者得出结论：亮星系附近的类星体要比纯凭机遇投影在邻近视线方向上的更多，故那些高红移类星体与较低红移的星系在物理上成协。持相反意见的人则认为他们的统计方法未必恰当。

1979 年，Burbidge^[31]分析了在亮星系附近发现的所有类星体，得出在间距 3' 以内成协是高度显著的。该文的结论是：某些类星体的红移看来完全是宇宙学红移，另一些则基本上是非宇宙学的。这意味着两种可能：一种是存在两种显著不同类型的类星体，它们的红移有很不相同的物理机制；另一种是红移起因仍系多普勒效应，它涉及两个方面，即宇宙学的多普勒红移，以及因类星体从星系高速抛出所造成的红移。该文可视为迄 70 年代末非宇宙学红移论的代表作。

2. 类星体—星系成协研究

虽然许多研究结果对类星体红移的宇宙学起源有利(例如参见文献[32])，Arp 等人仍沿他们固有的思路继续前进。最主要的结果有：在距 NGC1073 中心 2' 以内发现了 3 个类星体^[33]，距 NGC3842 2' 以内发现 3 个类星体^[34]等。Arp^[35]中包括迄 1987 年止的最主要的证据。

Burbidge 等人^[36]于 1990 年发表了大多位于 10' 以内的近 500 个类星体—星系对。对此统计分析导致的结论是：大红移类星体在物理上与较低红移的星系成协，且对亮、暗星系皆然。

文献[20]指出其他小组^[37,38,39]已产生远高于随机位形预期水平的更多的类星体—星系成协样本。经常在一个类星体被证认时，便发现有一个或数个星系就在附近。迄 80 年代末，列有红移值的类星体约有 4500 个^[40,41]，亮于 15 等的星系面密度约为每平方度 0.25 个。故在随机分布下，距一个类星体 2' 内发现这样一个星系的概率是 $\sim 4 \times 10^{-4}$ ，在所有列表的类星体中则应预期仅约有 2 对具有 2' 的间隔。这比实际发现的数目至少低一个量级。故文献[20]认为：高红移类星体与红移小得多的星系物理成协的证据已占压倒优势。

允许如此众多的近距对内的成员星系与类星体处于不同宇宙学距离上, 唯一的可能解释是它们由微引力透镜所致^[42,37]。但文献[43,44,45]说明这种解释行不通。究其根本, 理由是观测到的类星体光度函数表明没有足够多的暗类星体供微透镜放大, 并且在星系晕中也没有足够多的微透镜质点。对此, 文献[20]较为详尽地复述了 Hoyle 的论证, 此处从略。

有一个重要的事例, 即星系 2237+305 ($Z=0.0394$) 中心附近那个类星体像 ($Z=1.695$) 的模糊结构^[46,47,48]。人们相信这是引力透镜造成的。但是文献[20]指出, 这种机遇是 $\sim 2 \times 10^{-6}$, 显著小于该类星体凑巧投影在成协星系处的机遇 $\sim 5 \times 10^{-5}$, 故透镜假说是非常不可能的。该文提出的解释则是: 上述模糊结构来自某个强引力阱中心区的发射。与径向成某些角度发射的光被弯曲 $\pi/2$ 或更多, 于是外部观测者看到该类星体的光呈现为一个包围着整个阱的晕; 它具有模糊结构只是由于阱内的那些源是不规则地分布的。

3. 结 论

类星体与正常星系物理成协意味着它们常形成于和出现于星系较密集的区域。这还可以解释类星体光谱中众多的吸收线。对后者的传统解释是存在许多由类星体抛出的、以及/或者沿着视线方向分布的吸收体。这些吸收体的截面很大^[49], 且已被归因于高红移吸收物质要比我们近处的更多^[50]。文献[20]则认为这些吸收线是由红移大不相同、但都在类星体附近的大量物质造成的。在 3CR 强射电星系附近的正常星系比凭机遇预期的更多^[51], 表明上述情况可进而用于此类天体。

还有一个事例亦应提及, 即 Mrk205 ($Z=0.07$) 和离它约 $40''$ 的 NGC4319 ($Z=0.0057$) 之间的“光学桥”^[52]。对该特征的真实性一直有争论。文献[20]认为 Sulentic 和 Arp^[53,54] 给出了决定性的结果: 该“桥”是真实的。

综前所述, Arp 等人的结论是: 在非常靠近类星体和其他“活动星系核”的地方所发现的星系要比纯凭机遇预期的更多。该结论既适用于类星体与亮星系成协, 也适用于与暗星系成协; 它既在 $Z_0 \simeq Z_0$ 的情况下成立^[55,56], 也在 $Z_0 \gg Z_0$ 时成立。

更进一步, 设大红移非热源不位于宇宙学距离上, 则离散天体方面的演化便失去了证据。这当然就对稳恒态有利而不利于大爆炸了。文献[20]认为, 正如 Ambartzumian^[57] 在 30 年前预言的那样, 我们正在目睹星系核抛出新物质的“创生事件”。

