

# 超新星爆发 机制理论研究 的困境

彭秋和

(南京大学天文系)

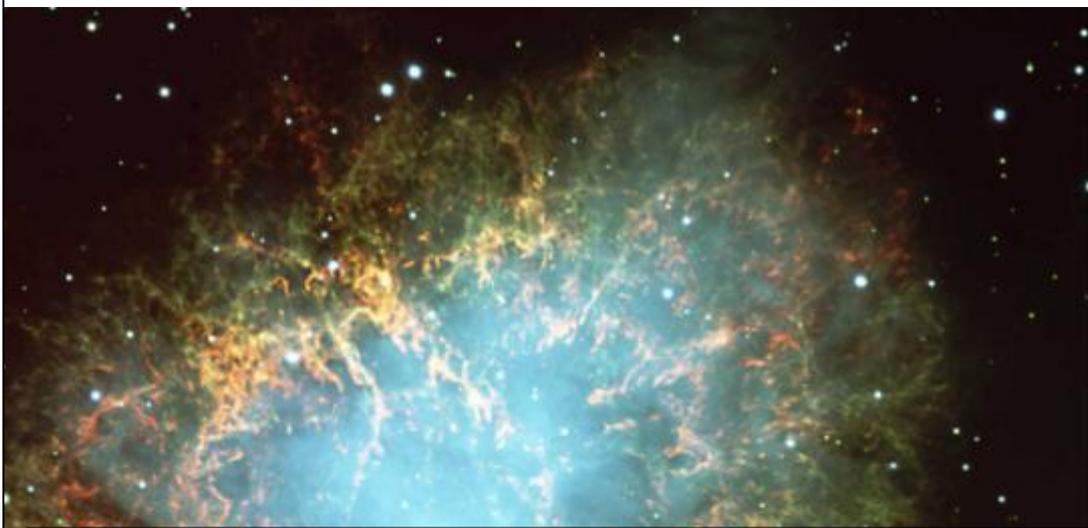


A)

# 超新星的观测

# 历史上的超新星

爆发时间 (AD)	光度极大星等	发现者	遗迹
185 ?	-8	中国天文学家	RCW 86
393	-1	中国天文学家	
837 ?	-8 ?	中国天文学家	IC 443
<b>1006</b>	<b>-10</b>	<b>中/阿天文学家</b>	<b>SN 1006</b>
<b>1054</b>	<b>-5</b>	<b>中/日天文学家</b>	<b>Crab Nebula</b>
1181	-1	中/日天文学家	3C 58
1572	-4	Tycho Brahe	Tycho
1604	-3	Kepler	Kepler
1680	5 ?	John lamsteed	Cas A
1987	+2.9	Ian Shelton	SN 1987A



1054年中国北宋天文学家发现金牛座客星（超新星）

《宋史·天文志》：

宋至和元年五月己丑（1054年7月4日），客星由天关东方可数寸，岁余稍没。

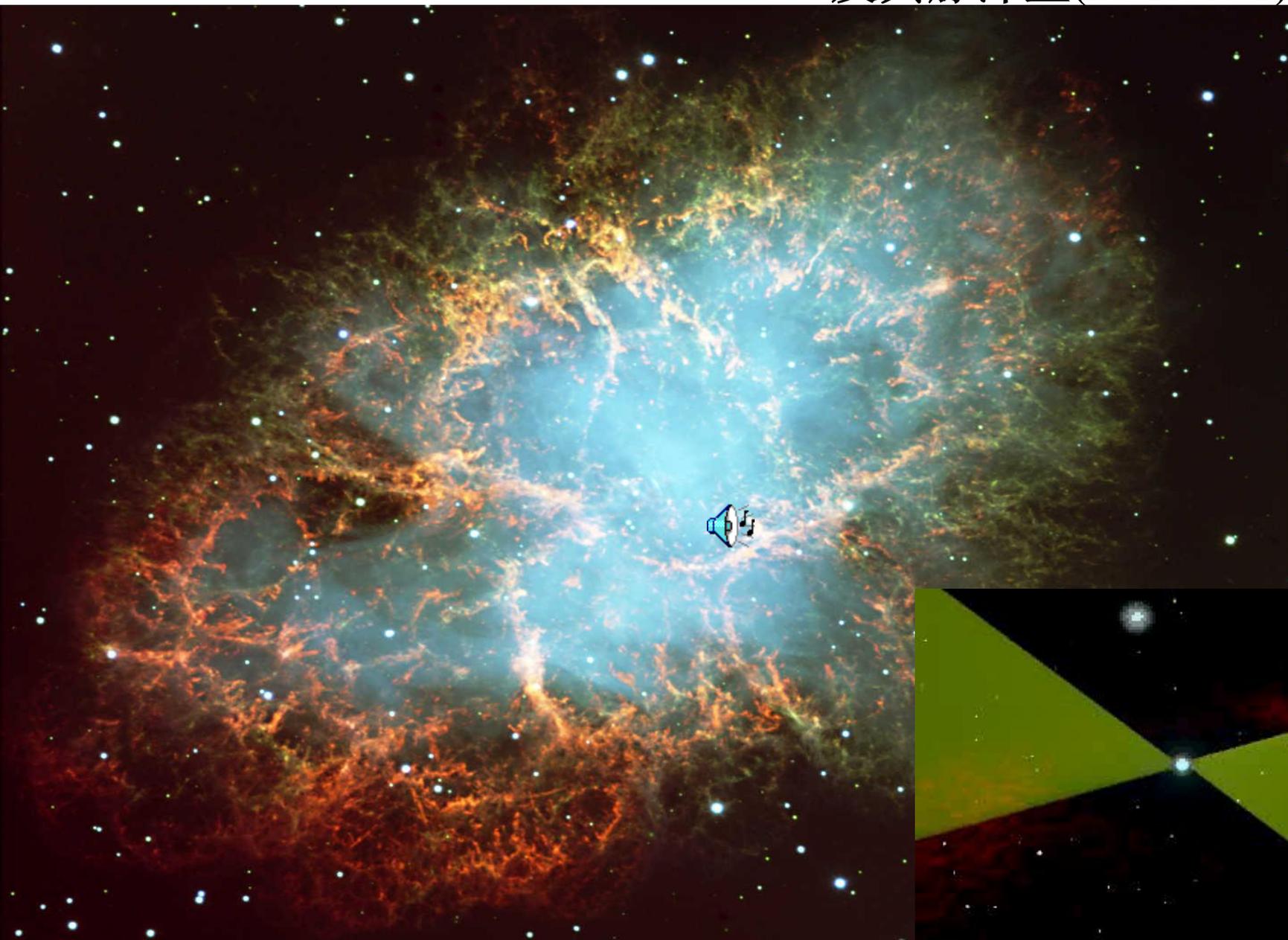
《宋会要》：

嘉祐元年（1056年）三月，司天監言：客星没，客去之兆也。初，至和元年（1054年）五月，晨出東方，守天关，书见如太白，芒角四出，色赤白，凡见二十三日。

凡十一日没三年三月乙巳出東南方大中祥符四年正月丁丑見南斗魁前天禧五年四月丙辰出軒轅前星西北大如桃速行經軒轅太星入太微垣掩右執法犯次將歷屏星西北凡七十五日入濁没明道元年六月乙巳出東北方近濁有芒彗至丁巳凡十三日没至和元年五月己丑出天關東南可數寸歲餘稍没熙寧二年六月丙辰出箕度中至七月丁卯犯箕乃散三年十一月丁未出天因元祐六年十一月辛亥出參度中犯掩側星壬子犯九游星十二月癸酉入奎至七年三月辛亥乃散紹興八年五月守婁

# 1054超新星遗迹

---蟹状星云(Crab)  
及其脉冲星(PSR0531)



# 近代超新星研究的序幕

1934年Baade & Zwicky在对河外星系的超新星进行系统地观测研究的基础上，在1/3页的短论文中提出了四个完全崭新的重要预言，它不仅正式提出中子星的概念，而且创见性地以超新星为枢纽把它同恒星死亡、中子星、高能宇宙线的起源联系起来。

恒星死亡 → 超新星爆发 → 中子星

超新星爆发 → 高能宇宙线的产生

1942年Gamow利用Urca过程机制来探讨大质量恒星晚期核心坍缩的可能性

1960年丘宏义等人首先研究大质量恒星内正负电子对湮灭发射中微子对过程并提出它可能导致超新星爆发。这实际拉开了现代高能天体物理理论研究的序幕。

1966年Colgate 从流体动力学出发，首次从解析角度探讨了超新星核心坍缩的动力学过程。正式拉开了现代超新星研究的序幕

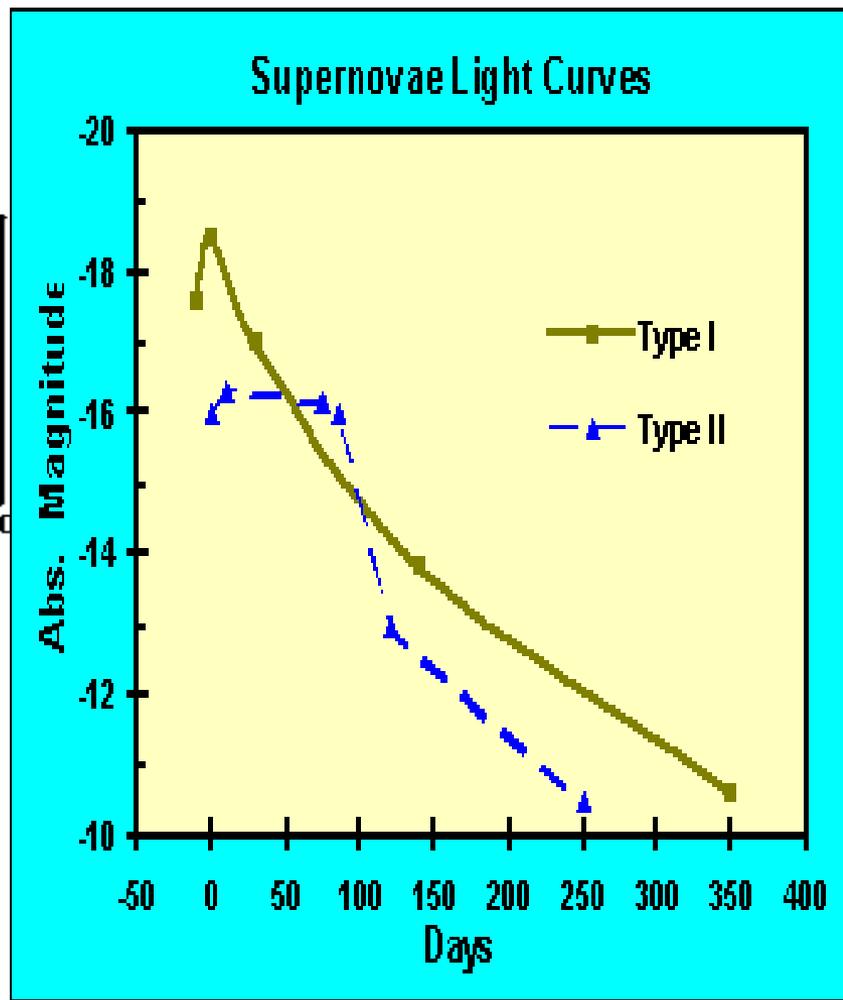
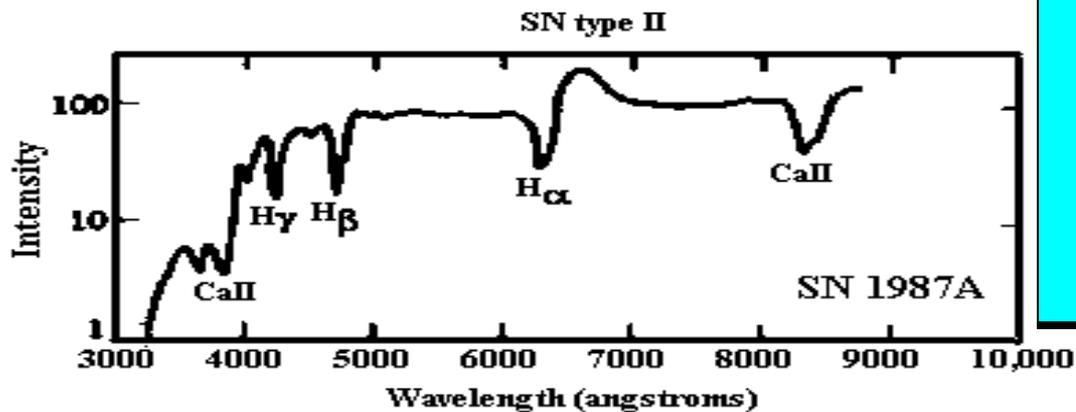
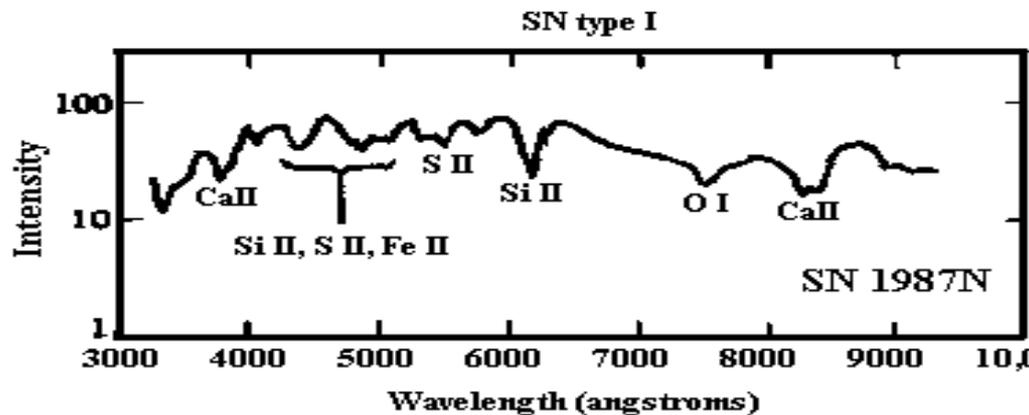
SN:

按照光谱与光变曲线形状的特征来分类

# 超新星分类(1)

I型 (Ia, Ib/Ic) — 无H线;

II型 — 有H线



# 光谱

**H / 无 H** (光极大)

**SNII**

**SNI**

光变曲线形状

**II L**

**II P**

SN1987A

SN1987K

**Si (Si II  $\lambda$  6355, 吸收线) / 无 Si**

(He线很弱)

**He ( $\lambda$  5876, 吸收线) / 无 He**

**I<sub>a</sub>**

**I<sub>b</sub>**

**I<sub>c</sub>**

晚期(6个月以后)光谱:

**H / 无 H**

**SNII**

**SNI**

**O/H**

**O / 无 O**

(H, O, Ca)

(H, Ca)

SN1987K

**I<sub>b</sub>, I<sub>c</sub>**

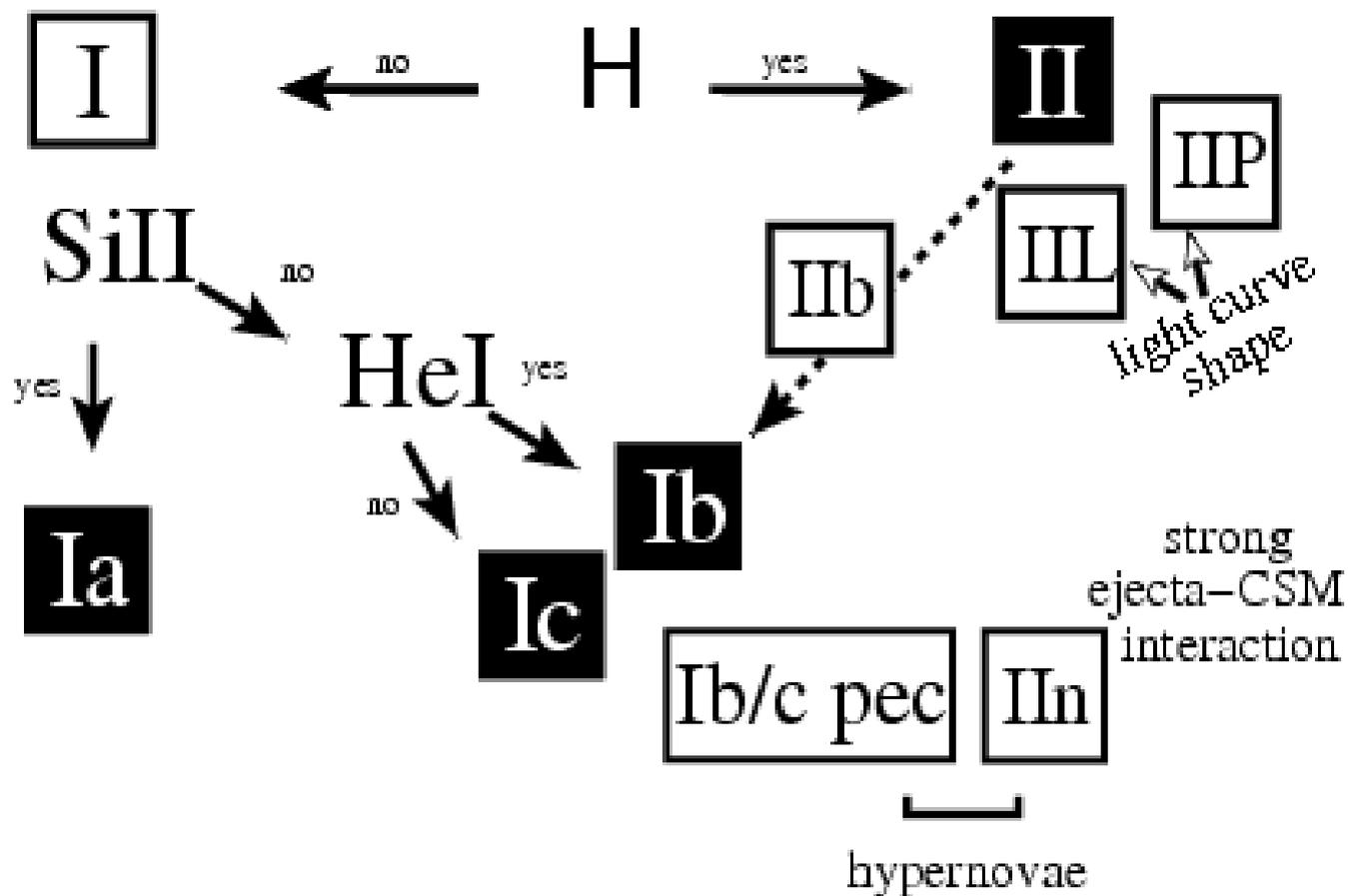
**I<sub>a</sub>**

(O, Ca)

(Fe, Co)

thermonuclear

core collapse



# 光谱观测的推论

1. SNI<sub>(a,b,c)</sub>爆发前后恒星物质基本上不含氢。

其前身星或者为白矮星、或者为 WR (Wolf – Rayet)星。

(WR星:  $M_{\text{主序}} > 30 M_{\odot}$ ,  $T_c \approx (7-9) \times 10^7 \text{ K}$ )

强大星风将氢大气包层(甚至氦包层)全部吹掉)

2. SNI<sub>a</sub> 大气中 He 含量很低。但(外层大气中)Si元素不少。

3. SNI<sub>b</sub>大气中主要成分是He

4. SNI<sub>I</sub>爆前恒星外层以 H为主, 其次为氧(O)。

5. SNI<sub>I</sub>+SNI<sub>b</sub>+SNI<sub>c</sub>产生大量的氧 ,

而SNI<sub>a</sub>几乎不产生氧

6. SNI<sub>a</sub>爆炸过程中核合成最后产生并向外抛射大量的 Fe

$$M(\text{Fe}) \sim (0.6 - 1.25) M_{\odot} / \text{SNI}_a$$

但 SNI<sub>I</sub>、 SNI<sub>b</sub>、 SNI<sub>c</sub> 抛向太空的Fe很少

$$M(\text{Fe}) \sim 0.1 M_{\odot} / \text{SNI}_I$$

# 光变曲线

光变曲线尾巴衰减规律:

$L \propto \exp\{-t/\tau\}$  放射性元素能源

$\tau \sim 64^d$  (SN I)

$\tau \sim 90^d$  (SN II-L)

$\tau \sim 145^d$  (SN II-P)

$^{56}\text{Ni}$   $^{56}\text{Co}$   $^{56}\text{Fe}$

$\tau_i$  8.8<sup>d</sup> 114<sup>d</sup>

$\tau_{1/2}$  6.8<sup>d</sup> 77.8<sup>d</sup>

伴随  $\gamma$ -ray : 0.847 MeV (99.96%)

1.238 MeV

SN1987A: 从光变曲线尾巴的拟合

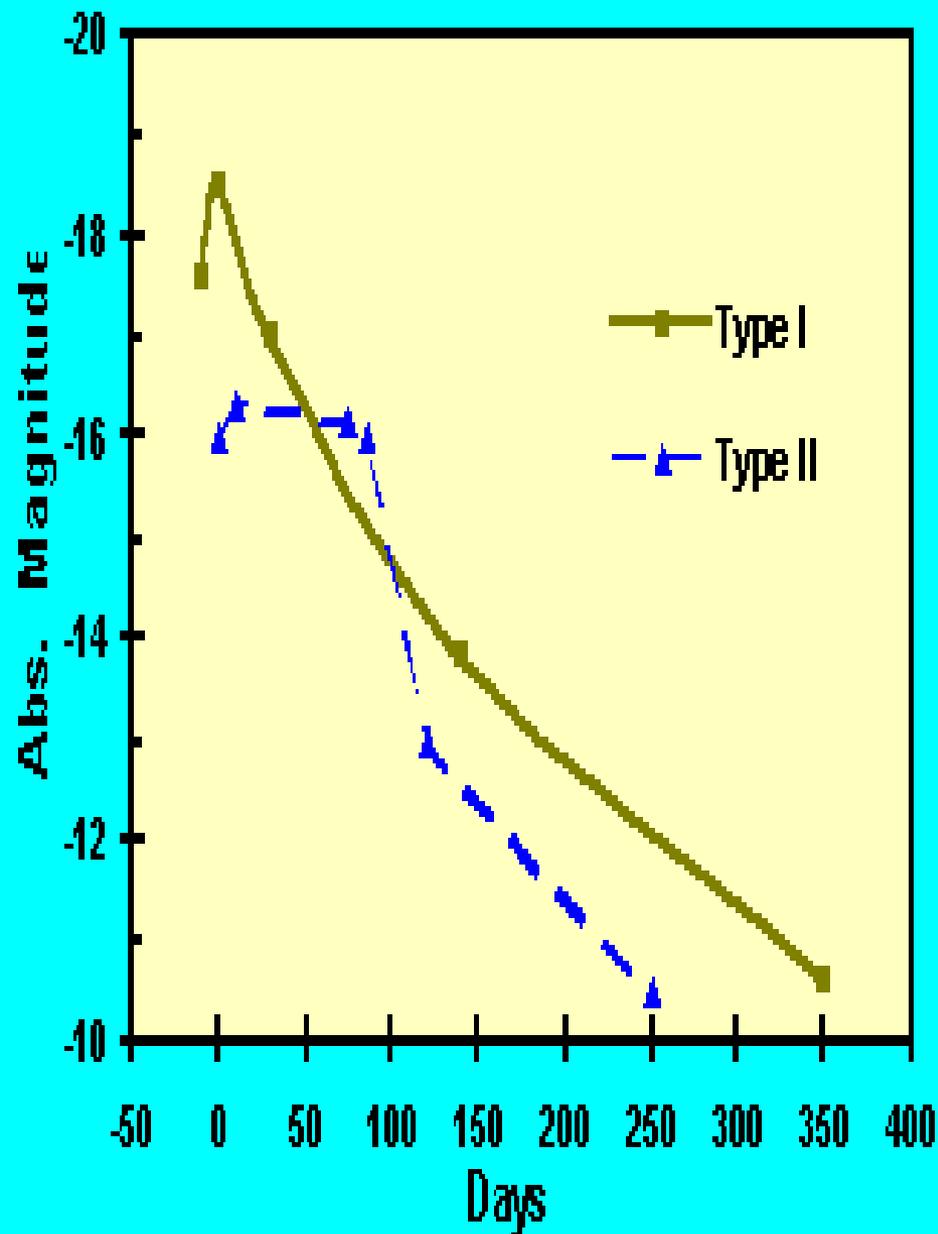
$0.075 M_{\odot}$  ( $^{56}\text{Ni}$ )

500天以后:  $^{56}\text{Co} + ^{57}\text{Co}$  ( $\tau_{1/2} = 271^d$ )

( $\gamma$  : 0.122 MeV (85.6%), 0.136 MeV)

800天以后:  $^{44}\text{Ti}$  ( $\tau_{1/2} = 4.7$  年)

## Supernovae Light Curves

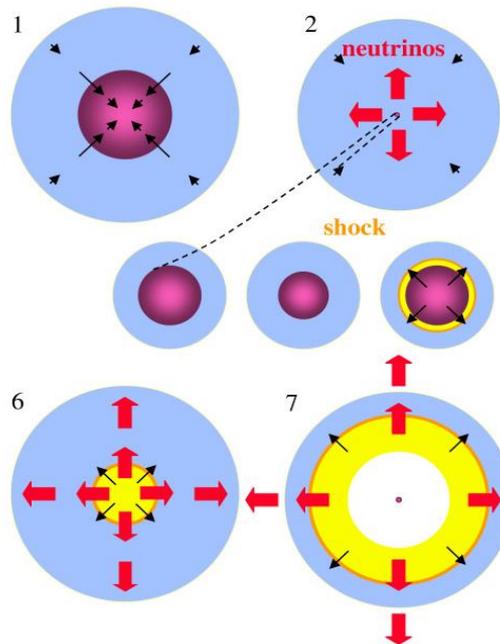


# 两类超新星(2)

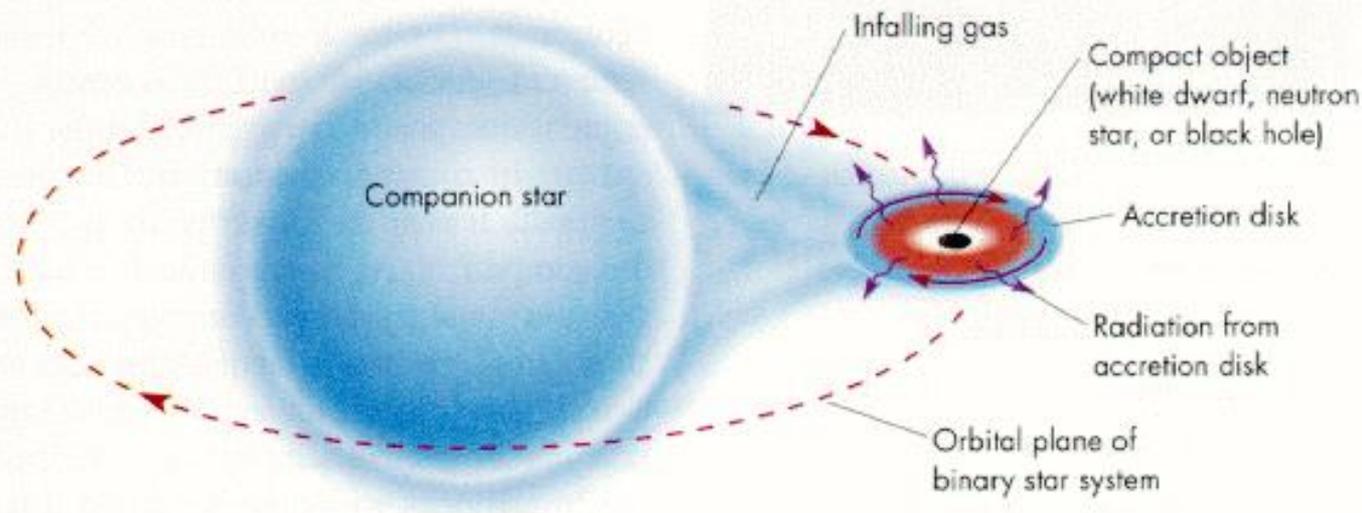
(按爆发图象)

1. 核心坍缩型超新星  
(SNI<sub>II</sub>、SNI<sub>b</sub>、SNI<sub>c</sub>)

Core Collapse and Explosion

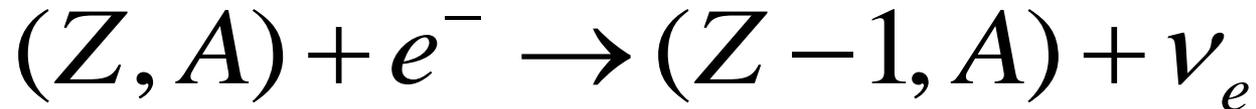


2. 吸积白矮星的热核爆炸型超新星  
(SNI<sub>a</sub>)



# 大质量恒星核心坍缩的主要原因

电子俘获过程：引起超新星核心坍缩的关键过程



$$E_F^{(EC)} > Q_{EC}(Z, A)$$

$$\rho_c > \rho_{EC} = 1.952 \times 10^6 (\mu_e / 2) \left[ \left( \frac{Q_{EC}(A, Z)}{m_e c^2} \right)^2 - 1 \right]^{3/2} \text{ g / cm}^3$$

$Q_{EC}(A, Z)$ : 原子核  $(A, Z)$  电子俘获的能阈值

# 重要原子核电子俘获的密度阈值

	$\dots {}^4\text{He}$	$\dots {}^{12}\text{C}$	$\dots {}^{16}\text{O}$	$\dots {}^{20}\text{Ne}$	$\dots {}^{28}\text{Si}$	$\dots {}^{56}\text{Fe}$
.. EC	$\rightarrow {}^3\text{H} + n$	$\rightarrow {}^{12}\text{B}$	$\rightarrow {}^{16}\text{N}$	$\rightarrow {}^{20}\text{F}$	$\rightarrow {}^{28}\text{Al}$	$\rightarrow {}^{56}\text{Mn}$
.. 过程	$\rightarrow 4n$	$\rightarrow {}^{12}\text{Be}$	$\rightarrow {}^{16}\text{C}$	$\rightarrow {}^{20}\text{O}$	$\rightarrow {}^{28}\text{Mg}$	$\rightarrow {}^{56}\text{Cr}$
.. $Q_{\text{EC}}$ .. (MeV)	.. 20.596	.. 13.370	.. 10.419	.. 7.026	.. 4.643	.. 3.695
.. $\rho_{\text{EC}}$ .. ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	.. $1.37 \times 10^{11}$	.. $3.90 \times 10^{10}$	.. $1.90 \times 10^{10}$	.. $6.21 \times 10^9$	.. $1.97 \times 10^9$	.. $1.14 \times 10^9$

表中EC过程的能阈值已扣除电子的静止能量

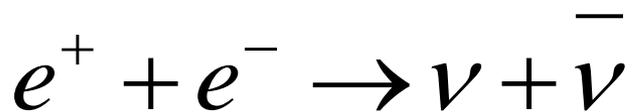
# 广义相对论引力坍缩的临界密度

$$M_{core} > M_{ch} = 5.84 Y_e^2 M_{Sun}$$

$$\rho_c^{(GR)} > 2.6 \times 10^{10} \text{ g / cm}^3$$

$\rho_c^{(GR)}$  同  $\rho_{EC}$  的比较结论:

- ⇒ 引起SNI( SNI<sub>b</sub>、 SNI<sub>c</sub> )核心坍缩的首要物理因素是电子俘获过程(EC)。
- ⇒ 引起吸积白矮星坍缩(它导致SNI<sub>a</sub> 爆发)的主要因素是广义相对论效应。
- ⇒ ( $\gamma$ 光子致使铁原子核碎裂反应只是辅助因素)
- ⇒ 导致超巨质量恒星坍缩的主要因素是电子对湮灭为中微子对过程



# 两类超新星的主要特征

超新星类型	Ia	II
极大光度	$3 \times 10^9 L_{\odot}$	$3 \times 10^8 L_{\odot}$
光谱	无氢光谱线;重元素光谱线很多;后期Fe线最强	最强的是氢光谱线
前身星	双星系统中的白矮星	大质量恒星
爆发原因	伴星物质被致密白矮星吸积而流入白矮星	大质量恒星的铁核心坍缩
爆发物理机制	吸积白矮星C/O 核心的热核大爆炸→ 转化为铁族元素	从新生中子星表面向外行进的反弹激波:中微子压强
残骸	无致密残骸	中子星
超新星遗迹内的核产物	主要是铁	各种元素都有

# 前身星

**SN I<sub>a</sub>** : 双星中吸积的白矮星

**SN I<sub>b</sub> (SN I<sub>c</sub>)** : WR星 ( $M_{\text{主序}} > (30-40) M_{\odot}$ )

**SN II** : 质量较大恒星:  $8 M_{\odot} < M_{\text{主序}} < 25 M_{\odot}$

## 爆发后遗留致密残骸

**SN I<sub>a</sub>** : 基本上全部炸光, 不残存任何致密天体。

只观测到膨胀的超新遗迹 — 气体星云 + 尘埃 + 碎片

例: SN 1006

### 核心坍缩型超新星:

**SN II** : 中央残骸: 中子星(观测上表现为脉冲星)

例: SN1054 — 蟹状星云 + 蟹状星云脉冲星(Crab PSR)

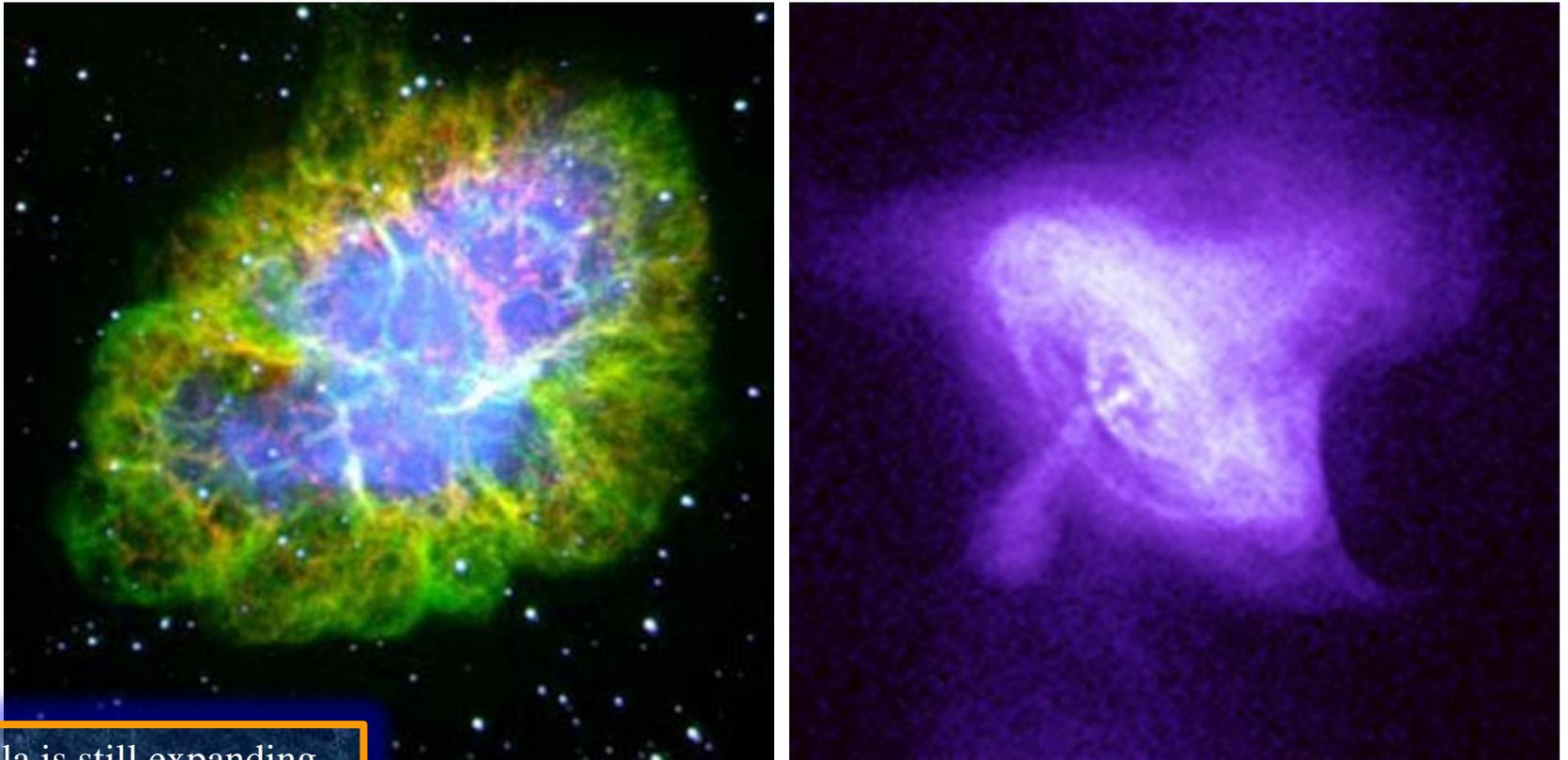
(PSR 0531; 周期: 0.033秒)

船帆座脉冲星(Vela PSR): PSR0833; 周期: 0.086秒

**SN I<sub>b</sub> + SN I<sub>c</sub>** : 残留黑洞???

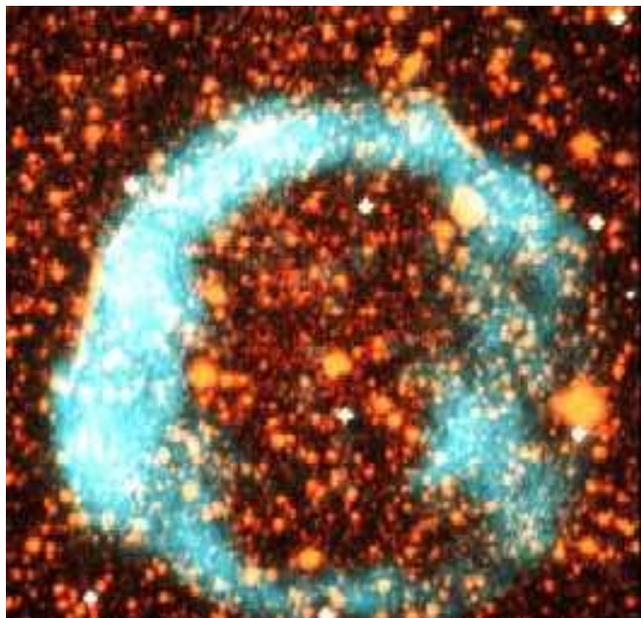
Don't care!

## 典型的超新星遗迹

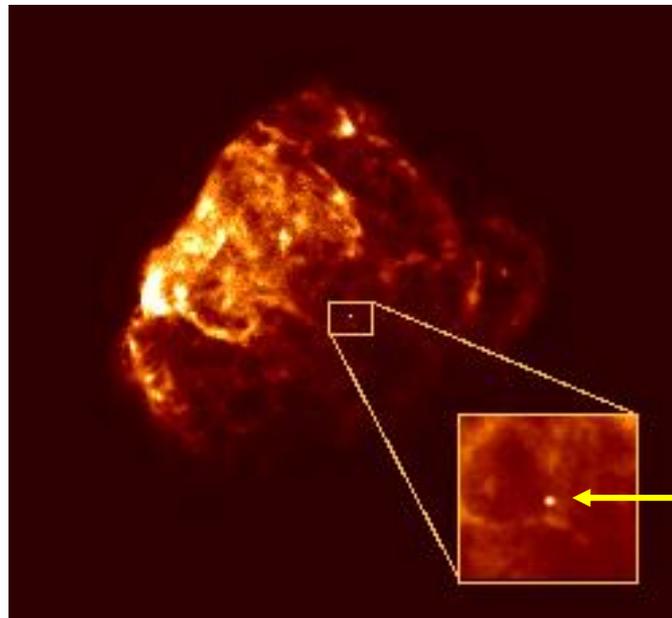


- Nebula is still expanding, at  $\sim 1450$  km/s
- The source of the luminosity and electrons is a pulsar in the centre of the nebula.