六、年轻星系、宇宙年龄、离散天体的演化

1. 年轻星系

按稳恒态理论, 在所有红移处都应有一些就演化而言真正年轻的星系。文献[20]认为星暴星系即属此列, 它们由近期形成的恒星占主导地位。IRAS 也揭示出不少就演化而言很年轻的星系^[58], 它们似乎仅含有原子气体、分子气体、以及大质量的年轻恒星。它们是近邻天体, 其数目与稳恒态模型之预期相符。文献[20]认为在大爆炸框架中它们难于理解, 只能被设想为在坍缩中延迟甚久的原星系。但广泛的搜索并未观测到坍缩中的原星系气体云, 故年轻星系的存在向大爆炸理论提出了又一项异议。

2. 宇宙年龄

文献[20]认为, 取决于 Hubble 常数值和其他一些因素, 对大爆炸理论而言年龄矛盾有可能再度发生: 若取 $H = 50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 则典型年龄 $2/3H = 13 \times 10^9 \text{ yr}$; 若 $H = 80 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 则 $2/3H = 8 \times 10^9 \text{ yr}$; 而按 Sandage 等人^[59]的结果, 最年老的恒星年龄值目前约为 $13-17 \times 10^9 \text{ yr}$; 元素的年龄 $\sim 12-16 \times 10^9 \text{ yr}$ ^[60]。文献[20]指出在传统框架内解决年龄问题在于放弃暴涨模型, 或在于调节某个宇宙常数, 而这样做就会使该模型失去其最重要的优点。

3. 离散天体的演化

若类星体和强射电星系之类的离散源不处在宇宙学距离上, 则驳斥稳恒态理论的演化证据便不复存在。更有甚者, Das Gupta 等人^[61]不久前对 3CR 射电星系的 $\log N - \log S$ 关系详加研究后认为: 即使假定它们的红移是宇宙学的, 该样本的 $\log N - \log S$ 关系亦与稳恒态模型相容。

此外, 迄今已知最高红移的类星体 ($Z = 4.73$)^[62]在分光上与低红移类星体并无根本不同。这有利于认为宇宙性质在长时间内并无显著演化。

于是, Arp 等人认定: “大约 20 年前在关于稳恒态宇宙论的生死攸关的辩论中所使用的这些论据中的每一条, 现在依然站在我们一边, 而且总的说来, 稳恒态宇宙论更为有利”。

七、关于替代理论

Arp 等人^[20]提出了一些想法, 以供建立某种取代大爆炸的模型。

首先, 他们指出关于非宇宙学红移, 人们将过多的证据视为巧合而忽略了。例如, Arp 等人^[63]报道了 3C273 处于室女星系集团 ($v = 1,170 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) 中。此例纯系巧合的概率 $\sim 10^{-3}$ 。文献[20]对无视这类情况予以猛烈的抨击, 说“当他们考虑 3C273 时, 却不去想想三个类星体位于离 NGC3842 2' 以内的百万分之一的机遇, 或发现一个像 2237 + 0305 这样的系统的十万分之一的机遇, 或者我们可以提及的许多其他事件。当然, 当他们考虑其他任何一个事例时, 又忽略了 3C273, 如此等等”。

其次是宇宙学本身。文献[20]指出大爆炸是广义相对论的一项推论, 而后者不是标度不变的。若认为整个物理学均应标度不变, 就应遵循某种具有标度不变性的引力理论, 而这是可以构造的^[64]。Einstein 理论是这种理论的特例, 而且后者还允许存在另外两种情况, 它们在数学上可写成类似于 Einstein 的形式, 但在场方程中出现额外的项。第一种情况等价于在方程中引入“宇宙常数”, Einstein 本人和暴涨宇宙学中都用到了这种情况。

第二种可能性较广泛, 它允许物质的创生; 即允许粒子的“弹道”是线段, 而不是在过去未来两方面都伸向无限的轨线。文献[20]认为, 大爆炸理论之失败正在于该模型试图将线段轨线纳入一种并不承认它们的理论之中。换言之, “宇宙的起源”并非真正的起源, 而是这种“理论本身的崩溃”。

上述这种更广泛的理论的数学解的全部范围尚未探索过。在某种第一近似中, 有两种形式的解, 一是老的稳恒态解, 它具有可与 Einstein-de Sitter 模型 ($q_0 = +0.5$) 相类比的高

闭合密度；另一种解则具有显著较低的密度，它可与通常观测到的重子物质平均密度相比拟。在第二近似中它必然是不均匀的，这与至少达 100Mpc 以上的星系大尺度不均匀分布非常符合。正统的宇宙学将偏微分方程近似地简化为常微分方程，并假设在简化中不丧失任何东西。此处第二种可能性的数学特征则向该假设提出了挑战。

在标度不变的引力理论中，有可能选取某种特定的共形框架，其中粒子的质量处处相同，有如通常之所为。此时不均匀性表现为引力势阱，产生局域的红移。或者，也可选择某种共形框架以消除这些势阱，至少是消除黎曼标量曲率。这时红移又以粒子质量变化的形式再度出现。若将这类红移称作“反常”，则上述第二种可能性所要求的反常量为普遍 Hubble 红移的 $1/3$ 。这是较大不均匀尺度（例如 100Mpc）上的平均值。在量级小得多的尺度上，理论要求的反常红移可显著大于 Hubble 流的 $1/3$ 。文献[20]认为前文有关反常红移的事实可用这种方式来解释。

人们通常认为 D, ^3He , ^4He , 和 ^7Li 的原始丰度为大爆炸理论提供了强有力的证据^[65]。文献[20]则提出，为此需特设某个重子-光子比，因而其价值不大。该文作者认为，“从对质量大到可与太阳质量相比拟的所有天体都成立的密度-温度关系，就必然会得到所要求的丰度”；稳恒态理论要求每个创生单元膨胀，从而使自己置身于 Hubble 流中去，这恰好建立了物质的密度正比于内部辐射场温度之立方的关系——与大爆炸宇宙论中的关系相同。

文献[20]进而提出，若创生事件的尺度具有一个宽的谱，其中小尺度创生事件要比 $\sim 0.1H^{-1}$ 的较大尺度创生事件频繁得多，则宇宙学和非热发射源红移、星系尺度上的激烈事件等诸方面就有一种自然的连续性。迄今对恒星中核合成的 γ 过程之实质尚缺乏了解，而质量 $\sim 10^8 M_{\odot}$ 的创生事件却既为各种金属的数量、又为其起因于周期表上部的中子快速增殖提供了一种近乎完美的过程。

按“假设经济”的要求，多次创生会被认为逊于一次创生。Arp 等人则认为，他们的理论中许多事件都是有可能观测的，并满足物理学的可重复性判据，而“大爆炸则不能满足这些要求”，因此“不能与这里提出的替代理论相匹敌”。^[20]

八、简短的结语

文献[20]的作者们认为：宇宙学研究中存在着用“信奉”取代对更多事实之需求的倾向，“当新事实真正出现时（我们相信反常红移正属此列），因资料与已建立的信奉不符而无视新事实乃是一种严重的渎职。”“作为一项普遍的科学原理，从根本上依赖于不可观测的东西来解释可观测的事物——如同在大爆炸宇宙学中经常发生的那样，乃是最不受人欢迎的。”

文献[20]的几位作者虽系当代一流的天文学家，但在宇宙学研究中却属人数很少的少数派。他们对大爆炸的猛烈批评多少有些令人吃惊，但涉及的某些事例和理由却也值得深思。宇宙学中许多问题的解决都不是一朝一夕能见分晓的。近年来在原有理论框架下难以解释的一系列新观测事实，或许正预示着理论上的新突破。标准模型早已为人们所熟知，本文则旨在对不同见解略作介绍。至于各家诸说的是非功过，则尚盼另见专论。