Crab Nebula - Optical and X-ray

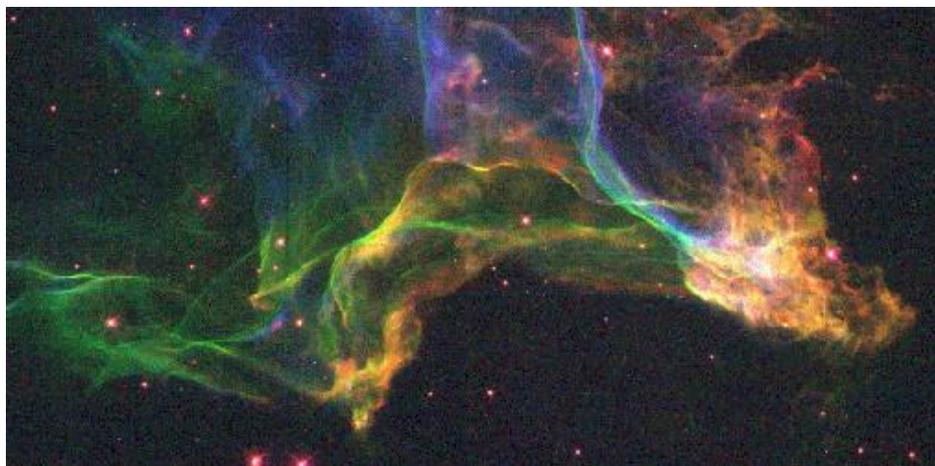


Tycho Nebula

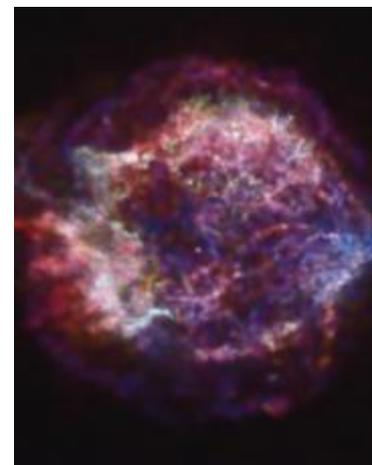


脉冲星

Puppis A



天鵝圈 Cygnus Loop

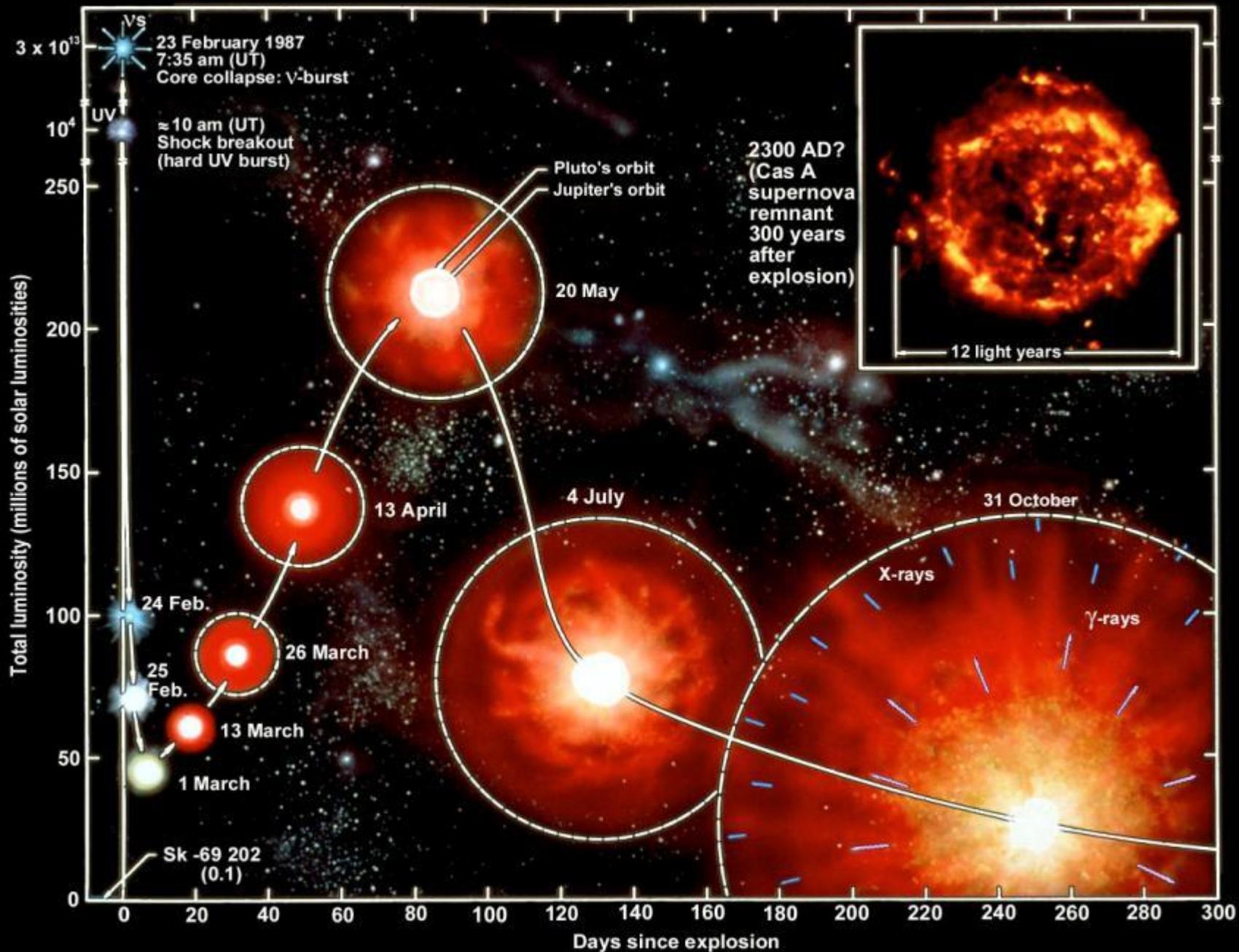


Cas A

# 超新星1987A

- 1987.2.23 爆发于LMC ( $d = 170,000$  ly, our “satellite” galaxy), 是人类自望远镜发明以来第一颗凭肉眼发现的超新星。
- 前身星: Sanduleak --  $69^{\circ} 202$ , B3 I型蓝超巨星  $M \sim 20 M_{\odot}$ ,  $L \sim 10^5 L_{\odot}$ ,  $T \sim 16,000$  K,  $R \sim 40R_{\odot}$





# 超新星1987A的中微子探测

超新星爆发的大部分能量被中微子带走

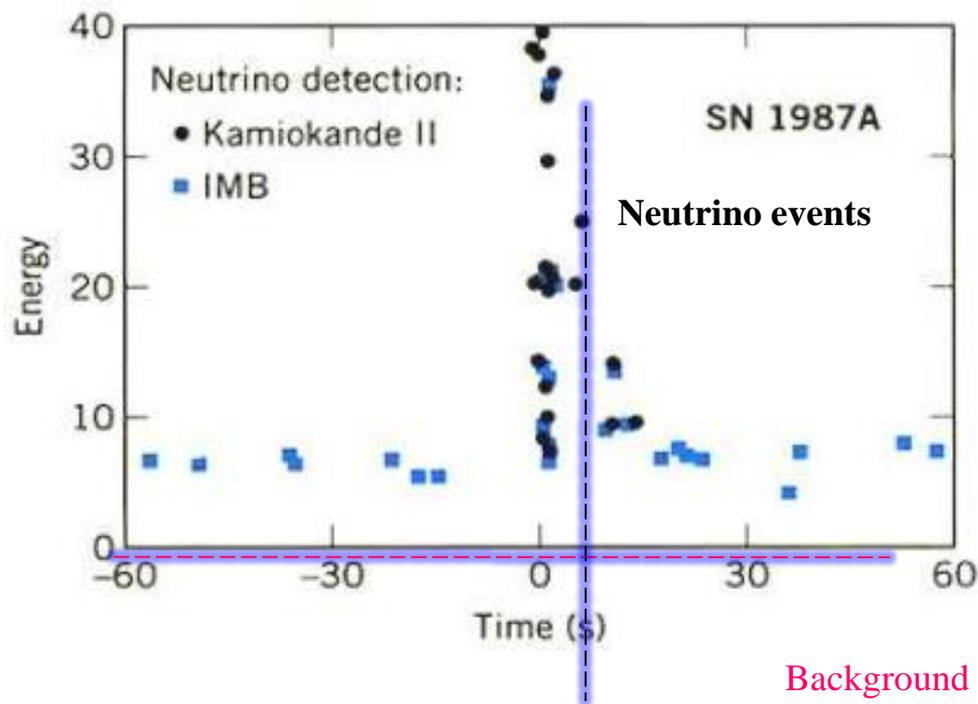
→ 中微子辐射能  $5 \times 10^{53}$  ergs

→ 辐射  $5 \times 10^{58}$  个中微子

→ 爆发前20小时地球上每平方米有  $5 \times 10^{14}$  个中微子穿过

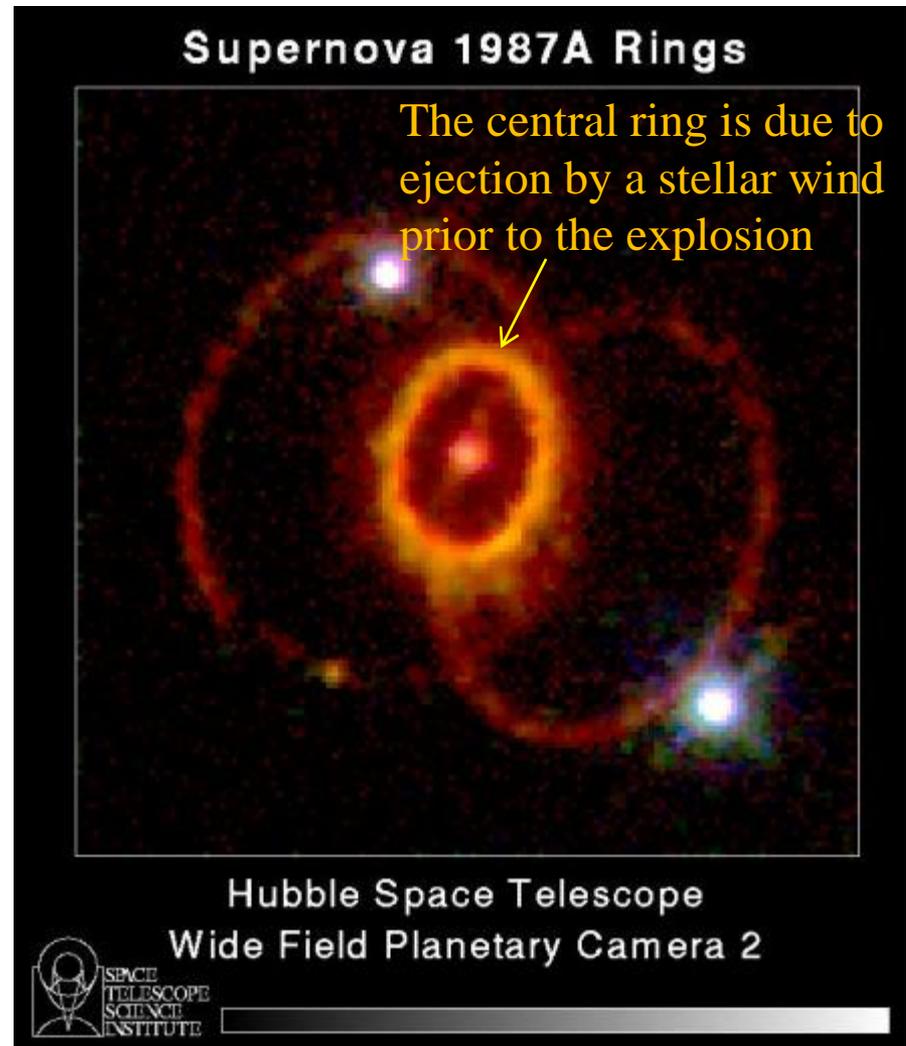
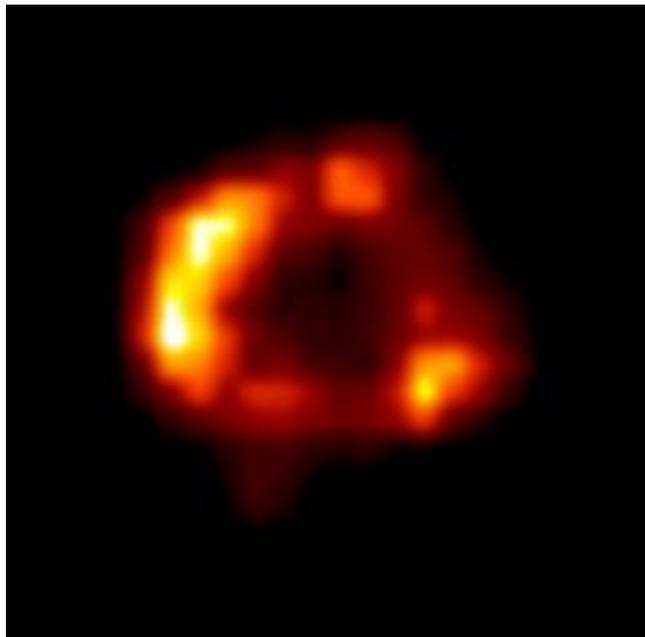
在爆发前1.8-3小时，  
日本Kamioka和美国IMB的的探测仪  
测量到19个中微子

这是第一次探测到来自太阳以外的天体源的中微子

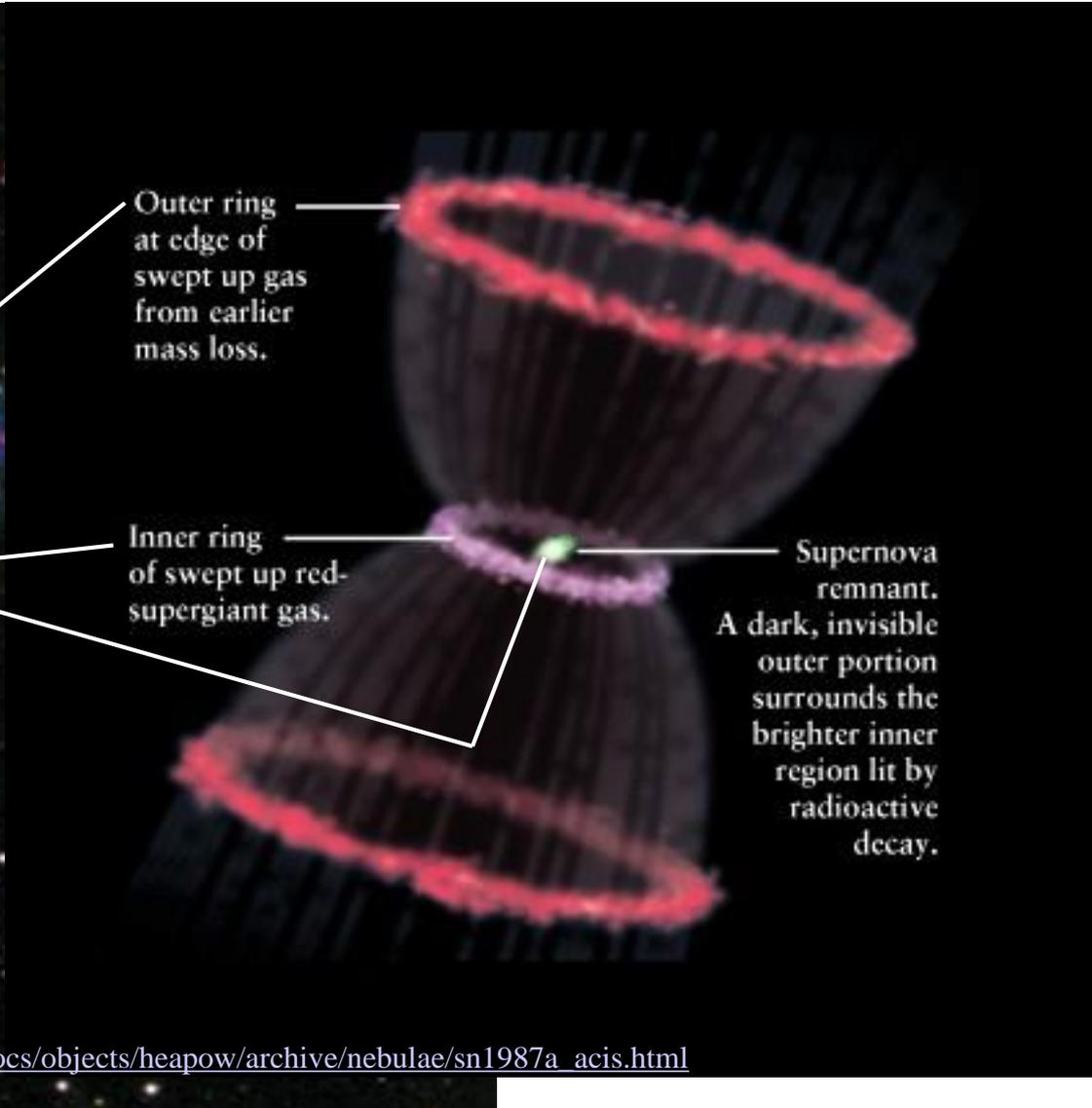
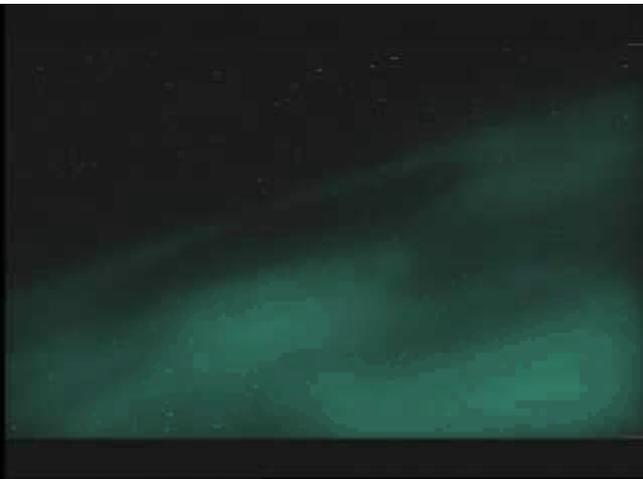


- 给出了中微子质量上限:  $m_{\nu_e} < 16$  eV (相对于光子有一点时间延迟)

Don't care!



Don't care!



Outer ring  
at edge of  
swept up gas  
from earlier  
mass loss.

Inner ring  
of swept up red-  
supergiant gas.

Supernova  
remnant.  
A dark, invisible  
outer portion  
surrounds the  
brighter inner  
region lit by  
radioactive  
decay.