参 考 文 献

- [1] Hubble, E. P., *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 15 (1929), 168.
- [2] Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology*, John Wiley and Sons, New York, (1972).
- [3] Alpher, R. A. and Herman, R. C., *Nature*, 162 (1948), 774.
- [4] Penzias, A. A. and Wilson, R. W., *Ap. J.*, 142 (1965), 419.
- [5] Readhead, A. et al., *Ap. J.*, 346 (1989), 566.
- [6] Hogar, C. J., *Nature*, 344 (1990), 107.
- [7] Mather, J. C. et al., *Ap. J. Lett.*, 354 (1990), L37.
- [8] Geller, M. J. and Huchra, J. P., *Science*, 246 (1989), 897.
- [9] Lynden-Bell, D. et al., *Ap. J.*, 326 (1988), 19.
- [10] Dressler, A. and Faber, S. M., *Ap. J. Lett.*, 354 (1990), L45.
- [11] Broadhurst, T. J. et al., *Nature*, 343 (1990), 726.
- [12] Zhou, Y.-Y., Fang, D.-P., Deng, Z.-G. and He, X.-T., *Ap. J.*, 311 (1986), 578.
- [13] Liu, Y.-Z., *Astron. Astrophys.*, 113 (1982), 192.
- [14] 邓祖淦, 周又元, 戴和俊, 中国科学A辑, (1985), 546.
- [15] Fang, L. Z. and Mo, H. J., in *IAU Symp. No. 124*, p. 461, (1987).
- [16] Bondi, H. and Gold, T., *M. N. R. A. S.*, 108 (1948), 252.
- [17] Hoyle, F., *M. N. R. A. S.*, 108 (1948), 372.
- [18] Hoyle, F., *M. N. R. A. S.*, 109 (1949), 365.
- [19] Ryle, M., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 6 (1968), 249.
- [20] Arp, H. C. et al., *Nature*, 346 (1990), 807.
- [21] Hoyle, F. and Wickramasinghe, N. C., *Astrophys. Space. Sci.*, 147 (1988), 245.
- [22] Dittman, W. and Neumann, K., in *Growth and Perfection in Crystals*, ed. by R. H. Doremus, B. W. Roberts and D. Turnbull, J. Wiley, New York, (1958).
- [23] Seward, F. D., Harnden jr., F. R. and Elsner, R. F., in *The Crab Nebula and Related Supernova Remnants*, ed. by M. C. Kafatos and R. C. B. Henry, p. 165, Cambridge University Press, (1985).
- [24] Helou, G., Soifer, B. T. and Rowan-Robinson, M., *Ap. J. Lett.*, 298 (1985), L7.
- [25] Terrell, J., *Science*, 145 (1964), 918.
- [26] Hoyle, F., Burbidge, G. and Sargent, W. L. W., *Nature*, 209 (1966), 751.
- [27] Hoyle, F. and Burbidge, G., *Ap. J.*, 144 (1966), 534.
- [28] Zensus, J. A. and Pearson, T. J., (eds.), *Superluminal Radio Sources*, Cambridge University Press, (1987).
- [29] Arp, H. C., *Ap. J.*, 148 (1967), 321.
- [30] Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Solomon, P. M. and Strittmatter, P. A., *Ap. J.*, 170 (1971), 233.
- [31] Burbidge, G., *Nature*, 282 (1979), 451.
- [32] 陈建生, 卞毓麟, 自然杂志, 6 (1983), 597.
- [33] Arp, H. C. and Sulentic, J. W., *Ap. J.*, 229 (1979), 496.
- [34] Arp, H. C. and Gavazzi, G., *Astron. Astrophys.*, 139 (1984), 240.
- [35] Arp, H., *Quasars, Redshifts and Controversies*, Interstellar Media, Berkeley, (1987).
- [36] Burbidge, G., Hewitt, A., Narlikar, J. V. and Das Gupta, P., *Ap. J. Suppl.*, 74 (1990), 675.
- [37] Stocke, J. T. et al., *Ap. J. Lett.*, 315 (1987), L11.
- [38] Webster, R. L., Hewitt, P. C., Harding, M. E. and Wegner, G. A., *Nature*, 336 (1988), 358.
- [39] Fugmann, W., *Astron. Astrophys.*, 204 (1988), 73.
- [40] Hewitt, A. and Burbidge, G., *Ap. J. Suppl.*, 63 (1987), 1.
- [41] Hewitt, A. and Burbidge, G., *Ap. J. Suppl.*, 69 (1989), 1.
- [42] Canizares, C. R., *Nature*, 291 (1981), 620.
- [43] Arp, H. C., *Astron. Astrophys.*, 229 (1990), 93.
- [44] Linder, E. V. and Schneider, P., *Astron. Astrophys.*, 204 (1988), L8.
- [45] Hogar, C. J., Narayan, R. and White, S. D. M., *Nature*, 339 (1989), 106.
- [46] Huchra, J. et al., *A. J.*, 90 (1985), 691.
- [47] Yee, H. K. C., *A. J.*, 95 (1988), 1331.
- [48] De Robertis, M. M. and Yee, H. K. C., *Ap. J. Lett.*, 332 (1988), L49.
- [49] Roberts, D. H. et al., *Ap. J.*, 224 (1978), 344.

- [50] Sargent, W. L. W., in IAU Symp. No. 124, p. 777, (1987).
- [51] Hammer, F., reported at Workshop on Radio Galaxies, University of California, Berkeley, (1989).
- [52] Arp, H., *Ap. Lett.*, 9 (1971), 1.
- [53] Sulentic, J. W., *Ap. J. Lett.*, 256 (1983), L49.
- [54] Sulentic, J. W. and Arp, H. C., *Ap. J.*, 319 (1987), 693.
- [55] Gehren, T., Fried, J., Wehinger, P. A. and Wyckoff, S., *Ap. J.*, 278 (1984), 11.
- [56] Yee, H. K. C., *A. J.*, 94 (1987), 1461.
- [57] Ambartsumian, V. A., in *La Structure de l'Univers*, ed. by R. Stoops, Solvey Conference Reports, Bruxelles, (1958).
- [58] Burbidge, G., *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 98 (1986), 1252.
- [59] Sandage, A. R. and Cacciari, C., *Ap. J.*, 350 (1990), 645.
- [60] Cowan, J. J., Thielemann, F.-K. and Truran, J. W., *Ap. J.*, 323 (1987), 543.
- [61] Das Gupta, P., Narlikar, J. V. and Burbidge, G. R., *A. J.*, 95 (1988), 5.
- [62] Schneider, D. P., Schmidt, M. and Gunn, J. E., *A. J.*, 98 (1989), 1951.
- [63] Arp, H. C. and Burbidge, G., *Ap. J. Lett.*, 353 (1990), L1.
- [64] Hoyle, F. and Narlikar, J. V., *Action at a Distance in Physics and Cosmology*, Freeman, San Francisco, (1974).
- [65] Boesgaard, A. M. and Steigman, G., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 23 (1985), 319.

(责任编辑 刘金铭)

Recent Developments in Non-standard Cosmological Models

Bian Yulin

(Beijing Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences)

Abstract

Recently, some cosmologists who disagree with the standard model, which at present is under the challenge from the new facts revealed in the field of observational cosmology in last a few years, gave the Big Bang model a severe criticism and suggested their own model as an "alternative view".