**B)**

**核心坍缩型**

**超新星**

**爆发机制**

**???**

- 核塌缩型超新星特征:

光度  $L \sim 10^7 - 10^{10} L_{\odot}$ ,

爆发能  $E \sim 10^{47} - 10^{52}$  ergs  
(99% 中微子, 1% 动能,  
0.01% 可见光)

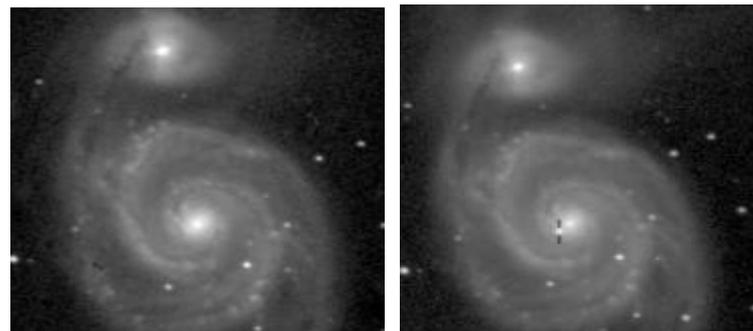
膨胀速度  $v \sim 10^3 - 10^4$  km s<sup>-1</sup>

- 产物:

膨胀气壳 (超新星遗迹)

+

致密天体 (中子星或黑洞)



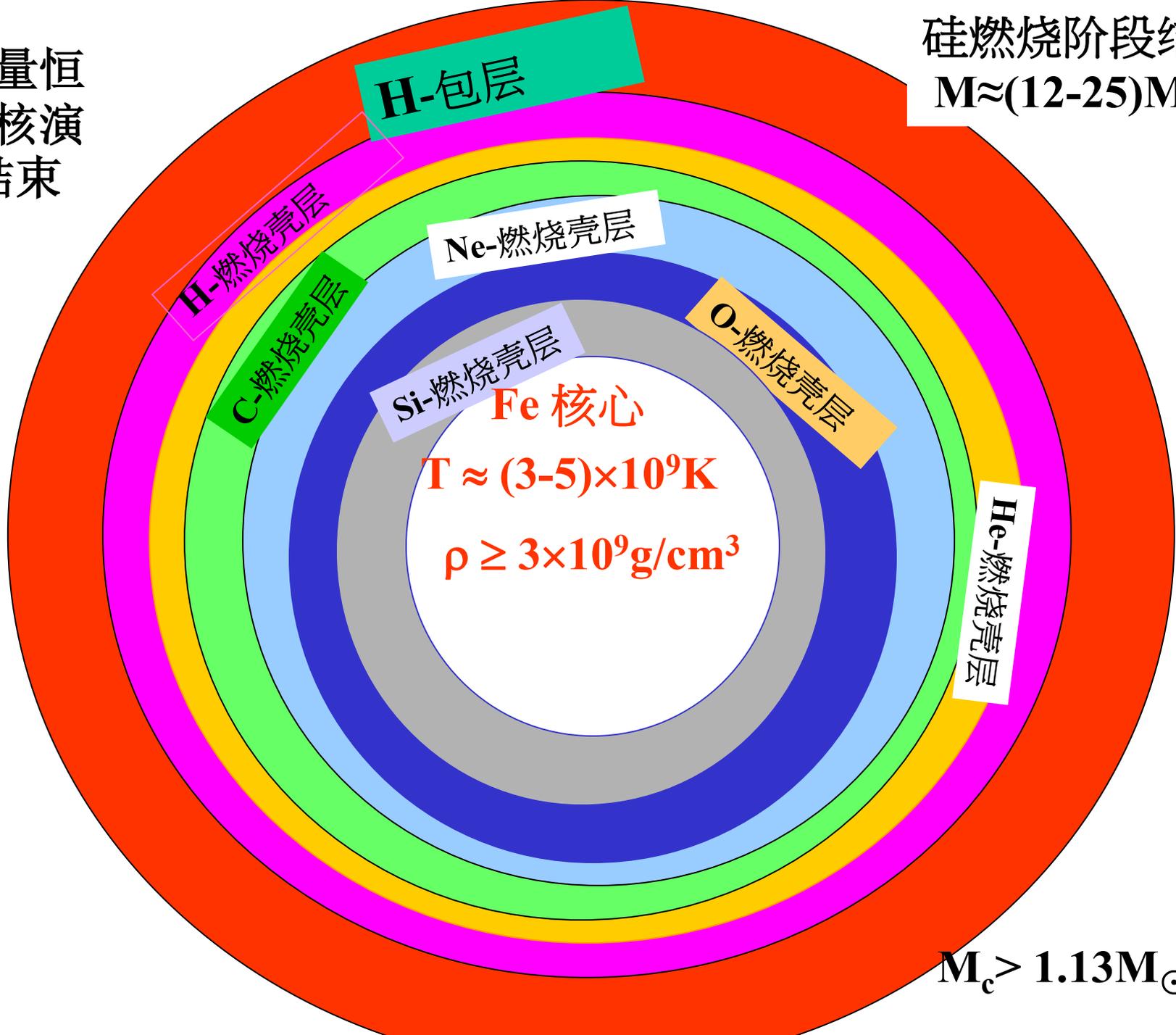
星系M 51中的SN 1991T



SN 1998aq in the galaxy NGC 3982

硅燃烧阶段结束  
 $M \approx (12-25)M_{\odot}$

大质量恒星热核演化结束



$M_c > 1.13M_{\odot}$

# 核心坍缩型超新星爆发机制

内核心: 同模坍缩

$$V_r \sim r$$

(亚声速区)

外核心: 自由坍缩

$$V_r \sim V_{ff}/2$$

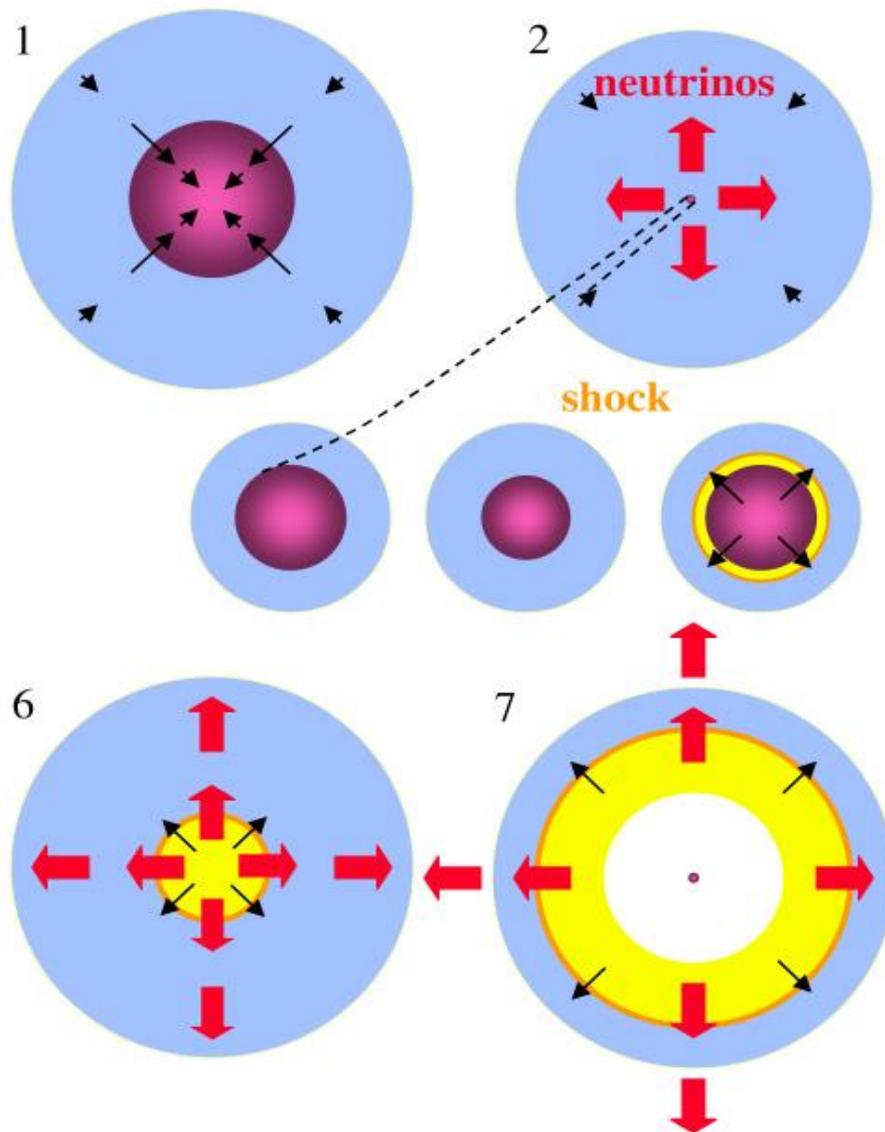
$$M_{\text{内核心}} \sim 0.6 M_{\odot}$$

内外核心交界面附近:

$$V_r \sim (1/8 - 1/4) c$$

(光速)

## Core Collapse and Explosion



# II型超新星的瞬时爆发机制(1)

随着星体坍缩的进行，星体中心的密度迅速增长。一旦它达到原子核密度(2-4)  $\rho_{\text{nuc}}$  ( $\rho_{\text{nuc}} = 2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ )

以上，核子的非相对论简并压强超过了电子的相对论简并压强，物质状态方程

$$P \sim \rho^\gamma$$

中的多方指数 $\gamma=5/3$ ，变成了稳定的系统，不再坍缩。但由于惯性，直到中心密度达到 时，内核心的坍缩才完全中止。而内核心外围的物质却继续以超音速坍塌，它们猛烈地撞击在突然停止坍缩的坚硬的内核心上，因而在内核心外不远处立即产生一个很强的向外行进的反弹激波，其能量高达

$$E_{\text{shock}} \sim 10^{51-52} \text{ ergs}$$

# 光致裂变反应耗能

反弹激波的巨大能量是由星体核心在坍缩过程中释放出的自引力势能转化而来的。激波波阵面后的温度上升到  $10^{11}\text{K}$  以上，平均热运动能量高达  $10\text{ MeV}$ ，超过了 $^{56}\text{Fe}$  平均每个核子的结合能 ( $8.8\text{ MeV}$ )。铁族元素的原子核很快地被热光子打碎：



这个光致裂变反应过程耗费反弹激波的能量为

$$-\frac{\delta E}{\delta m} \sim -492.26\text{MeV}/^{56}\text{Fe核} \sim$$

$$8.44 \times 10^{18} \text{ ergs} / \text{gm} \sim 1.69 \text{ foe} / 0.1 M_{\odot} (^{56}\text{F})$$

$$1 \text{ foe} = 10^{50} \text{ ergs}$$

$$1 \text{ Bethe} = 1 \text{ foe}$$

# 瞬时爆发机制失效的原因

如果 
$$M(\text{外核心}) < \frac{E_{\text{激波}}}{(-\delta E / \delta m)}$$

则激波可以冲出外核心。而且当它完全摧毁外核心的全部铁核以后，初始激波能量只要尚能剩下1%以上的能量(即  $10^{49}$ ergs)，残留的激波就可以把整个星幔和大气抛向太空，形成超新星的爆发。上述图像就称为瞬时爆发机制。

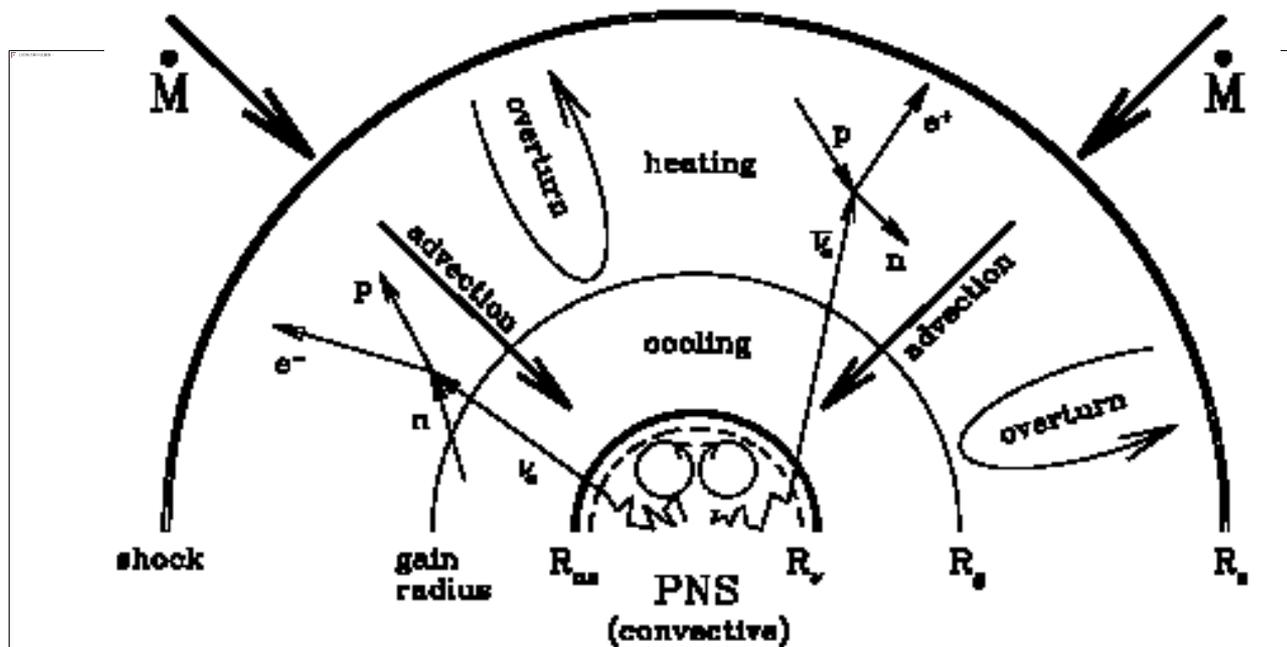
如果 
$$M(\text{外核心}) > \frac{E_{\text{激波}}}{(-\delta E / \delta m)}$$

特则当上述反弹激波尚未穿透外核心之前，激波能量全部都消耗在铁核光致裂解的过程中。它不可能把星幔和大气层吹散。不会导致超新星的爆发。而且由于核心外围的星幔和大气继续向中心坠落，原来向外行进的反弹激波转变成为一个吸积驻激波。也就是说，这种情形下，瞬时爆发机制失败。

**结论:**瞬时爆发机制能否成功的关键在于它的外(铁)核心的质量是否过大? — 迄今对所有合理的模型计算而言，瞬时爆发机制是不成功的 — (铁)核心的质量太大。

# 中微子延迟爆发机制

为了解释瞬时爆发的困难，Wilson(Bowers, Wilson, 1985)等人提出了中微子的延迟爆发机制。可以由下图加以说明：



本图描述了反弹激波在停止后景象。 $R_s$  为激波所在的位置，此处物质以  $V_{ff}$  的速度向下降落（速度接近自由落体）。物质经过激波的减速之后，以较为缓慢的速度经过加热和冷却区向新生中子星的表面运动。 $R_v$ ：中微子球半径， $R_{ns}$ ：新生中子星的半径。 $R_e$ ：加热和冷却相平衡处的半径。而前中子星中的能量沉积来源于物质对于电子中微子的吸收。

# 中微子延迟爆发机制中两个尚未解决的关键问题

1) 新生的高温中子星能否在非常短的时标内产生如此巨大的中微子流?产生如此强大的中微子流的具体物理过程是什么?

( $\pi$ 凝聚的中微子发射? 核物质向(u,d)夸克物质的转化? 均未成功)

2) 即使在极短时标内出现了强大的中微子流, 它们同物质相互作用究竟能否产生如此强大的向外冲压, 导致超新星的爆发, 而且爆发物质向外的初始速度高达  $10^4$  km/s 左右, 爆发总动能否达到  $10^{49}$  erg?

# 我们的研究：巨大中微子流如何在瞬间产生？

1995年，南京大学研究小组(Dai Z. Peng Q. and Lu T. ApJ., 1995, 440:815)提出了由超新星坍缩核心形成的高温中子星内相继出现的核物质-(u, d)两味夸克-(s, u, d)三味夸克的相变过程  $u + e^- \rightarrow d + \nu_e$ ,  $u + e^- \rightarrow s + \nu_e$ ,  $u + d \rightarrow u + s$  将在短于1微秒的时标内产生大量中微子流，其平均能量为10MeV左右，总能量达  $10^{52}$ erg 以上。这种相变过程导致星体核心区出现负熵梯度引起内外物质的Schwarshild对流将使这强大中微子流向外输送, 迅速抵达中微子球表面。

我们提出的这种机制大大有利于中微子延迟爆发机制。在我们的初步探讨中，我们用理想Fermi气体作为夸克系统的最简单模型。很快地，印度德里大学的一个研究小组在我们研究的基础上，进一步计入了夸克之间相互作用，发现中微子流量将更加增强1/4左右。这方面研究还在深入之中。例如，我们的文章被他人论文引用已超过40篇，成为夸克星研究的奠基性论文之一。

# SNII仍然未解决的关键问题

中微子流能否激活强大的向外激波？迄今仍然也是悬案。人们不仅考虑了已知各种粒子（ $e^-$ ,  $e^+$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi$ ,  $\mu$  以及  $^{16}\text{O}$ 等原子核）同中微子的相互作用，而且还探讨了在致密等离子体中，中微子振荡有可能引起这种相互作用的增强。但上述中微子流仍然无法产生如此强大的冲压。也就是说，即使中微子延迟爆发机制，迄今在理论上人们也仍然无法自洽地实现超新星的爆发（向外爆发总动能达到  $10^{49}$  erg 以上）。

# 最近关于核心坍缩型超新星爆发的争论

**Buras et al., 2003, Phys. Rev. Lett., 90 No. 24, 241101**

**“Improved Models of Stellar Core Collapse and Still No Explosions: What is Missing?”**

**•M.Liebendörfer, 2004, arXiv:astro-ph/0405029**

**“Fifty-Nine Reasons for a supernova to not Explode”**

**•Woosley:**

**“如果利用更好的中微子物理、更加全面地考虑各种不对称因素(例如, 旋转、对流、磁场因素)和不稳定因素, 我相信再过几年, 超新星爆发的模拟计算可能会取得成功的”**

**(on the conference AwR V, Sep. 2005, at Clemson University, USA)**

- **Motizuki, Madokoro and Shimizu, arXiv:astro-ph/0406303**
- **“Core-Collapse Supernovae Induced By Anisotropic Neutrino Radiation”**
- **“Prolate explosions caused by globally anisotropic neutrino radiation is the most effective mechanism of increasing energy when the total neutrino luminosity is given”.**
- **The key question is: what is the origin of anisotropic neutrino radiation ??**
  
- **Fast rotating OB stars? Be stars (P ~ 1 day, V(R) ~200km/s)?**
- **The born rate of these stars is much less than frequency of SN!**
- **Anisotropy in neutrino radiation may also originated from the convection inside the proto neutron star anisotropic mass accretion onto the neutron star**

# 最近的模型

## 超新星爆发的声振荡模型

**“Surprises in the Theory of Core-Collapse Supernova Explosions”,  
Burrows et al.**

**<THE MULTICOLORED LANDSCAPE OF COMPACT  
OBJECTS AND THEIR EXPLOSIVE ORIGINS>.**

**AIP Conference Proceedings, Volume 924, pp. 243-248 (2007).**

## 高速旋转核心磁流驱动模型

**“Simulations of Magnetically Driven Supernova and Hypernova  
Explosions in the Context of Rapid Rotation”**

**Burrows et al. ApJ 664: 416-434(2007)**

# 中国学者的新观点与新建议

彭秋和

**1. Nucler Physics A738(2004)515-518)**

**2. International conference of nuclear astrophysics < AwR V >  
上的口头学术报告**

**(Sep. 2005, at Clemson University, USA)**

**3. International Workshop of nuclear astrophysics**

**(20-21th August, 2007, at Nort Dame University)**

徐仁新(北京大学):

**(利用 Quark 相变 观念, 2007)**

# 我的新观点:

## 现有流行观念:

超新星核心快速坍缩的开始时刻是由广义相对论效应决定的:

快速坍缩的判据为  $M_{ch} < M_{core}(Fe)$

$$M_{ch} = 5.84 Y_e^2 M_{\odot}, \quad M_{ch} \star Y_e^2,$$

由于电子俘获过程,  $Y_e \downarrow, M_{ch} \downarrow$

关键在于: 当这个判据一旦满足, 整个铁核心立即进入快速坍缩阶段。由于铁核心质量  $M_{core}(Fe)$  太大, 必然导致瞬时爆发机制失效

## 我的观念:

大质量恒星核心大规模快速坍缩的临界点的判据应修改为: 星体核心内原子核<sup>56</sup>Ni上电子俘获过程非常迅速, 其特征时标短于流体动力学时标:

$$t_{EC}(r=R_c) < t_{hydro}(r=R_c) \text{ ⌚ } 4.46 \square_{10}^{-1/2}(R_c) \text{ ms} \quad (A)$$

$$t_{EC}(r=R_c) = [ \bullet_{EC}(n_e) ]^{-1}, \quad n_e = N_A Y_e \square$$

# 超新星核心坍缩与爆发图象的新建议

## 核心大规模坍缩时刻的新判据 (我的建议)

随着铁核心收缩，它中心区域增加到更高密度，EC速率也就变得更快，一旦EC过程变得快于核心物质自由坍缩速度，即EC过程时标短于物质自由坍缩的动力学时标

$$\lambda(EC)^{-1} = t_{EC} < t_{Off} \approx 446 \rho^{-1/2} \text{sec} \quad (\text{A})$$

我建议，由此新判据代替迄今普遍采用的判据

$$M_{core}(Fe) > M_{Ch} = 5.84 Y_e^2 M_{\odot}$$

新判据的关键性效果是：并不是整个铁核心都快速坍缩，快速坍缩的部分仅仅是其中心区域(内核心)部分，而坍缩前的铁核心的其它外层部分仍然处于较为缓慢坍缩阶段。

快速坍缩的内核心质量明显地小于整个铁核心质量。

快速坍缩的内核心同较为缓慢坍缩的铁核心外层之间就会出现一个密度相对很低(也远低于外层铁核心)的空隙区域，可以近似当作“真空”。

## SAN DIEGO MEETING IS RECORD BREAKER!

The 39<sup>th</sup> meeting of the AAS (7-13) Sunday Dinner at the Hyatt Regency San Diego was an "out-of-the-ordinary" event with over 1,000 attendees. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city.

Participants came to the meeting from many countries, and there were many sessions on various subjects. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city.

Participants came to the meeting from many countries, and there were many sessions on various subjects. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city.

The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city.

Participants came to the meeting from many countries, and there were many sessions on various subjects. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city. The meeting was held in the heart of the city, and the program was held in the heart of the city.



Two men standing together, one in a suit and one in a light-colored shirt.



A man speaking at a podium with a microphone.



Two men standing together, one in a suit and one in a light-colored shirt.



A group of five people standing together for a photo.



A man speaking at a podium with a microphone.



Two men standing together, one in a suit and one in a light-colored shirt.



A large crowd of people gathered for an event.



A man speaking at a podium with a microphone.



Two men standing together, one in a suit and one in a light-colored shirt.



Two men standing together, one in a suit and one in a light-colored shirt.



A man speaking at a podium with a microphone.



A man speaking at a podium with a microphone.



A group of four people standing together for a photo.



A woman standing at a podium, possibly giving a presentation.



A group of people gathered around a table, possibly for a networking event.



A man speaking at a podium with a microphone.



Three men standing together for a photo.

# 有关计算

- **A prompt explosion for the WS presupernova model with  $15M_{\odot}$  by adjusting the collapsing velocity properly.**
- **A prompt explosion for the WS presupernova model with  $15M_{\odot}$  by adjusting pressure distribution during collapsing.**

**Improved simulations of SNII for a Woosley's presupernova model with  $15 M_{\odot}$  have been done, based on the work by a Chinese group (Wang et al., 1983-2000) and combining with our idea above,**

# Calculation Scheme

(The iron core is divided into 96 layers)

(Artificially) working assumption based on our previous idea:  
setting

$$h = \frac{t_{EC}}{t_{HD}}$$

**Taking:**

$$V = V_0$$

**When**  $h > 1$

$$V = \left(1 + \frac{\alpha}{h}\right)V_0$$

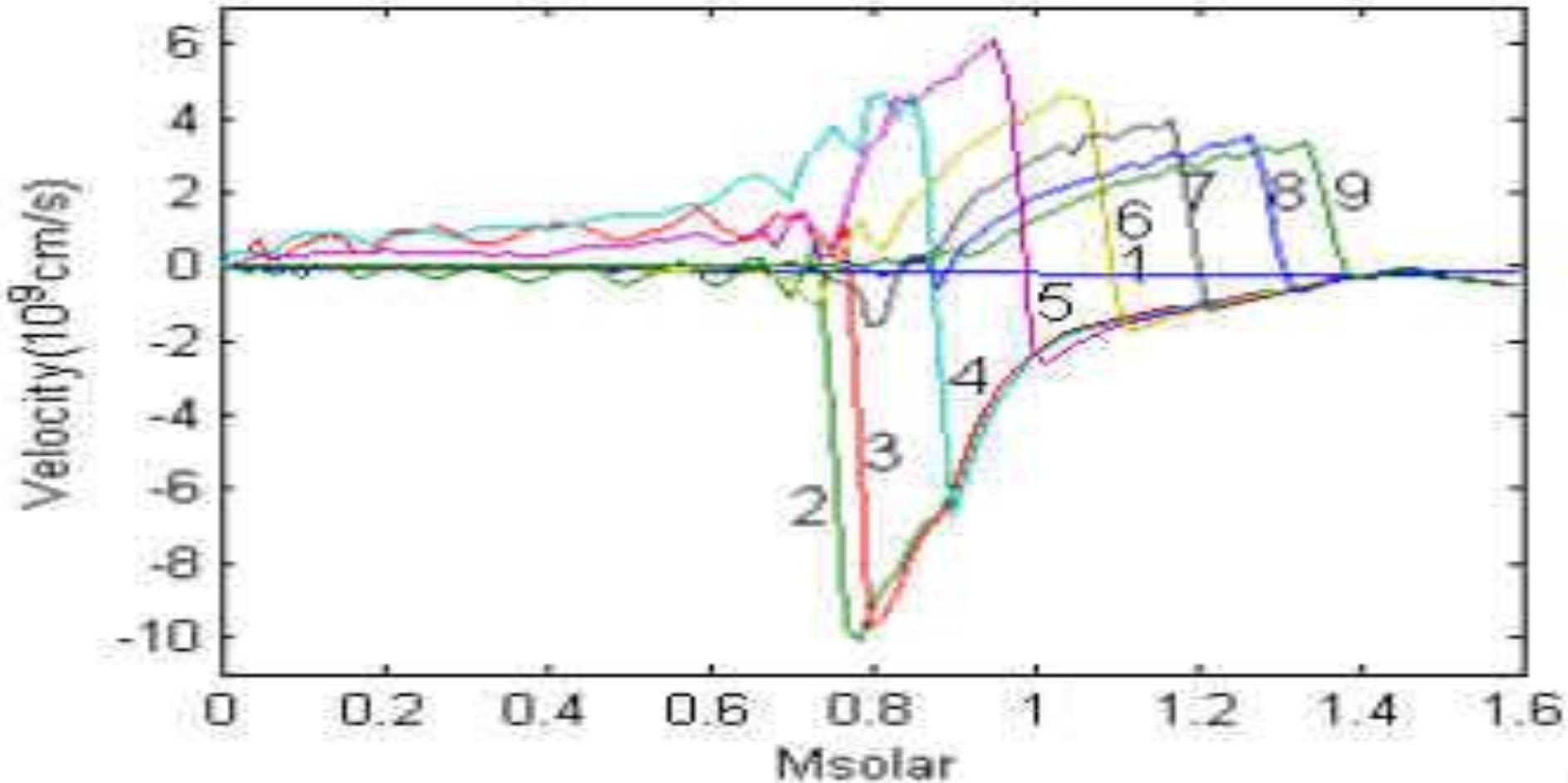
**When**  $0.1 < h < 1$

$$V = (1 + 10\alpha)V_0$$

**When**  $h \bullet 0.1$

**$V_0$ : The collapsing velocity simulated by Wang et al. (fail to explode)**

# The radial velocity at various moment ( $\mathcal{E} = 0.006$ )



1: at 0.1025 s , 2: when the core central density arrives at maximum

3 : when the rebounded shock wave(RSW) arrive at 8  $M_{\odot}$ ; 4: when RSW wave arrive at 0.9  $M_{\odot}$ , 5: when RSW arrive at 1  $M_{\odot}$ ; 6: when RSW at 1.1  $M_{\odot}$ , 7 : when RSW arrive at 1.2  $M_{\odot}$ , 8: when RSW arrive at 1.3  $M_{\odot}$ ; 9: when RSW arrive at 1.38  $M_{\odot}$ .

# The Exploded energy when the rebounded shock wave At various layers ( in 0.1foe )

$\alpha$	0.8 $M_{\odot}$	0.9 $M_{\odot}$	1.0 $M_{\odot}$	1.1 $M_{\odot}$	1.2 $M_{\odot}$	1.28 $M_{\odot}$	1.30 $M_{\odot}$	1.38 $M_{\odot}$
0.005	0.00	29.63	56.36	41.42	20.00	7.38	2.16	0.00
0.006	0.00	18.37	72.63	58.31	36.45	21.96	16.04	6.62
0.007	0.00	20.00	96.01	79.55	59.65	47.21	40.14	28.72

- The rebounded shock wave appears from 0.8  $M_{\odot}$

# Calculated results

**No explosion**      **if**       $\alpha = 0.005$

**Weak explosion**      **if**       $\alpha = 0.006$

**Strong explosion**      **if**       $\alpha = 0.007$

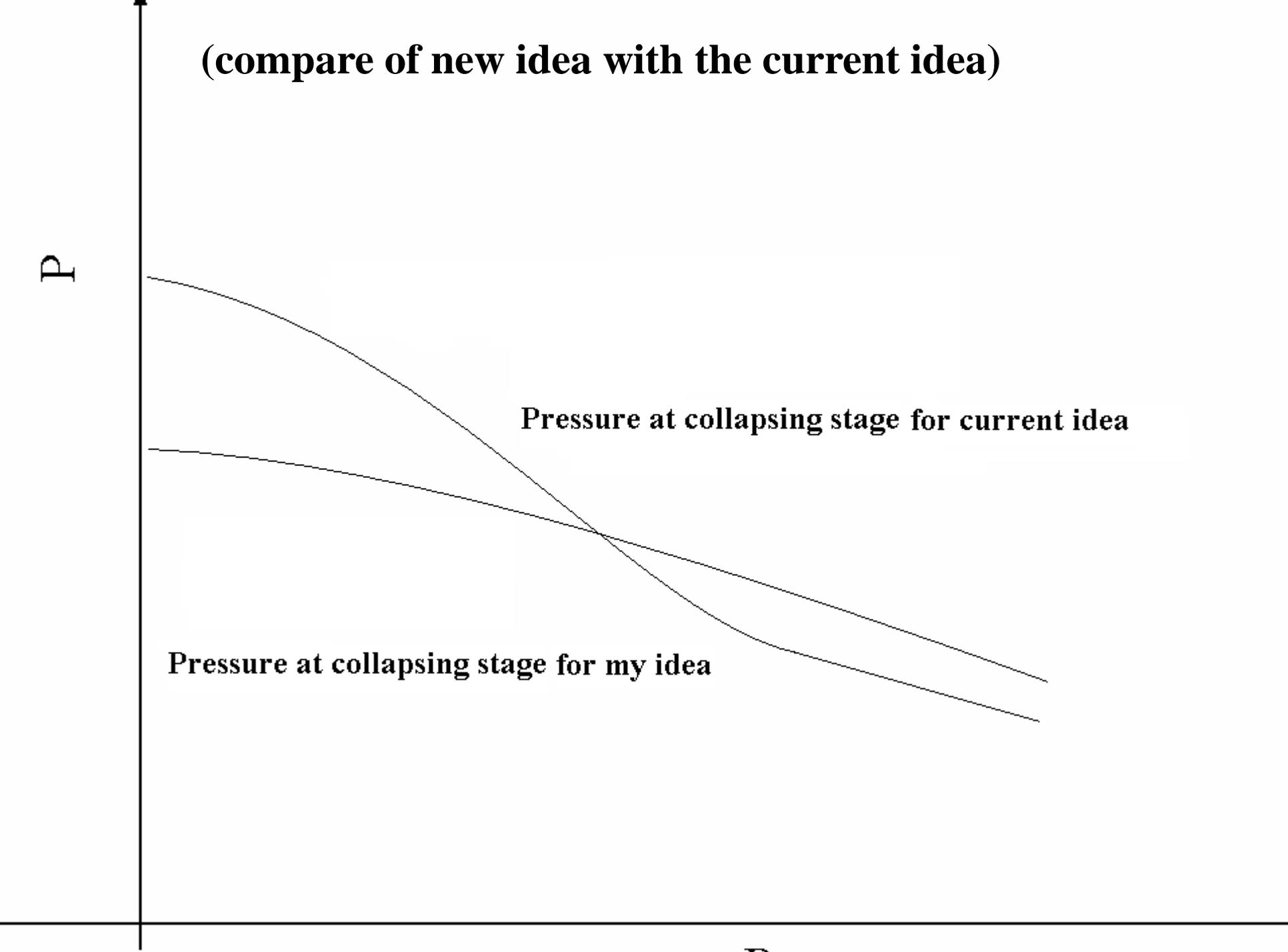
# 调整压力梯度方案的模拟计算 (一维)

**(compare of new idea with the current idea)**

P

**Pressure at collapsing stage for current idea**

**Pressure at collapsing stage for my idea**



# The Pressure distribution (after rebound shock formation)

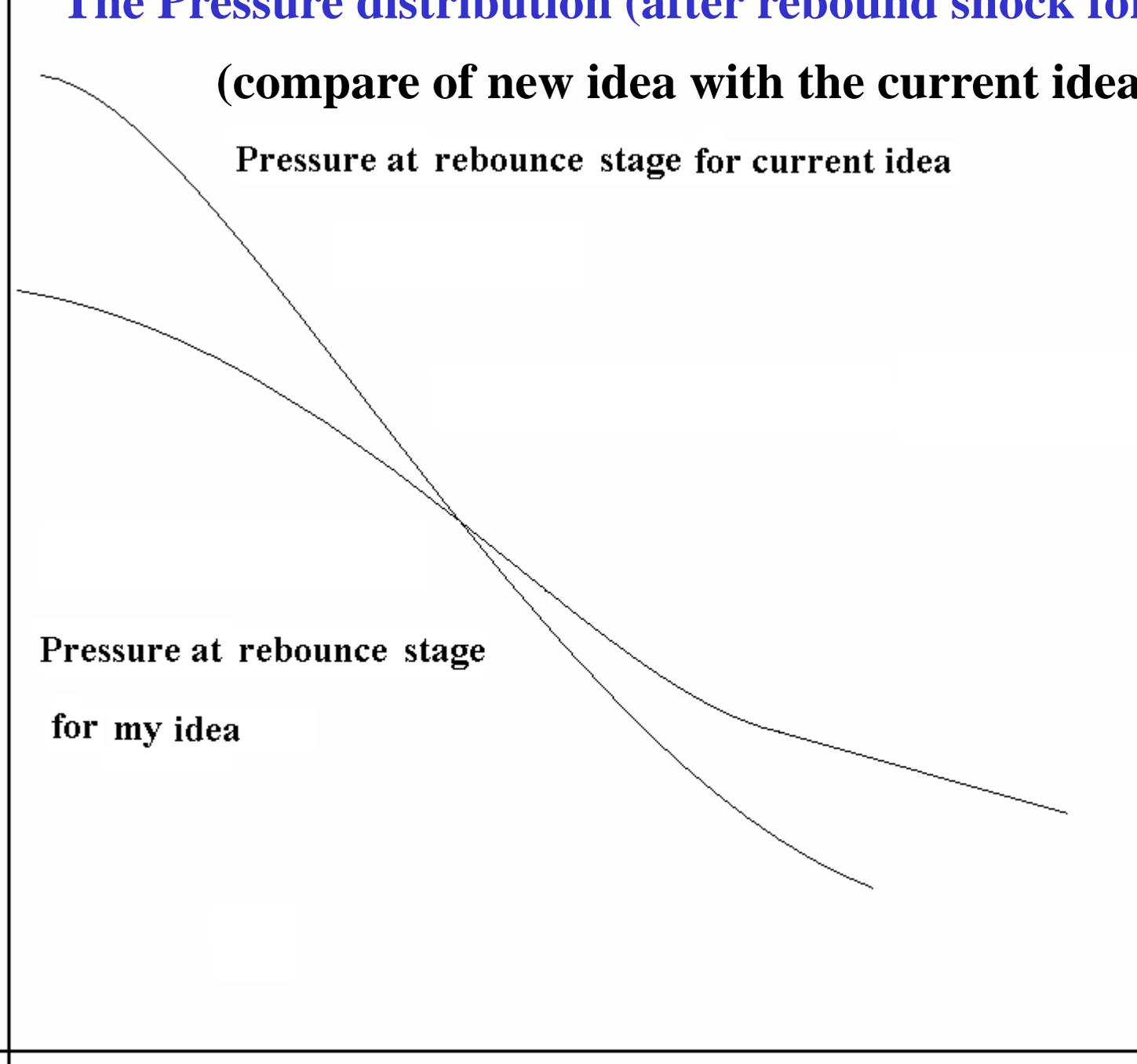
(compare of new idea with the current idea)

Pressure at rebound stage for current idea

Pressure at rebound stage  
for my idea

P

R



# (Artificially) working assumption

$$-\frac{dP}{dr} = \frac{GM}{r^2} \rho(r) + \rho(r) \frac{d^2 r_\rho}{dt^2}$$

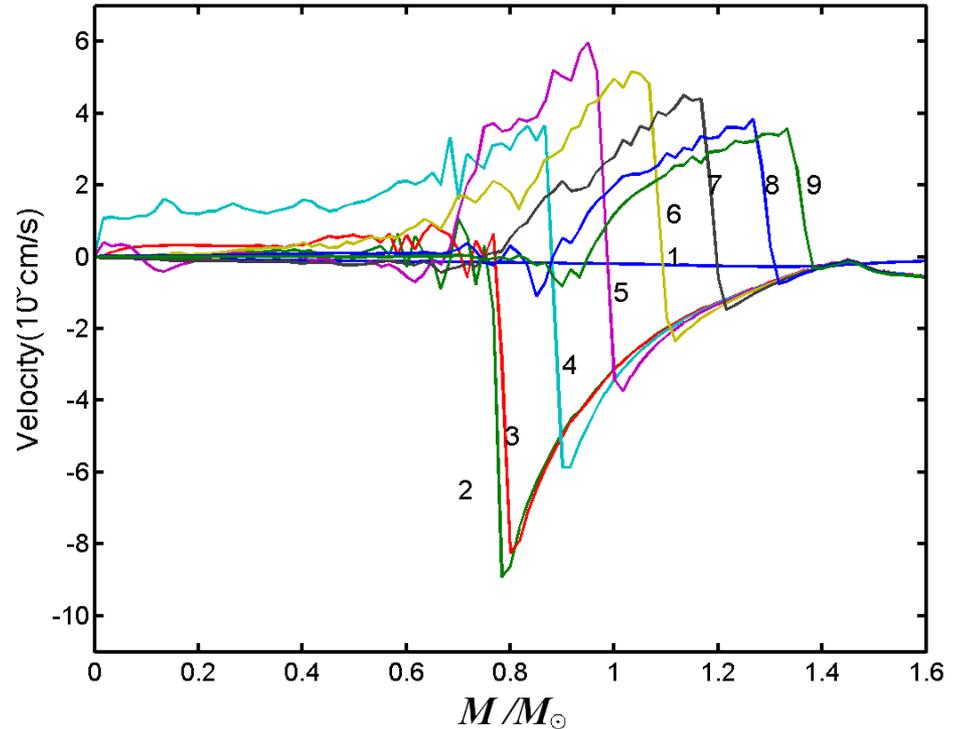
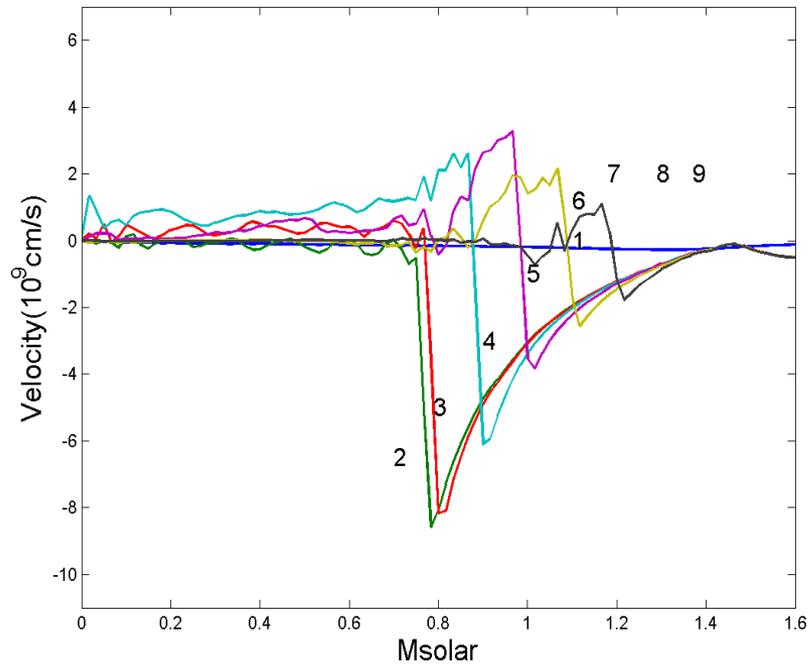
$$P_j = P_{j+1} + \beta \Delta P_{j+1/2} \quad \Delta P_{j+1/2} = P_j - P_{j+1}$$

$$\beta = \begin{cases} 1 & t = 0 \\ 0.95 & 0 < t < 285.755ms \\ 0.93 & 285.755ms < t < 291.953ms \\ 1.45 & 291.953ms < t < 292.256ms \\ 1 & t > 292.256ms \end{cases}$$