A brief review on it is presented in this article, in which among the issues discussed are those concerning the cosmic microwave background radiation, noncosmological redshift, evolution of discrete celestial objects, and some points about the alternative hypothesis itself.

II 型超新星的坍缩与爆炸

王 贻 仁

(中国科学院应用数学研究所 中国科学院理论物理研究所)

提 要

本文对 II 型超新星(SN II)标准模型(包括坍缩与反弹, 瞬发爆炸与延缓爆炸机制)做了详细的论述。简要介绍了 SN II 理论研究方面所取得的进展和所面临的问题。

一、前 言

自 Baade 和 Zwicky^[1]以来, 人们认识到大质量恒星演化到了晚期, 星核区将发生坍缩, 所释放的巨大引力势能转化为物质内能和动能, 只要这能量的一小部分转移给红巨星的结合松弛的星幔和外壳, 就可解释超新星爆发的能量和光度。而 SN II 是大质量恒星($M \geq 8M_{\odot}$)向其演化的最后阶段——中子星的过渡。

半个多世纪以来, 科学家们做了广泛的努力, 试图将高度演化的大质量恒星星核区引力坍缩与超新星爆发耦合起来, 探索引力坍缩能量是怎样转化为超新星外壳物质爆发能量和光度的。

Fowler 和 Hoyle^[2]提出了超新星热核爆炸机制。现在看来, 这个概念已不适用于 SN II (至少在旋转和磁场被忽略的情况下是如此)。

Colgate 和 Johnson^[3]提出了反弹机制(由星核区引力坍缩反弹形成冲击波转移能量给恒星星幔和外壳而引起爆发)。

Colgate 和 White^[4](1966)第一次提出一个“中微子输运模型”。计算结果表明, 大质量恒星星核区引力坍缩产生的大部分能量转变成中微子, 而中微子与星幔物质相互作用十分微弱。当时在这个计算中所用的超新星前身星结构(多方指数模型)。中微子输运方法和物态方程都是粗糙的。随后 Arnett^[5], Wilson^[6]进一步工作表明, 实际的能量转移不足以导致大质量恒星的爆发。Wilson 计算了铁星核质量为 $1.25M_{\odot}$ 的模型, 得到一个能量相当低($\sim 3 \times 10^{50}$ erg)的爆炸, 而中微子不起作用, 实际上是一个纯粹的流体动力超新星。

70 年代中, 随着弱中性流的发现, 认识到重核相参散射对于确定中微子平均自由程是很重要的。中微子重核相参散射截面与重核质量数平方成正比($\sigma_{\nu A} \sim A^2$)^[7], 当坍缩物质密度达 $\sim 10^{11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 后, 重核相参散射使中微子平均自由程远小于星核区线度, 中微子在两次碰撞间虽以光速行走, 也不能在坍缩期间扩散逸出星核区(因中微子扩散时间尺度远大于坍缩动力学时间尺度)。于是中微子将俘陷于星核区内, 轻子(电子和中微子)总数将保持不变。

因此,从星核区发射大量中微子将转移它们的外向动量给星幔和外壳而引起爆发的设想,由于中微子的俘获也变成不可信了。人们又返回去将注意力集中于反弹机制,认为反弹机制或许能成为这难以捉摸的耦合(坍缩与爆发间的联系)更有希望的机制。

自 70 年代末期以来,天体物理学家提出了实际的恒星演化模型(SN II 前身星)^[8]。核物理学家做出了巨大努力,提出了较好的弱相互作用率^[9-12]、物态方程^[9,13-19]和中微子截面^[20],将这些研究结果输入到流体动力学计算程序中。研究实际恒星模型的连续演化,逐步形成了一个 II 型超新星标准模型,其基本内容概述于下。

大质量恒星演化到了晚期,由铁峰值元素(恒星质量 $M \geq 11M_{\odot}$)或由 O—Ne—Mg ($8M_{\odot} \leq M \leq 11M_{\odot}$)构成的星核区(有效 Chandrasekhar 质量 $M_{\text{ch}} \sim 1.2-1.8M_{\odot}$)通过光裂解或电子俘获,或由两者的结合,促使星核区动力不稳定性发展起来,导致坍缩的启动。星核区将与恒星其他部分脱离开(由于外部物质引力束缚较松弛,而内部信号以声速传播,时间尺度较长,影响不及)。当物质压缩密度升高使电子费米能量高于其俘获阈值时,电子俘获产生大量电子型中微子并自由泄漏。当星核密度达到或超过 $\sim 10^{11} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$,物质的不透明性大到足以将中微子俘陷于星核区内,坍缩直至核密度才被遏止。坍缩过程中星核区一直保持低熵。当物质密度超过核密度时,内星核区突然变硬发生反弹而产生一个冲击波,并推动冲击波向外星核区和星幔传播。