# 1. The rebounded velocity ( $W_{s15 M_{\odot}}$ )

**Left:** former simulation by Wang et al.

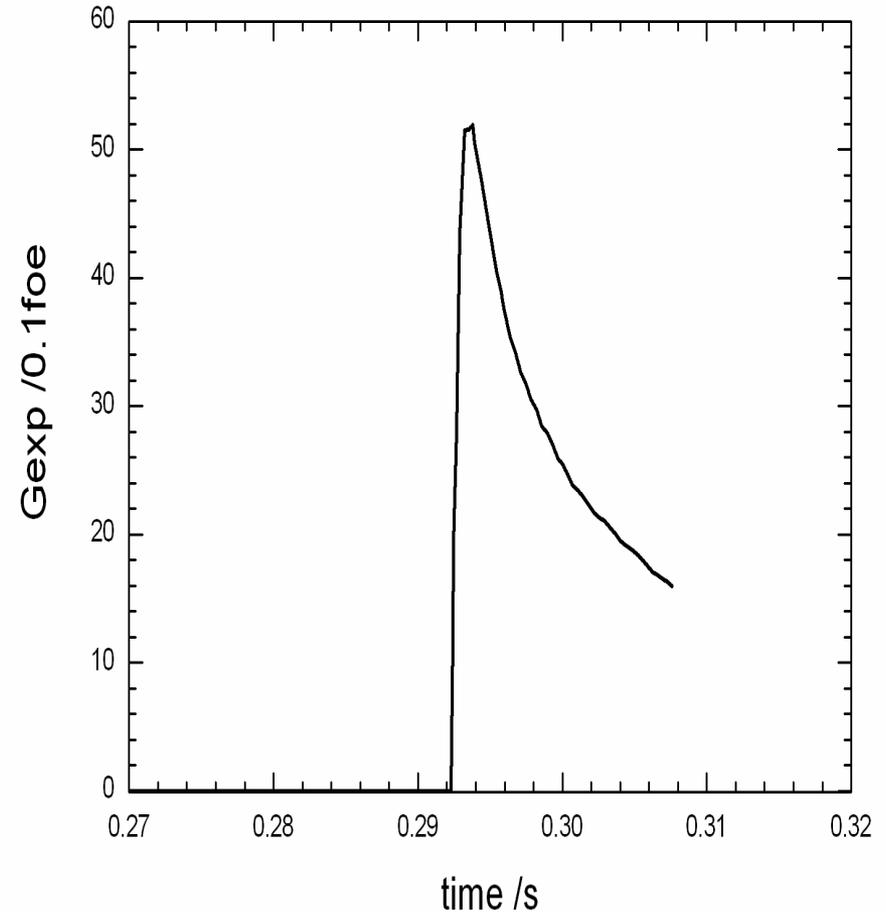
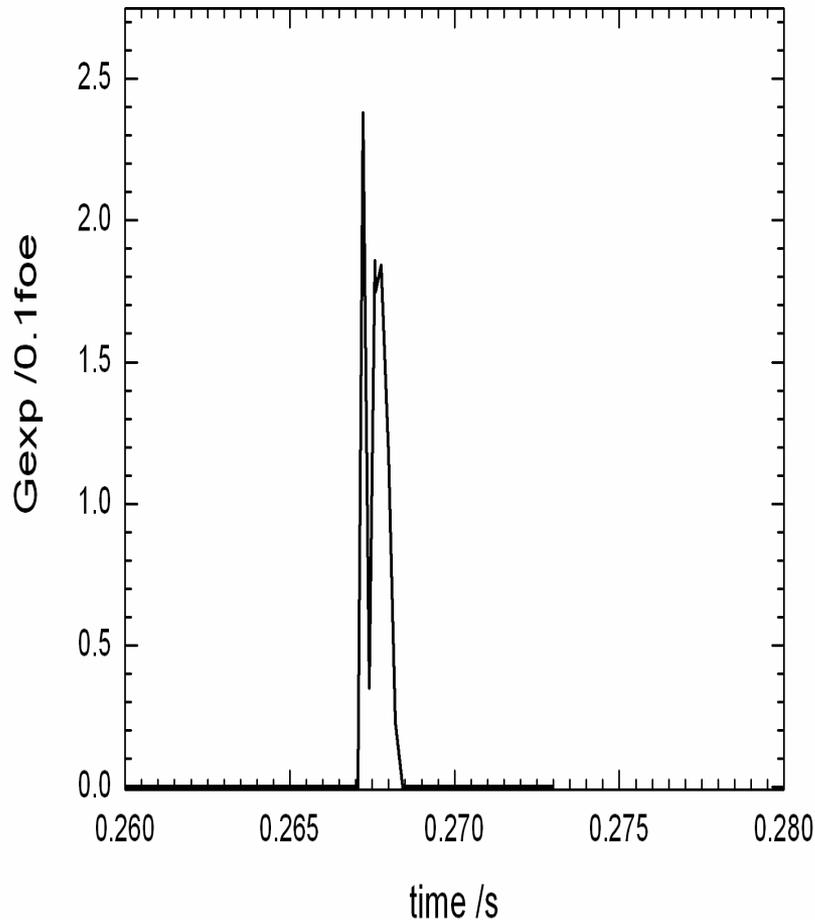
**Right:** improved simulation with the adjusted pressure gradient



## 2. Compare of the exploding energy

**Left: former simulation by Wang et al.**

**Right: improved simulation with the adjusted pressure gradient**





I.

天体物理学  
中的  
重大迷团

# 关于核心坍缩型超新星爆发的争论

**Buras et al., 2003, Phys. Rev. Lett., 90 No. 24, 241101**

**“Improved Models of Stellar Core Collapse and Still No Explosions: What is Missing?”**

**M.Liebendörfer, 2004, arXiv:astro-ph/0405029**

**“Fifty-Nine Reasons for a supernova to not Explode”**

**Woosley:**

**“如果利用更好的中微子物理、更加全面地考虑各种不对称因素(例如, 旋转、对流、磁场因素)和不稳定因素, 我相信再过几年, 超新星爆发的模拟计算可能会取得成功的”**

**(on the conference AwR V, Sep. 2005, at Clemson University, USA)**

# 超亮超新星(SLSN)

峰值光度的绝对星等： $M_{\max} < -21^m$

通常的超新星的峰值光度的绝对星等： $M_{\max} \geq -20^m$

东苏勃等人发现了迄今最亮的超亮超新星ASASSN-15lh (2015,9月):

爆发峰值光度后15天后它的光度仍然达到  $2.2 \times 10^{49} \text{ ergs/s}$

(它是已知的最亮超新星光度的两倍),4个月内它的辐射能量达到

$1.1 \times 10^{52} \text{ ergs/s}$

迄今, SNII、SNIb、SNIc、SLSN 的爆发机制仍然是谜。

SLSN爆发的能量如此巨大,更是茫然不知所措!

超新星前身星的质量(估算):

**SNII**

**SNIb**

**SNIc**

**SLSN**

**(8-25)  $M_{\odot}$**

**(30-60)  $M_{\odot}$**

**(70-100)  $M_{\odot}$**

**> (120-150)  $M_{\odot}$**

# 暗爆发的超新星

很弱的爆发:例如, Cas A (1668年)

最近Chandrax-ray卫星探测到银河系内在110年前爆发的超新星遗迹(G1.9+0.3,位于人马座, in the constellation Sagittarius) (距离我们约27,700光年,星云空间扩展达30光年)

暗爆发??

原因与爆发机制???

(有人猜测它是SNIa的遗迹,但有关专家认为观测资料太少,无法判断属于哪种类型)

# 地球内部核心熔融状态的热源问题

$$r_c \approx 2 \times 10^3 \text{ km} \quad \bar{\rho}_c \approx 13 \text{ g/cm}^3 \quad \bar{T}_c \approx 6 \times 10^3 \text{ K} \quad \bar{\mu} \approx (20-30)$$

$$\text{地球核心区蕴藏的总热量} \quad E_T \approx 0.7 \times 10^{37} \text{ ergs}$$

地球全部地壳向外输送热流的速率：

$$J_r \approx 4.7 \times 10^{20} \text{ ergs/s}$$

(Davies, J. H., & Davies, D. R. (2010).

“Earth's surface heat flux”. Solid Earth, 1(1), 5–24).

热传导时标：

$$t_{th} = E_T / J_r \approx 1.5 \times 10^{16} \text{ sec} \approx 0.5 \times 10^9 \text{ Yr}$$

**结论：地球核心区需要热源！**

放射性元素远远不能提供地球核心热熔状态的能源。地球内部温度六千度，也不可能点燃热核反应。需要另外寻求能源。

# 白矮星冷却之谜

绝大多数白矮星： $T_{eff} \approx (5,500K - 40,000)K$

白矮星典型半径： $R \approx 1 \times 10^4 km$

典型光度： $L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \approx 10^{31} ergs / s$

白矮星内部无核能源： $T_c \leq 10^7 K$

白矮星内部蕴藏的总热能： $E_T \approx 10^{47} ergs$

冷却时标： $t_{Cooling} < 0.5 \times 10^9 Yr$

问题:为何迄今没有表面温度低于3000K的晚M型和N型白矮星? 它们具体的热源是什么?

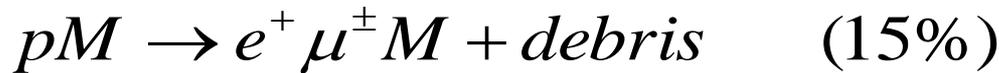
# § I. 磁单极

1931年 Dirac预言存在磁单极

20C. 70年代: t'Hooft 磁单极:  $m_m \approx 10^{16} m_p$        $m_m \approx (10^3 - 10^4) m_p$  ?

磁荷:  $g_m = 3hc / 2e = 9.88 \times 10^{-8}$  (c.g.s.)

RC效应: 磁单极催化核子衰变



$$\sigma \approx (10^{-25} - 10^{-26}) cm^2$$

磁单极含量:  $\zeta \equiv N_m / N_B$        $\zeta^{(0)} \leq 10^{-20 \pm 1}$  (Parker上限)

牛顿饱和值: 星体内物质对其聚集区表面处一个磁单极所受到来自星体中心的牛顿引力同它受到星体内部(相同极性的)总磁荷的磁Coulomb排斥力相平衡条件:

$$\zeta_s = Gm_B m_m / g_m^2 \approx 1.9 \times 10^{-25}$$

**• Strongly coupled plasma with electric and magnetic charges**

# 各类天体内部包含的磁单极数量

在宇宙早期物质处于高温等离子体状态，在磁单极同等离子体的强烈电磁相互作用下，相当数量的磁单极随着超巨质量不稳定的等离子体气体云坍缩到新形成的类星体与活动星系核(包括银河系中心天体)的核心区，这类天体可能包含较多的磁单极(达到牛顿饱和值)。

通常的恒星和行星，它们形成于坍缩的大质量中性氢云。由于磁单极同中性氢原子的相互作用非常微弱，因而极少的磁单极跟随中性氢云的坍缩而聚集在恒星或行星的核心。通常恒星和行星内部包含的磁单极主要是它们形成以后的一生中从宇宙太空中俘获来的。

在恒星和行星(包括地球)表面处截获的在空间飞行的磁单极数量(流量)：

$$\Phi_m = n_m v_m \approx 6 \times 10^{-19} \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4} c} \right) \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$
$$\approx 2.5 \times 10^{-4} \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4} c} \right) (100 \text{ m})^{-2} \cdot \text{Yr}^{-1}$$

流量太小，迄今地球上物理实验无法探测。

# 恒星(行星)一生中俘获太空中飞行磁单极的数量

恒星和行星在诞生以后,可以通过它们一生中从宇宙太空中俘获的磁单极数目。1985年我们就对它进行过估算,俘获的磁单极数目同恒星表面积成正比,也同年龄成正比。

$$N_m = 4\pi R^2 \Phi_m t = 1.1 \times 10^{21} \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4} c} \right) \left( \frac{R}{R_{Sun}} \right)^2 \left( \frac{t}{10^9 \text{ Yr}} \right)$$

$$N_m \approx 5 \times 10^{17} \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4} c} \right) \left( \frac{R}{6370 \text{ km}} \right)^2 \left( \frac{t}{4.5 \times 10^9 \text{ Yr}} \right)$$

地球形成以来一生中俘获的磁单极数目  $\leq 10^{18}$  个。

这些超重磁单极都集中在地球核心半径  $< 1 \text{ km}$  范围内。因此整个地幔、地壳、表面都不可能磁单极。这就是迄今所有物理实验未能探测到磁单极的真正原因。各类探测磁单极的否定性结果只能证实我们指出的在地球表层没有磁单极。

# RC光度

在磁单极聚集核心区,通过磁单极催化核子衰变反应(RC效应),产生的总光度:

$$L_m = (4\pi/3)r_c^3 n_m n_B \langle \sigma v_T \rangle m_B c^2 = N_m n_B \langle \sigma v_T \rangle m_B c^2$$

$$v_T = \sqrt{3kT/m_p}$$

按照这个统一的公式以及通过磁单极催化核子衰变反应(RC效应)作为能源来继续深入探讨天体物理学中一系列未知能量来源的谜团。例如:类星体与活动星系核(包括银河系中心天体)的能源问题、各类超新星爆发和 $\gamma$ 暴的爆发机制以及白矮星和地球核心的能量来源问题。

在天体核心中的微量磁单极很可能起作最为关键的重大作用。

# § III. 含有磁单极的活动星系核模型

问题(1983年): 如果粒子物理学中有关磁单极的观念及其RC效应是正确的, 它会对天体物理学带来什么重要的作用? 它们会产生哪些重要的观测效应?

利用磁单极催化核子衰变反应作为能源, 在30年前我们就提出了<含磁单极的活动星系核模型>, 主要思路:

- 1) 我们利用磁单极催化核子衰变为轻子作为类星体、活动星系核的主要能源来替代黑洞模型(周围的吸积流模型只是作为次要能源)。
- 2) 星系核心的超巨质量天体在其周围附近区域的引力效应类似于黑洞。

含有足够数量磁单极的超巨质量天体既无黑洞视界面、也无中心奇异性, 这是由于磁单极催化核子衰变反应的速率正比于物质密度的平方. 衰变出来的轻子与光子向外发射, 因此中心密度不可能趋向无穷大. 结合粒子物理学中的RC效应, 避免了经典广义相对论的黑洞理论呈现的中心奇异性问题.

# 我们模型的主要预言及其观测检验

对于银河系中心超巨质量天体,

我们模型的五个主要预言(2001):

1) 产生并发射大量正电子, 产生率约为  $6 \times 10^{42} e^+ / \text{sec}$

在银心方向呈现非常强的正、负电子湮灭谱线(0.511 MeV  $\gamma$  射线).

我们预言的正电子产生率在定量上被2003年高能天文观测相吻合。

(Astron. Astrophys. 411(2003)457-460)  $(3.4 - 6.3) \times 10^{42} e^+ / \text{sec}$

2) 同时发射能量高于0.511 MeV的高能辐射, 其积分总能量不仅远远高于正、负电子湮灭谱线的总能量, 也远远高于中心天体的热光度. 这个预言也同观测相吻合。

### 3)关于径向磁场(排它性)的预言

聚集在银心的超巨质量天体区域内的磁单极将产生强大的径向磁场,在天体表面(半径约为50 a.u.)处磁场强度约为(20~100) Gauss。

由于径向磁场强度随着距离平方成反比衰减,在  $r=0.12pc$  处,磁场强度约为(10~50) mG。

这个预言同测量的磁场下限值(8mG) (<Nature>,2013)

在定量上相当吻合。

这个预言是排它性的预言:只有我们的模型才能够产生,其它任何模型都将被排斥与否定。推论:

2013年在银心附近发现反常强的径向磁场。如此强大的径向磁场必然阻挡银心外围吸积盘的等离子体物质进入银心内区,因而从银心方向观测到的大量辐射(射电、红外、X-ray)不可能由吸积物质产生的。由此推断:来自银河系中心的辐射不可能由黑洞模型及其吸积盘产生的。银河系中心天体不是黑洞。

# 恒星一生中俘获太空中飞行磁单极的数量

恒星在诞生以后，可以通过它们一生中从宇宙太空中俘获的磁单极数目。俘获的磁单极数目同恒星表面积成正比，也同年龄成正比。

$$N_m = 4\pi R^2 \Phi_m t = 1.1 \times 10^{21} \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4} c} \right) \left( \frac{R}{R_{Sun}} \right)^2 \left( \frac{t}{10^9 \text{ Yr}} \right)$$

被俘获的超重的磁单极聚集在星体的核心区域内，

磁单极聚集的浓度仍然是  $n_m = \zeta_s n_B^{(c)}$   $\zeta_s \approx 1.9 \times 10^{-25}$

核心区半径：

$$r_c \approx \left[ \frac{3}{4\pi} \left( \frac{N_m}{\zeta_s n_B^{(c)}} \right) \right]^{1/3} \approx 0.9 \times 10^3 \left[ \left( \frac{N_m}{10^{23}} \right) \left( \frac{n_B^{(c)}}{n_{nuc}} \right)^{-1} \right]^{1/3} \text{ cm}$$

磁单极聚集的核心区物质总质量：

$$M_m = N_m m_m \approx 10^{16} m_p N_m \approx 10^{-8} N_m \text{ gm}$$

虽然它占星体总质量的极其微小部分，但是它通过 RC 效应（磁单极催化核子衰变反应）所提供的光度（简称为 RC 光度）可能非常巨大，它取决于天体中心区域的物质密度。

# 超新星爆发的具体物理原因与条件

超新星的RC光度  $L_m = \frac{4\pi}{3} r_c^3 n_m n_B \langle \sigma v \rangle m_B c^2 = N_m n_B \langle \sigma v \rangle m_B c^2$

$$L_m \approx 2.8 \times 10^{42} a \left(\frac{\xi}{10^2}\right) \left(\frac{n_B^{(c)}}{n_{nuc}}\right) \left(\frac{T_c}{10^{11} K}\right)^{1/2} \text{ ergs/s} \quad a = \left(\frac{R}{10R_\odot}\right)^2 \left(\frac{t}{1 \times 10^7 \text{ Yr}}\right)$$

当星体核心坍缩时，如果RC光度超过Eddington光度不多，就不会出现猛烈的爆发，但可能呈现出很弱的爆发(例如, Cas A, 以及最近Chandra卫星探测到银河系内在110年前爆发的超新星遗迹(暗爆发), 只有当RC光度远远超过整个星的 Eddington 光度时,  $L_m \gg L_{Edd}$  才能导致整个星体爆发, 即

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c G M}{\kappa} \approx 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{\kappa}{0.4}\right)^{-1} \left(\frac{M}{M_{Sun}}\right) \text{ ergs/s}$$

•超新星强爆发条件:  $L_m \geq b L_{Edd} \quad (b = 10 - 10^2)$

$$\frac{n_B^{(c)}}{n_{nuc}} \geq 7.3 \times 10^{-2} \frac{1}{a} \left(\frac{b}{10}\right) \left(\frac{M}{20M_{Sun}}\right) \left(\frac{\xi}{10^2}\right)^{-1} \left(\frac{T_c}{10^{11} K}\right)^{-1/2} \quad \bullet(\text{爆发瞬间})$$

•超新星峰值光度  $L_m \geq 2.0 \times 10^{41} \left(\frac{b}{10}\right) \left(\frac{M}{20M_\odot}\right) \text{ ergs/s}$

(续)

随着SNII、SNIb、SNIc、SLSN序列，超新星前身星是质量的增长，它们的 Eddington 光度增长。为了能够使它们爆发，达到所需要的RC光度，超新星的坍缩核心必须压缩到  $10^{-2}n_{nuc}$  或密度更大(接近甚至超过原子核密度的程度)

在大质量恒星坍缩过程中，由于高密度下铁族元素迅速电子俘获过程致使自由电子数目和简并电子气体压强迅速下降，核心坍缩过程接近于自由坍缩过程(向内坍缩速度约为自由坍缩速度的一半)，质量愈大的恒星，这种自由坍缩速度愈快，星体核心压缩得愈紧密，使得  $n_B^{(c)}/n_{nuc}$  愈大，RC光度愈高。由此可以得出结论:随着SNII、SNIb、SNIc、SLSN序列，超新星前身星质量的增长，导致超新星爆发的光度大致同超新星前身星的质量成正比。这基本上符合大家公认的观念。

# 超新星爆发以后

超新星爆发瞬间，天体核心物质密度接近或超过原子核密度，聚集在核心中的磁单极催化核子衰变反应产生的RC光度及其辐射压非常巨大，使得包括星体核心在内的整个星体物质(处于高温等离子体状态)向外抛射。核心区域的磁单极通过电磁相互作用也随着等离子体物质向外抛射。星体核心区域物质密度急剧下降，核心区磁单数目也下降，因此RC光度及其辐射压强将会大幅度降低。此后那些抛射速度低于逃逸速度的物质(包括一些磁单极)开始向星体中心回落。它使得星体中心的物质密度再次较快地增长。星体核心内的磁单极仍然持续不断地催化核子衰变产生RC光度和相应的辐射压，抗拒着回落物质的坍塌。由于RC光度  $L_m \propto \zeta_s (n_B^{(c)})^2$ ，中心物质密度不仅不可能趋向于无穷大，而且将会远远低于核密度(否则将出现再次爆发。残留的星体最后终于会达到某种稳定的平衡状态:它内部核心磁单极催化核子衰变产生RC光度必定远远低于这个残留星体的Eddington光度。

# 残留的中子星

$$1.3 \times 10^{38} \left(\frac{\kappa}{0.4}\right) \left(\frac{M}{M_{Sun}}\right) \gg L_m = \frac{4\pi}{3} r_c^3 \zeta_s (n_B^{(c)})^2 \langle \sigma v \rangle m_B c^2$$
$$\implies \frac{n_B^{(c)}}{n_{nuc}} \ll 1 \times 10^{-2} \left(\frac{N_m}{10^{23}}\right)^{-1} \frac{M}{M_{Sun}}$$

• 当残留的星体处于平衡状态时，RC光度大大降低到甚至不能使 $r_E$ 以外的物质向外驱动。这时，很厚的外层物质因强大引力作用使得物质压缩到原子核密度，形成中子星或大质量(甚至超大质量)中子星。总之，由于核心RC效应催化核子衰变反应作为能源，质量再大的中子星也不会坍缩成黑洞。

• 超新星爆发后存留的残骸是类似于中子星的一种天体：中心最内部核心的物质密度不高，由于残存的磁单极持续不断地催化核子衰变，提供能源、产生强大的辐射压，使得这个天体不会坍缩成黑洞。我们的分析可以得到另外的重

# 引力波事件是否同 $\gamma$ 暴事件成协?

- Advanced LIGO 引力波事件 GW150914: (2016年2月12日宣布)
- LIGO 的天文学家是利用质量分别大约为  $36_{-4}^{+5} m_{Sun}$  &  $29_{-4}^{+4} m_{Sun}$  的两个黑洞碰撞的模型去拟合产生引力波，两个黑洞并合 (merge) 后形成质量约为  $62_{-4}^{+4} m_{Sun}$  的黑洞。释放的引力波总能量约为  $3_{-0.5}^{+0.5} m_{Sun}$
- 2月16日美国 Fermi GBM 的暴探测小组报道: 在引力波探测的时间内，在引力波的方向上，几乎同时 (0.4sec 后) 探测到 50KeV 的微弱短暴事件 (持续时间为 1 秒钟)。从 (1keV-10MeV) 波区内非热辐射的光度为  $10^{47} \text{ erg/s}$ 。
- 他们认为这个暴事件与 LIGO 引力波事件 GW150914 成协。
- 2月23日 M. Lyutikov 的论文: 对这次引力波事件与暴事件成协性提出了不同的看法。作者第一个论据是另一个 X-ray 空间探测器 INTEGRAL 并未探测到与引力波事件成协的暴事件 (INTEGRAL X-ray 空间探测器在 50keV 能区的灵敏度太低)。作者主要详细分析了黑洞及其周围吸积等离子体流环境下各种可能的电磁辐射产生机制, 发现观测到的光度 ( ) 远远高于所有黑洞有关机制产生的光度好几个数量级。
- 作者认为, *Fermi GBM Observations* 观测到的暴事件与 *LIGO Gravitational Wave event GW150914* 可能仅仅只是在时间上和方向上的巧合, 它们可能是互相无关的

# 引力波事件-短 $\gamma$ 暴-FRB事件成协?

单纯两个黑洞相撞并合,只会产生引力波,不可能同时产生 $\gamma$ 暴。

我们的模型:有可能成协。

$$L_m = (4\pi/3)r_c^3 n_m n_B \langle \sigma v_T \rangle m_B c^2 = N_m n_B \langle \sigma v_T \rangle m_B c^2 \\ \approx 2.6 \times 10^{44} \left( \frac{N_m}{10^{25}} \right) \left( \frac{n_B^{(c)}}{n_{nuc}} \right) \left( \frac{\sigma}{10^{-26} \text{ cm}^2} \right) \left( \frac{T}{10^{11} \text{ K}} \right)^{1/2}$$

当两个磁单极的大质量中子星,如果包含的磁单极数目达到 $10^{25}$ 个,它们相撞并合时,当中心物质密度远远超过原子核密度,达到 $10^5 n_{nuc}$ 时通过RC效应可以产生高达 $10^{49} \text{ ergs/s}$ 的光度并产生(短) $\gamma$ 暴。

短 $\gamma$ 暴发生在引力波出现后的很短时间内。

$\gamma$ 暴同时(通过磁单极催化核子衰变过程)发射大量带电粒子。当天体旋转时(由磁单极产生的)径向磁场,不仅(因Lorentz效应)诱导产生电场使这些带电粒子加速,而且径向磁力线也会因天体旋转而偏转。沿着稍微偏转或弯曲磁力线方向出射的带电粒子会辐射射电波,这可能随后又产生快速射电波暴(FRB)。

我们正式预言,未来的引力波探测,如果果真再次出现成协的 $\gamma$ 暴

事件,它就可能是磁单极存在的的第二种关键性实验。

4)如果我们假设在离地球50Mpc范围内所有活动星系核中心都是这类含有饱和磁单极的超巨质量天体,则它们可能是观测到的极端超高能(能量达到  $10^{21} eV$ )宇宙线的源泉。

5)我们预言了在银心的超巨质量天体表面温度约为120 K.同它相应的热辐射能谱的峰值约为  $10^{13} Hz$  (位于亚毫米波段),

这同近年来的天文观测结果(  $10^{12} Hz$  )相当接近。

Falcke H., and Marko S. B., 2013, "Towards the event horizon - the supermassive black hole in the Galactic Center", arXiv:1311.1841v1 [astro-ph.HE], 7 Nov. 2013

**反常强的径向磁场观测可能具有两个重大意义:**

- 1)银河系中心附近发现反常强磁场的事实可能是磁单极存在的强烈天文观测证据. 我们的<含磁单极活动星系核模型>有可能是合理的。
- 2)来自银河系中心方向的辐射不可能是迄今流行的“黑洞及其吸积盘模型”产生的

# 地球的RC光度

$$R = 6370\text{km} \quad t = 4.5 \times 10^9 \text{Yr}$$

$$N_m \approx 5 \times 10^{17} \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4}c} \right) \left( \frac{R}{6370\text{km}} \right)^2 \left( \frac{t}{4.5 \times 10^9 \text{Yr}} \right)$$

$$L_m \approx 10^{19} \left( \frac{\sigma}{10^{-26}\text{cm}^2} \right) \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4}c} \right) \left( \frac{R}{6370\text{km}} \right)^2 \left( \frac{t}{4.5 \times 10^9 \text{Yr}} \right) \quad \text{ergs/s}$$

$$\approx 10^{19} \xi \quad \text{ergs/s}$$

$$\xi = \left( \frac{\sigma}{10^{-26}\text{cm}^2} \right) \left( \frac{\zeta_m^{(0)}}{\zeta_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4}c} \right)$$

• 地球全部地壳向外输送热流的速率  $J_r \approx 4.7 \times 10^{20} \text{ergs/s}$

$$\xi \approx 50$$

# 白矮星的RC光度

$$N_m \approx 1 \times 10^{20} \left( \frac{\xi_m^{(0)}}{\xi_s} \right) \left( \frac{n_B^{(0)}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{v_m}{10^{-4} c} \right) \left( \frac{R}{2R_{Sun}} \right)^2 \left( \frac{t}{5 \times 10^8 \text{ Yr}} \right)$$

$$L_m \approx 10^{29} \xi \left( \frac{R}{2R_{Sun}} \right)^2 \left( \frac{t}{5 \times 10^8 \text{ Yr}} \right) \text{ ergs / s}$$

• 为了维持白矮星的辐射光度(典型值)  $L_{rad} \approx 10^{31} \text{ ergs / s}$

•  $\rightarrow \xi \left( \frac{R}{2R_{Sun}} \right)^2 \left( \frac{t}{5 \times 10^8 \text{ Yr}} \right) \approx 10^2$

• 如果我们选取地球值:  $\xi \approx 10^2 \quad \rightarrow \left( \frac{R}{2R_{Sun}} \right)^2 \left( \frac{t}{5 \times 10^8 \text{ Yr}} \right) \approx 1$

• 实际的白矮星辐射光度  $L_{rad} \approx (10^{29} - 10^{33}) \text{ ergs / s}$

• 对白矮星前身星条件的限值  $\left( \frac{R}{2R_{Sun}} \right)^2 \left( \frac{t}{5 \times 10^8 \text{ Yr}} \right) \approx (10^{-2} - 10^2)$

# 结论

我们仅利用磁单极的空间流量和磁单极催化核子衰变(RC效应)这两个观念(利用1985年我们论文中的公式),获得一个星体的RC光度(即通过磁单极催化核子衰变的反应产生的能量产生率)公式,统一地解释了地球核心的热能源、白矮星内部所需要的热能来源、SNII、SNIb、SNIc、SLSN等各类超新星和 $\gamma$ 暴的爆发机制。并且合理地解释Fermi  $\gamma$  射线暴监测(GBM)卫星探测到短 $\gamma$ 暴事件同2015年9月LIGO引力波事件GW150914可能成协的事件。

它们显示了磁单极观念以及RC效应具有相当的合理性。

我们相信,我们的**磁单极驱爆超新星等天体能源的统一模型**将来必定会引起国际主流的关注,也必将引发国际上重新掀起磁单极热。

C)

I<sub>a</sub> 型超新星( SNIa)

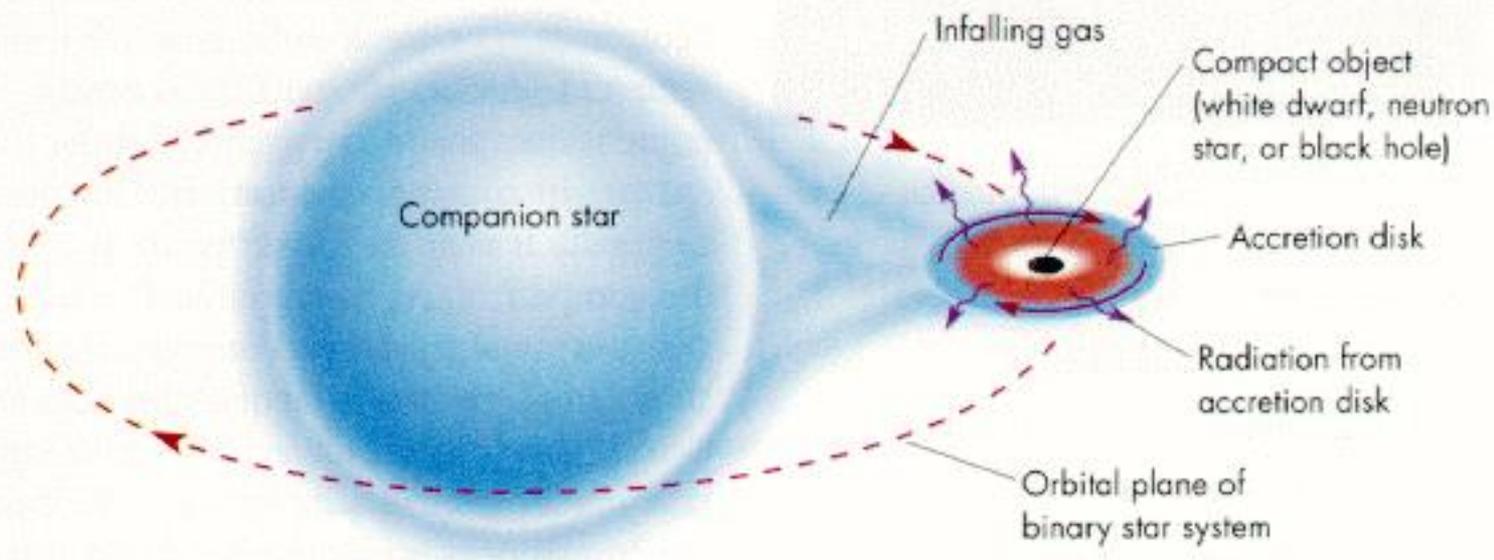
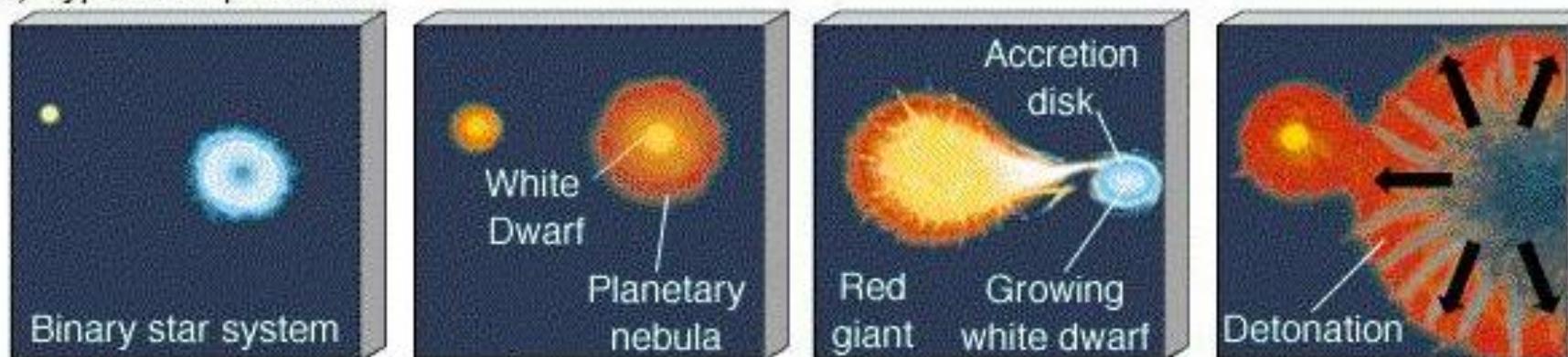
爆发机制

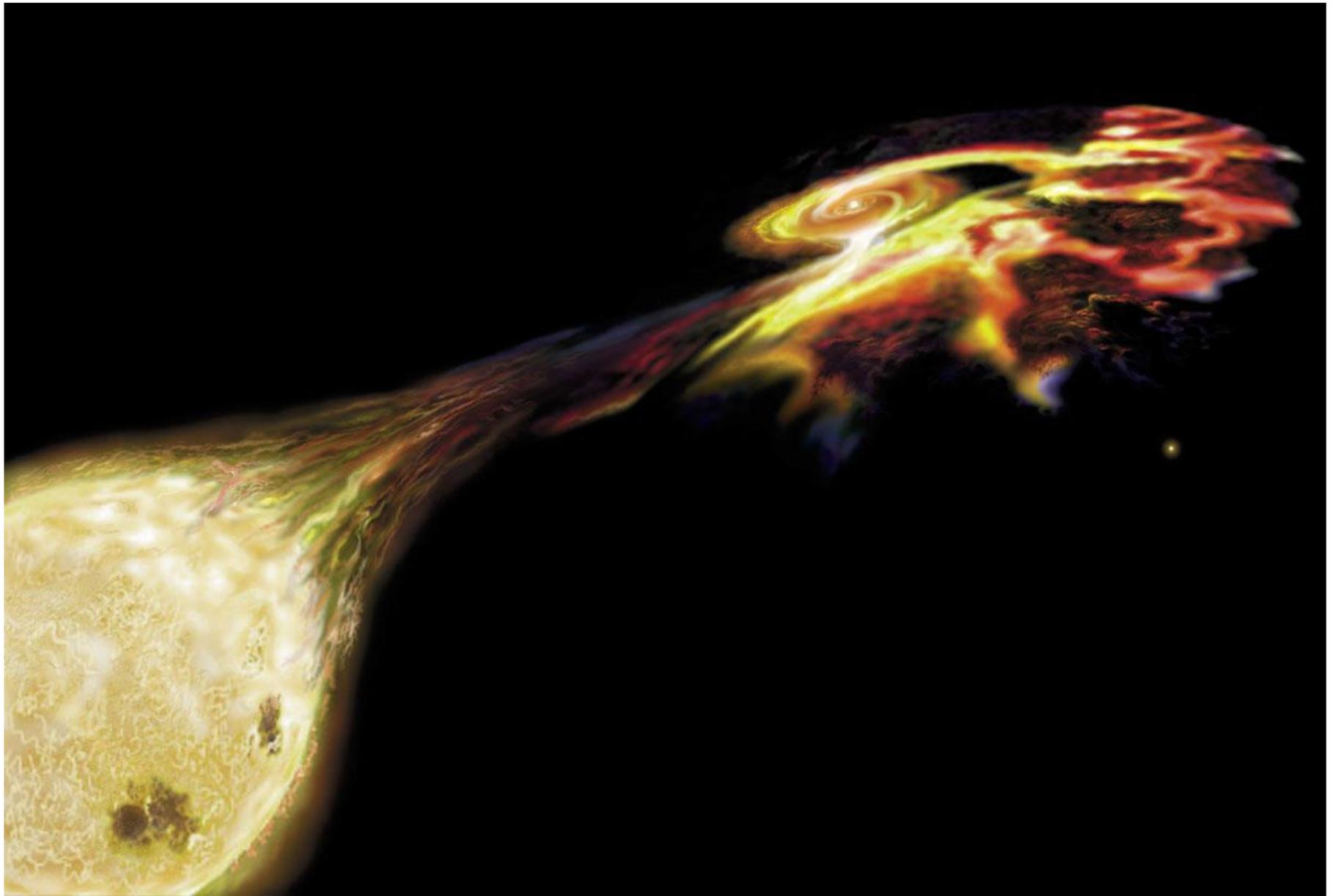
与

研究中的疑难问题

# I<sub>a</sub>型超新星-吸积白矮星的热核爆炸型超新星

(a) Type -I Supernova





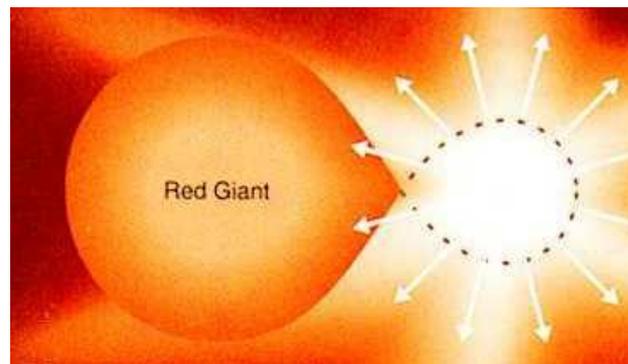
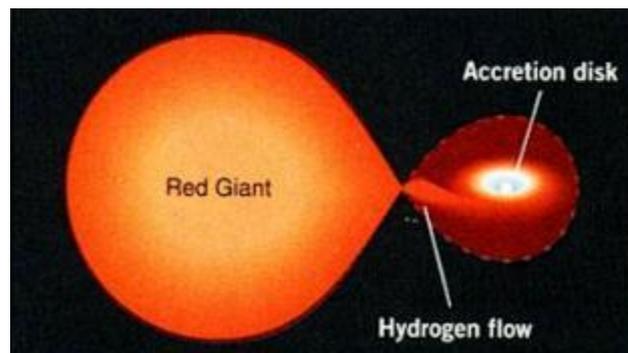
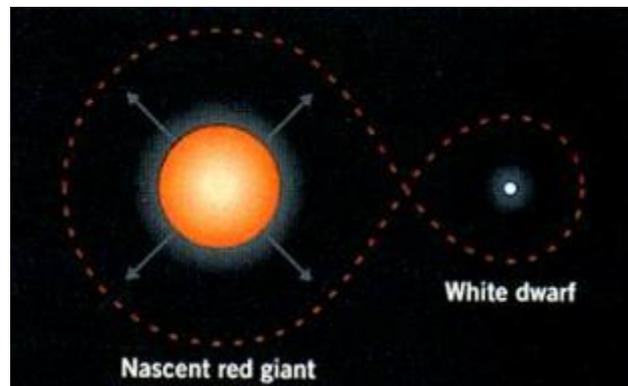
## Ia型超新星

伴星为红巨星.

$$\dot{M} > 10^{-7} M_{\text{sun}} / \text{yr}$$

超新星爆发的极大光度达到  
 $\sim 10^{10} L_{\odot}$ 。由于Ia型超新星  
非常明亮且极大光度值稳定，  
它们通常用来作为  
测量遥远天体的标准烛光。

Ia SN 是宇宙中规模最  
大的热核爆炸



# I<sub>a</sub>型超新星爆发机制

- 密近双星系统大质量吸积白矮星：

吸积率： $dM/dt \sim (10^{-9}-10^{-6}) M_{\odot} / \text{年}$

当白矮星的质量增长达到Chandrasekhar临界质量

$$M_{\text{ch}} = 5.86 Y_e^2 M_{\odot}$$

时, 广义相对论效应致使整个星体(引力)坍缩。

(电子俘获过程加速星体坍缩)

在急速坍缩过程中, 密度、温度急剧增长。

(但等离子体中微子发射过程延缓温度增长)。

当达到爆炸性核燃烧条件时, 立即点燃爆炸性C燃烧, 核燃烧波迅速向外传播。从亚声速的爆燃波演变为超声速的爆轰波, 爆炸性C燃烧则演变为爆炸性的(不完全)Si燃烧。它使得整个星体向外爆炸, 几乎不遗留致密残骸。

# I<sub>a</sub> 型超新星 (SNI<sub>a</sub>) 爆发原因

当吸积白矮星质量超过极限质量(Chandrasekhar 质量):

$$M > M_{ch} = 5.84 Y_e^2 M_{Sun}$$

$$\rho_c^{(GR)} > 2.6 \times 10^{10} \text{ g / cm}^3$$

广义相对论效应(引力明显超过牛顿引力)引起吸积白矮星坍缩。

在白矮星坍缩过程中, 密度、温度急剧上升。当温度上升到 $2 \times 10^8 \text{ K}$

以上时, 点燃爆炸性的C燃烧, 导致热核爆炸型超新星。

即导致SNI<sub>a</sub> 爆发的主要因素是广义相对论效应。

整个星体热核爆炸, 全部炸光。中心不遗留致密残骸。

爆炸抛射物(  $\sim 10^4$  公里/秒) 向外扩张逐渐形成星云状的超新星遗迹。

SNI<sub>a</sub> 爆炸抛射物的主要产物:  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$