如果冲击波克服了传播过程中的光裂解和中微子发射引起的能量损耗而移出铁星核边界,且冲击波具有能量 $\sim 10^{51} \text{erg}$,则成为 SN II 的瞬发爆炸(prompt explosion)。如果冲击波能量不足以克服光裂解和中微子损耗,冲击波缓慢行进、暂驻甚至后退,持续时间较长,由中子星形成过程中发射的大量中微子加热使冲击波得以复活而变成为延缓爆炸(delayed explosion)。无论上述那种爆炸机制,在坍缩反弹后短时期里中央残留物体就处于准静力学平衡状态。这残留物体是炽热的,富轻子的,经过冷却和消轻子(中子化)过程而形成原始中子星。坍缩反弹瞬发期间中微子损失 $\sim 10^{51} \text{erg}$,绝大部分中微子($3-4 \times 10^{53} \text{erg}$)是在残留物体形成中子星过程中发射的。

尽管在坍缩反弹的研究方面已取得了很大的进展,有了共同的认识,但在星核区坍缩反弹后冲击波传播和爆发过程研究方面仍存在着不少问题。SN II 研究的基本问题是星核区坍缩释放的引力势能如何转移到恒星外部而引起爆发的。目前,这个问题(坍缩与爆发之间的耦合)仍然是捉摸不定的。在本文中,我们将对 SN II 坍缩和爆发机制问题做一些讨论。

二、星核区坍缩与反弹

1. 星核区坍缩过程

SN II 前身星星核区主要由简并电子压维持着与引力的平衡,绝热指数 γ 主要由相对论性电子性质决定, $\gamma \sim 4/3$ 。当星核区质量超过 M_{ch} 时,将出现动力不稳定性,由部分铁核光裂解或电子俘获,或两者的结合,引起星核区压强损失,使绝热指数 $\gamma < 4/3$,而导致星核坍缩的启动。

坍缩启动之后,由于电子俘获(电子的丧失)产生的中微子自由泄漏,继续使 $\gamma < 4/3$,

电子压强 $P_e \sim (Y_e \rho)^{4/3}$, 其中 ρ 和 Y_e 分别代表物质密度和电子分数(平均每强子的电子数), 则

$$\gamma = \left(-\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_s = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{d \ln Y_e}{d \ln \rho} \right)$$

随着密度 ρ 的增大, Y_e 逐渐减少, 所以 $\frac{dY_e}{d\rho} < 0$, 因而在坍缩过程中, 由于电子俘获维持 $\gamma < 4/3$ 。中微子俘陷之后, 中微子对压强也有贡献。但中微子已较电子软化, 不像电子那样有效。

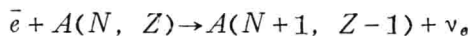
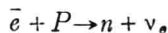
中微子俘陷后, 密度高达 $\rho \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, 电子压仍然是主要成份。自由核子和 α 粒子的丰度很低, 自由核子返回大核形成更大的核。重核激发态储存大量激发熵(热能), 而核激发能对压强并无贡献(因配分函数只是温度的函数而与密度无关)。核内核子—核子相互作用给出负压贡献, 所以坍缩直至核密度, 一直维持绝热指数 $\gamma < 4/3$ 。

当物质密度超过核密度后($\rho > \rho_0 = 2.7 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), 核物质突然变硬、坍缩受到阻滞而发生反弹, 绝热指数 γ 超过 $4/3$, 最大可达 $\gamma \sim 2.5$, 核子压变成为主要成分, 而电子压降为次要成分。中心密度最大可达 $\rho \sim 3\rho_0 \cong 8 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 温度可达 $10 - 15 \text{ MeV}$ (ρ_0 为核密度)。以上所述就是星核区引力坍缩的基本图像。

2. 坍缩物质的熵

反映超新星前身星和星核区演化最灵敏的因素是每强子平均熵的变化。大质量主序星诞生时, 每强子平均熵 S 几乎是常数, 如 $15M_\odot$ 恒星 $S = 23$, $25M_\odot$ 恒星 $S = 27$ (S 以玻尔兹曼常数为单位)。当恒星演化到 ^{12}C 星核点大时, 辐射输运已使中心区核子熵减少到 $S = 3$ 。此后核子熵的减少由中微子损失确定。当星核区演化到铁核区开始坍缩启动时, 星核中心核子平均熵 $S \sim 1$, 而红巨星外壳某些地方核子熵高达 $S \sim 40$ (通过辐射输运从星核区转移而来)。

铁核区坍缩过程是紧跟着硅燃烧后进行的, 核子几乎完全束缚于核内 ($A \sim 56$), 核子必定是彼此联系在一起而运动, 是高度有序的, 平均每个核子贡献的熵是很小的。在坍缩期间物质共同的流体动力降落也是有序的。所以坍缩期间仅仅通过质子(包括重核内质子和自由质子)的中子化过程



使系统的熵发生变化。电子俘获使核跃迁到激发态, 然后通过 γ 辐射衰变至低态, 使物质熵增加。在未达 β 平衡前 $\Delta\epsilon = \mu_e - (\mu_n - \mu_p) - \mu_\nu > 0$, μ_e , μ_n , μ_p 和 μ_ν 分别为电子、中子、质子和中微子化学势。多余能量 $\Delta\epsilon$ 可用于加热物质使熵增加。此外, 中微子泄漏时将带走一部分熵。在坍缩过程中熵不会有大的增加, 因为只有一小部分电子被俘获。直到中微子俘陷, 物质熵变化很小 ($S \sim 1 - 1.5$)。 β 平衡后 ($\Delta\epsilon = 0$), 坍缩几乎是等熵的。

低熵是坍缩过程一个显著特点, 低熵意味着核子必定留在核内。因为溢出核子的熵很高, 如在 $\rho \sim 10^{12} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, 溢出中子平均熵 $S \sim 8$, 因而不可能有高于百分之几的核子处于蒸发相(核子气), 否则系统的熵必将大大增加。

总之, 由于系统低熵, 原子核必定保持直至它们开始相互接触、溶合而成为均匀核物质状态。低熵也意味着整个坍缩期间温度保持相对较低, 直至核接触, 中心温度约为 6 MeV ,

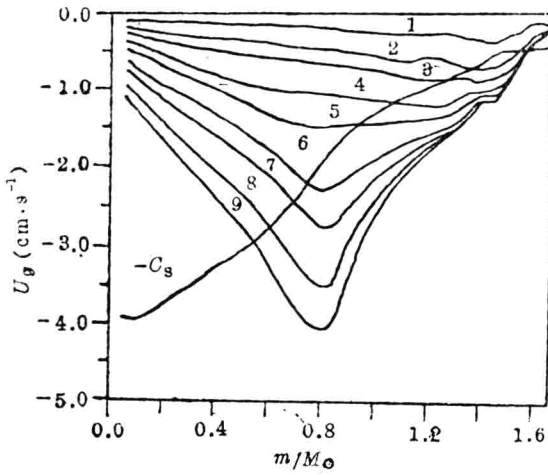


图 1 不同时刻速度 $U_g (U/10^9)$ 分布, 图上 1、2、3...9 表坍缩过程不同时刻速度 $U_g \sim m/M_0$ 曲线。Cs 表曲线 9 相应时刻之声速线^[21]

播可以相互传递形成为好像一个整体单位坍缩, 内部信息不能传出声速点边界。外星核区(声速点—星核区边界), 物质以超声速坍缩, 坍缩速度约为自由落体速度的一半, 最大速度可达 $7 \times 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

当内星核中心超核密度后, 将发生反弹, 向外传播众多的压力信号会聚在“声速点”, 而发展成为强间断(冲击波)。冲击波并不产生在星核区中心, 而是在离中心 $0.8-0.9 M_0$ 处。当马赫数大于 1 时, 冲击波开始向外移动, 将坍落速度方向倒转过来。

内星核区大小(M_s)主要由反弹前轻子压亏损确定。轻子压亏损愈大则 M_s 愈小。Fuller 等^[11]发现重核内中子数 $N \geq 40$, 重核中子壳层能级已填满, 将不再发生重核电子俘获, 这被称为 FFN 效应。FFN 效应一般发生在中微子俘陷之前, 密度 $\rho \sim 4 \times 10^{10} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。FFN 效应阻止轻子压力亏损可使 M_s 增大 $\sim 30\%$ 。

三、瞬发爆炸和延缓爆炸

1. 反弹激波能量及其损耗

引力结合能 $E_B = \int_0^{M_s} (E_K + E_I + V_G) dm$, 其中 E_K 、 E_I 和 V_G 分别表单位物质动能、内能和引力势能, M_s 为星核区中心密度达最大时声速点质量坐标。确定 M_s 后, 观察 M_s 内结合能之变化。 M_s 内引力结合能峰值与过程结束(反弹后 20—50ms)恢复稳定运动时引力结合能之差, 为从内星核区转移给冲击波的最大可能利用能量, 约为 $4-7 \times 10^{51} \text{ erg}$ 。

冲击波在 M_s 外缘形成之后, 它的传播过程就由冲击波的能量损耗来决定了。主要损耗来自重核的光裂解和中微子发射。

冲击波未传出中微子球时, 冲击波内存在着坍缩过程中电子俘获产生的俘陷中微子, 它们处于 β 平衡。冲击波区还有高温过程($T \geq 10 \text{ MeV}$)产生的正负电子对的湮灭转变成的中微子对 e^-e^+ 通过弱中性流耦合产生所有各种类型中微子对 $\nu, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ 和 $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ 。当冲击波传出

这也是核子很少从核内蒸发的原因。系统保持低熵, 重核坚持到它们相互接触和熔合, 这就导致一个直接后果, 中微子将被更牢固地锁在星核区内。中微子俘陷之后, 坍缩过程是绝热的, 基本上是等熵的。在不受冲击的内星核区, 熵一直是一个关键的热力学量, 而温度成为由熵派生的量。

3. 坍缩动力学

现代数值计算都表明, 坍缩过程中星核区自然划分成为两个区域, 内星核区和外星核区, 如图 1 所示^[21], 内星核区($\sim 0.6-0.8 M_0$)以亚声速坍缩且为自模相似运动, 其外边界为声速点(坍缩速度值与局部声速值相等处)。内星核区中扰动信息以声速传

中微子球进入密度 $\rho \leq 10^{11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 区时, 俘陷中微子能扩散到冲击波头之前, 此时中微子损耗最大, 在 $\sim 1 \text{ ms}$ 内, 中微子能量损耗达 $\sim 10^{51} \text{ erg}$ 。

冲击波区温度很高, 能使重核完全裂解成为自由核子。裂解 $0.1M_{\odot}$ 的 Fe 核需耗能 $\sim 1.5 \times 10^{51} \text{ erg}$, 冲击波不能长期忍受这样惊人的损失。除非它尽快通过致密区进入低密度和高热容量物质区, 否则冲击波将衰亡。低密度和高热容量使冲击波后温度低到不致于引起重核光裂解和减少热中微子对产生率。另外, 低密度使动力压 (ρv^2) 也减少了, 冲击波倒转降落物质动量方向, 动力压降低有利于冲击波的传播。为了减少光裂解损耗, 要求星核铁区质量尽可能小, 内星核区(冲击波形成处以内)尽可能大些, 使冲击波传输至星核外边界所穿越的质量尽可能少些。所以, 为了使反弹机制成功, 要求坍缩开始前身星有一个相当小的星核区, 坍缩结束时有一个较大的不受冲击的内星核区。这样, 冲击波的传输途径缩短, 只裂解较少的重核物质。

2. 瞬发爆炸

WZW(1978)^[8]发表了质量为 $15M_{\odot}$ 和 $25M_{\odot}$ 恒星演化模型, 其相应星核铁区质量为 $1.56M_{\odot}$ 和 $1.61M_{\odot}$ 。随后许多研究小组以 WZW 模型作为超新星前身星, 进行坍缩反弹冲击波产生和传播的流体动力学计算, 冲击波传输至 $\sim 1.2-1.25M_{\odot}$ 便逐渐衰亡下去了。这里引用我们^[22]应用新的物态方程对 $15M_{\odot}$ 前身星模型所作的流体动力学计算来说明此情况。冲击波于 $0.85M_{\odot}$ 处产生, 然后向外传播, 所到之处使正处于坍落之物质运动方向倒转, 如图 2 所示, 冲击波传输至 $1.2M_{\odot}$ 后便逐渐衰减下去。从星核区中心向外选定若干质壳(如 $0.05M_{\odot}$, $0.85M_{\odot}$, $1.0M_{\odot}$, $1.2M_{\odot}$ 和 $1.5M_{\odot}$), 观察各特定质壳核子平均熵随密度(或时间)的变化, 在坍缩过程中各质壳核子熵基本不变, 内星核区核子熵 $S \sim 1$ 。冲击波产生后, 其所到之处核子熵便发生突变如图 3 所示。如果冲击波能量足够使超新星成功爆发, 则从冲击波产生处到星核区边界($1.5M_{\odot}$)沿途都有熵的突跃。否则沿途熵变化愈来愈小, 冲击波逐渐衰亡下去。

为了得到较小的铁星核区质量, WWF^[23]重新考虑了电子俘获率, 引入了先前被忽略的电子俘获分支。星核中心起始的电子分数 Y_e , 核子平均熵和铁星核区质量, 较过去计算

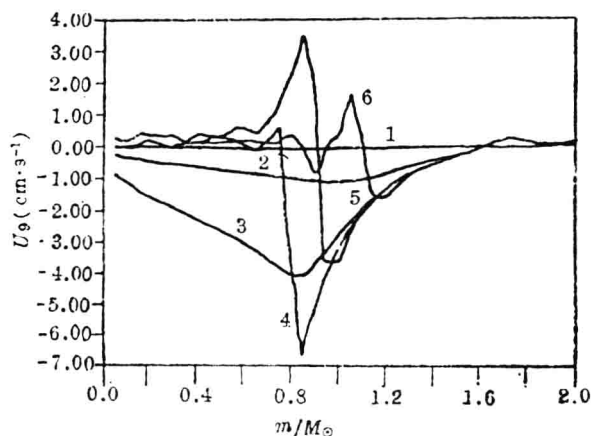


图 2 不同时刻速度 $U_{\theta}-m/M_{\odot}$ 曲线^[22]

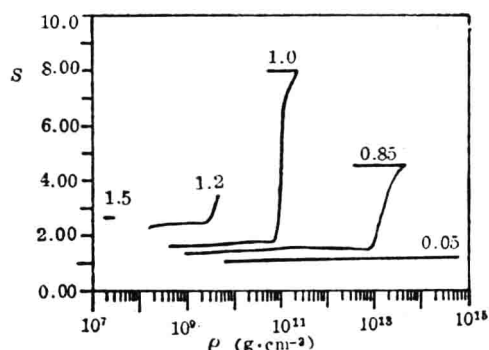


图 3 几个特定质壳核子平均熵 $S-\rho$ (密度)变化曲线^[22]