(  $m(\text{Fe}) \sim (0.6-1.25) m_{\odot}$  )

# 星体热核爆炸

- 核反应的点火条件:

1) 核燃烧产能率超过(等离子体激元发射的)中微子能损率

$$d\varepsilon_{\text{nuc}} / dt > d\varepsilon_{\nu} / dt$$

2) 温度达到核反应点火温度

$$T > T_{\text{nuc}} \sim \alpha E_{\text{库仑}} / k_B, \quad (\alpha \sim (0.05 - 0.1)\%)$$

$$E_{\text{库仑}} = Z_1 Z_2 e^2 / R_{\text{nuc}} \approx 20(Z_1 Z_2 / A^{1/3}) \text{ MeV}$$

一旦核反应点火 \* 局部失控热核反应(白矮星简并物质特性)

亚声速爆燃波(向外传播) \* 超声速爆轰波

爆炸性C燃烧 \* 爆炸性(不完全) Si 燃烧 \* 铁族元素

整个星体热核爆炸条件:(基本炸光, 不遗留致密残骸)

1)  $\tau_{\text{nuc}} < \tau_{\text{HD}} \sim \tau_{\text{ff}} \sim 4.46 \rho_{10}^{1/2} \text{ ms}$

2)  $\varepsilon_{\text{nuc}} \approx (d\varepsilon_{\text{nuc}} / dt) \cdot \tau_{\text{nuc}} > E_B \sim GM^2 / R \sim 3 \times 10^{51} \text{ erg}$

人们在SN Ia 模拟计算时, 采用  $\rho_c \approx 3 \times 10^9 \text{ g/cm}^3$ ,  $T_c \approx 2 \times 10^8 \text{ K}$  时C燃烧点火, 迅速发展成为失控C燃烧。

# SN I<sub>a</sub> 疑难问题: 1. 前身星???

1)  $M(\text{WD}) \leq M_{\text{ch}} = 5.86 Y_e^2 M_{\odot} \sim 1.38 M_{\odot}$  (C-O白矮星)

$R(\text{WD}) \sim 1600 \text{ km}$

2) 吸积率 (吸积率条件要求适中)

$dM_{\text{H}}/dt \leq 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$  — 新星爆发 (表面壳层爆炸性氢燃烧)

$dM_{\text{H}}/dt > 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  — 出现氢燃烧壳层而形成红巨星包层

(它逐渐将白矮星同其伴星结合在一起 — 共生星)

$dM_{\text{H}}/dt > (dM_{\text{H}}/dt)_{\text{Edd}} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$  — 直接形成共生星

$dM_{\text{H}}/dt \sim (10^{-9}-10^{-6}) M_{\odot}/\text{yr}$  / SN I<sub>a</sub>

问题: 共生星能否导致 SN I<sub>a</sub>? 或

导致白矮星直接坍缩成中子星而不呈现剧烈的超新星爆发?

3) 光谱分析发现:

双星中大质量白矮星 ( $M \sim 1.30 M_{\odot}$ ) 几乎都是 O-Ne-Mg 白矮星 (约占白矮星总数的1/4)。而目前 SN I<sub>a</sub> 理论中标准模型是爆发的 C-O 白矮星。吸积的 O-Ne-Mg 白矮星最后结局是 SN I<sub>a</sub> 的爆发? 或是坍缩成中子星? 尚在研究与争论之中。

# SN Ia 疑难问题: 2. 白矮星核心晶体状态???

白矮星物质呈现为晶格点阵的固体状态。

$$\Gamma = Z^2 e^2 / (akT) \quad (\text{库仑相互作用能/热运动能})$$

$a$ : 晶格常数(离子间平均距离),  $n_e$ : 自由电子数密度

$$n_e (4 \rho / 3) a^3 = 1, \quad n_e = N_A \rho / \mu_e, \quad (\text{电子平均分子量}) \mu_e = Y_e^{-1}$$

当  $\Gamma > \Gamma_c \sim 155$  时 (完全电离) 等离子体物质固体化。

C-O混合固体物质三种可能的状态:

- 1) C, O 处于分离状态: O集中在核心区, C集中在外围区域。
- 2) C, O 处于相互混合状态: 无序晶体
- 3) C, O 处于相互混合状态: 有序晶体

1989年研究表明: 微观上C,O分离所消耗能量低于总能量的1%。现有的研究无法判断C, O是否分离, 更无法断定处于何种类型晶体。问题的严重性: 不同类型的固体状态决定了坍缩白矮星核心碳燃烧点火的不同方式, 甚至决定星体最后是整体爆炸还是继续坍缩(形成中子星)的关键问题。

# SNI<sub>a</sub> 疑难问题: C燃烧点火地点和核反应类型??

## 问题:

### 1) C燃烧点火地点位于星体中心以外某处 (center-off)

(原因: 等离子体的中微子发射率随物质密度增长而迅速增加, 因而坍缩白矮星的中心温度增长较慢)

### 2) 点火的热核反应类型?

a) 通常的热核反应 (原子核之间的碰撞是由通常的热运动能量提供)

b) 致密物质核反应 (Pycnonuclear reaction)

(原子核之间的碰撞是由晶格点阵的零点振动能提供的)

## 核反应类型同C-O混合状态密切相关:

### 1) 无序C-O合金情形:

如果  $\rho_c \approx (2-3) \times 10^9 \text{g/cm}^3$ ,  $T_c \approx 2 \times 10^8 \text{K}$  → 通常热核反应

如果  $\rho_c \approx (0.95-1.5) \times 10^{10} \text{g/cm}^3$ ,  $T_c \approx 1 \times 10^9$  → 致密物质核反应

(白矮星中心密度迄今仍作为自由参量调节)

# SN I<sub>a</sub> 疑难问题3 (续)

## 2) C-O有序合金情形

C燃烧的点火被推迟到相当高密度时才出现。

在丰度 $X(O) > X(C)$  情形下不会发生  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  反应，

只出现  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  及  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  反应。

如果  $\rho_c \approx 2 \times 10^{10} \text{g/cm}^3$ ，则  $^{16}\text{O}$  原子核上电子俘获过程大量进行，促进星体进一步坍缩，核燃烧点火推迟到更高密度下，出现致密物质核反应。

## 3) C-O分离情形：(内核为O，外围为C)

一旦在交界面外的C燃烧点火，它释放的大量能量将使其温度远高于更外面区域，引起Schwartzschild对流。对流驱动的Urca过程可能导致复杂结果。

D)

利用 $\text{SNI}_a$  的观测

确定

遥远宇宙的距离

# Einstein的静态宇宙模型

1915年Einstein建立广义相对论

物质 $\Leftrightarrow$ 引力 $\Leftrightarrow$ 时空弯曲

1917年，Einstein将广义相对论引力场方程应用于宇宙的结构。在假设宇宙是无限大的、均匀的前提下，Einstein发现方程的解是不稳定的，表明宇宙要么在膨胀或者要么在收缩。

为求出引力场方程的均匀的和各向同性的静态解，Einstein加入一个起斥力作用“**宇宙常数**” $\Lambda$ 项，得到一个静态宇宙模型。

1922年，俄国数学家A. Friedman求得不含“宇宙常数”项的引力场方程的均匀的和各向同性的通解。

在这个模型中宇宙是膨胀的，**膨胀宇宙的演化取决于宇宙中的物质自引力或密度  $\rho$  的大小。**

# 宇宙密度

现在时刻宇宙的临界密度为（取 $k$ 为零）

$$\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}$$

由此可构造密度参量

$$\Omega_M = \frac{\rho}{\rho_{cr}} = \frac{8\pi G \rho}{3H_0^2}$$

$$\Omega_k = -\frac{kc^2}{H_0^2 a_0^2}$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$$

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \approx 1.0 \times 10^{-10} h \text{ yr}^{-1}$$

其中 $H_0$ 为Hubble 常数。

$$h = 0.5 - 0.8$$

下标零表示现在时刻的物理量。  
最近研究结果:  $h = 0.71$

令  $\Omega = \Omega_M + \Omega_k + \Omega_\Lambda$

$\Omega > 1$       封闭宇宙( $k > 0$ )

$\Omega = 1$       平直宇宙( $k = 0$ )

$\Omega < 1$       开宇宙( $k < 0$ )

现代天文观测：（现在时刻）

$$\Omega = 1$$

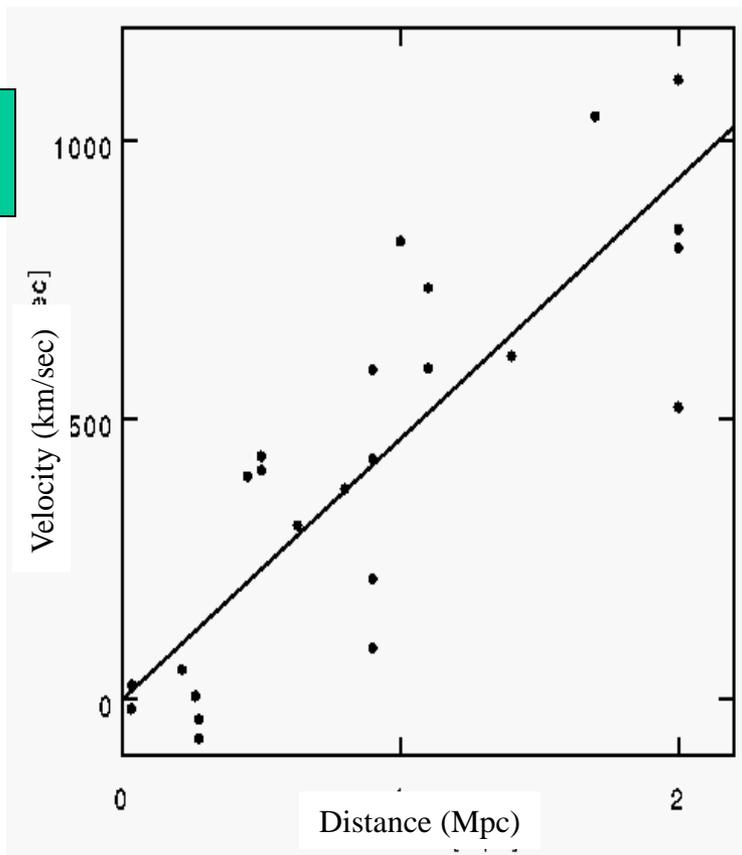
$$k = 0$$

（平直空间）

1929年，哈勃仅用24个星系的观测资料，做出了距离与视向速度的关系图。

**Hubble定律**  $V_r = H_0 r$

- 星系退行速度和星系距离成正比
- 所有的天体在远离我们而去，宇宙在膨胀。
- 宇宙的年龄是有限的，它有一个起点(宇宙热大爆炸)



假设宇宙匀速膨胀（速度不随时间发生变化），由此可以得到星系退行的时间，

$$t = D / V = 1 / H_0 \approx 150 \text{ 亿年} \quad (\text{Take } H_0 \approx 65 \text{ km/s/Mpc})$$

## 由SN Ia定距离

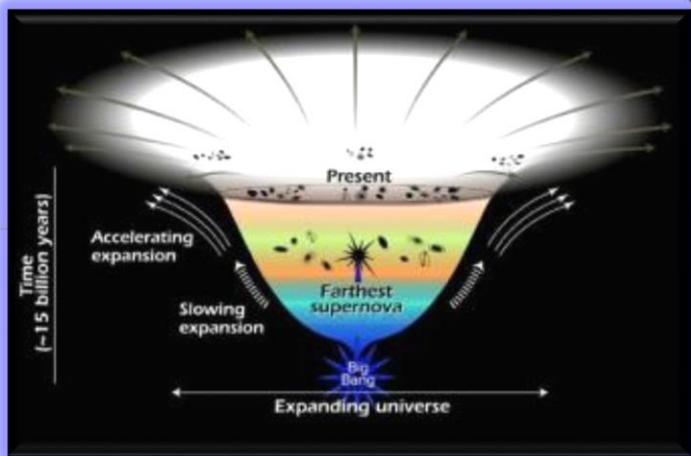
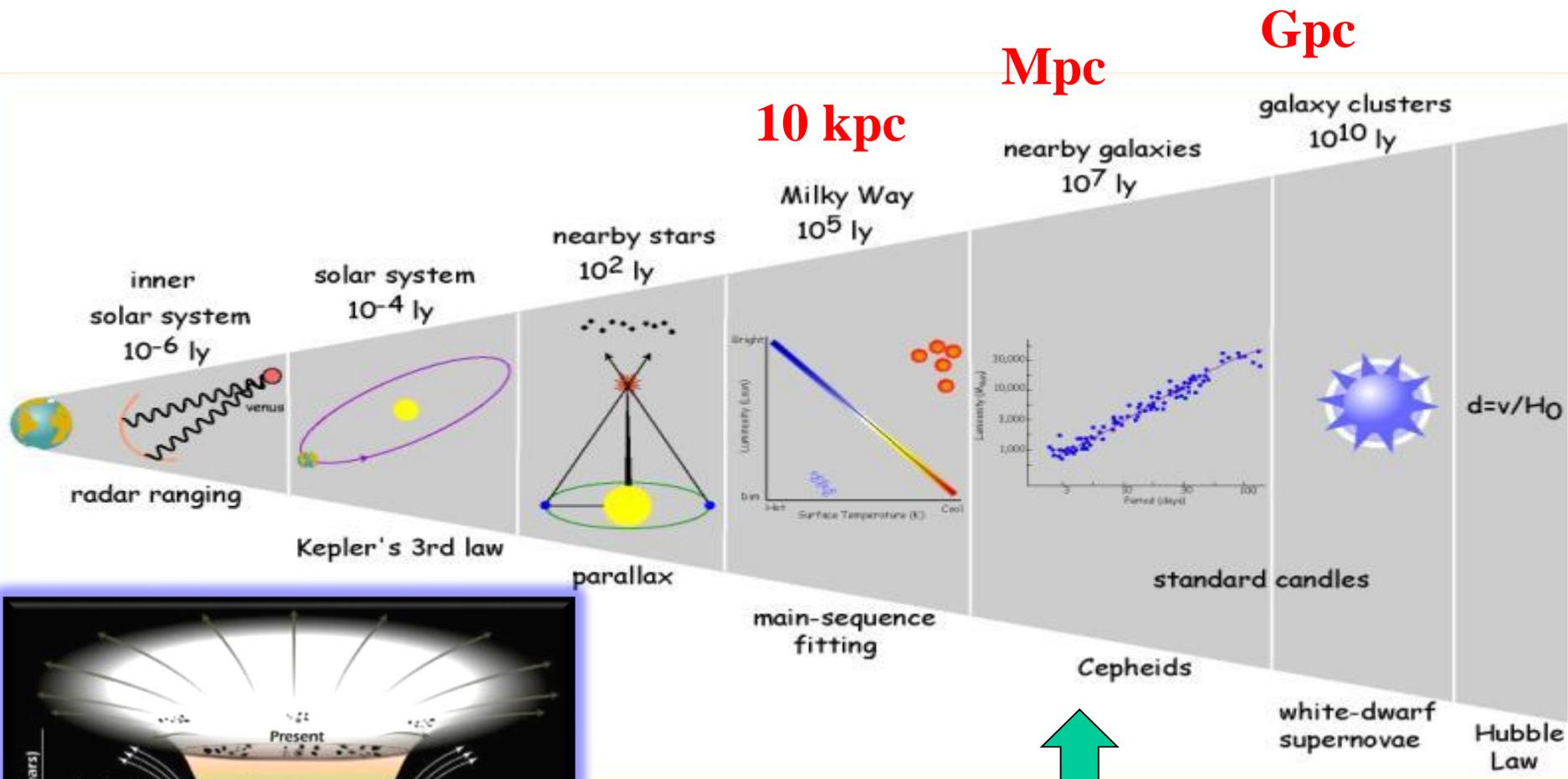
Ia 型超新星可以作为标准烛光 ( *Standard Candle* )

Chandrasekhar 质量极限的意义:

1. 目前观测到的所有白矮星的质量都应该小于 $1.4 M_{\odot}$ 。  
(被证实)。
2. 所有的矮星在超新星爆发时都应具有相同的质量  
( $1.4 M_{\odot}$ )。
3. 所有的白矮星的超新星爆发 (SN Ia) 时都应具有相同的最大光度。
4. 一旦从一个爆发事件确定了SN Ia的光度, 我们能用这个光度来确定所有的SN Ia的距离 ( ? )。因此SN Ia 可以作为确定距离的**标准烛光**。

**事实上SN Ia的爆发机理远非这么简单!**

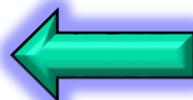
# 测定距离的方法



宇宙距离阶梯

造父变星

SN Ia



# 宇宙学中的标准烛光 — SNI<sub>a</sub>

$$M \rightarrow M_{ch} = 5.84Y_e^2 M_{Sun} \quad \Rightarrow \text{SNI}_a$$

各个SNI<sub>a</sub> 光极大时的光度几乎相同，可以当作标准烛光  
视亮度=光度(真亮度)/D<sup>2</sup>

$$4\pi D^2 = \frac{\text{SNI}_a \text{ 光极大时的光度}}{\text{SNI}_a \text{ 光极大时的视亮度}}$$

由天文（测光）观测可以测定SNI<sub>a</sub> 光极大时的视亮度（视星等）

⇒ 测定极遥远星系的距离

# SN I<sub>a</sub> 探测的宇宙学意义

- SN I<sub>a</sub> 光变曲线的重要特征:

- 几乎所有的SN I<sub>a</sub> 光变曲线形状以及光谱都非常相似

- 观测发现所有的SN I<sub>a</sub>在光极大时的绝对星等都相近: **标准烛光**

$$\log_{10} L \quad M_{\text{绝对星等}} \approx -20^m \quad ; \quad M_{\text{绝对星等}} = -2.5$$

即, 所有的SN I<sub>a</sub>在光极大时的光度(L)都几乎相等。

- 原因: 所有的SN I<sub>a</sub> 都是当吸积白矮星的质量增长Chandrasekhar 临界质量  $M_{\text{ch}} = 5.86 Y_e^2 M_{\odot}$  条件下呈现爆发。引力束缚能相同。反映了它们爆炸时热核燃烧性质及爆燃(爆轰)波传播性质相近。

- SN I<sub>a</sub> 距离的确定

- $M_{\text{绝对星等}} = m + 5 - \log D(\text{pc}) - A + K$

- A: 星际消光使视星等变暗;      K: 星系红移引起的视亮度变化

- 从SN I<sub>a</sub> 视亮度(视星等)的测量可以确定它的寄主星系的距离(D)。可以更准确地确定遥远 星系红移 - 距离关系。

# Ia型超新星是否标准烛光???

- Ia型超新星是吸积的白矮星的热核爆炸形成的
- Kowal (1968) 最早发现了Ia型超新星具有很好的哈勃图，提出可以用来测量哈勃常数
- Colgate (1979) 提出利用将来观测到的红移 $z=1$ 附近的Ia型超新星可以用来研究宇宙的减速因子  $q_0$
- Phillips (1993) 观测研究提出了Ia型超新星的标准烛光关系

$$L_p = a \times \Delta m_{15}^b$$

$\Delta m_{15}$  是SNI<sub>a</sub> 光极大后15天内亮度下降的幅度。a和b是两个参数，由低红移的超新星定出。这就是超新星中的内禀关系。  
(理论上并未证明)。

利用这个关系Riess et al. (1998)和Perlmutter et al. (1999)发现宇宙在加速膨胀，表明宇宙的大量能量以暗能量的形式存在

# 宇宙暗能量

• 首先用4m望远镜监测发现超新星，立即用Keck的10m反射望远镜精细观测并拍摄它的光谱。可以发现和精细观测非常遥远( $Z=0.3-2.0$ )星系中爆发的 $\text{SN I}_a$ ，由上述方法校准光度并测定距离后，就可以测定宇宙膨胀的减速因子( $q_0$ )和宇宙常数 $\Lambda$ 。

• 2001-2002年，美国几个特大型地面望远镜对30多个 $\text{SN I}_a$  (在光极大前开始)进行探测，测定它们的距离，发现目前宇宙正处于加速膨胀阶段。

→宇宙暗能量

$$\Omega_M + \Omega_k + \Omega_\Lambda = 1,$$

• 平直空间,  $k=0$ ,  $\Omega_k=0$

• →  $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$

•  $\text{SN I}_a$  探测 →

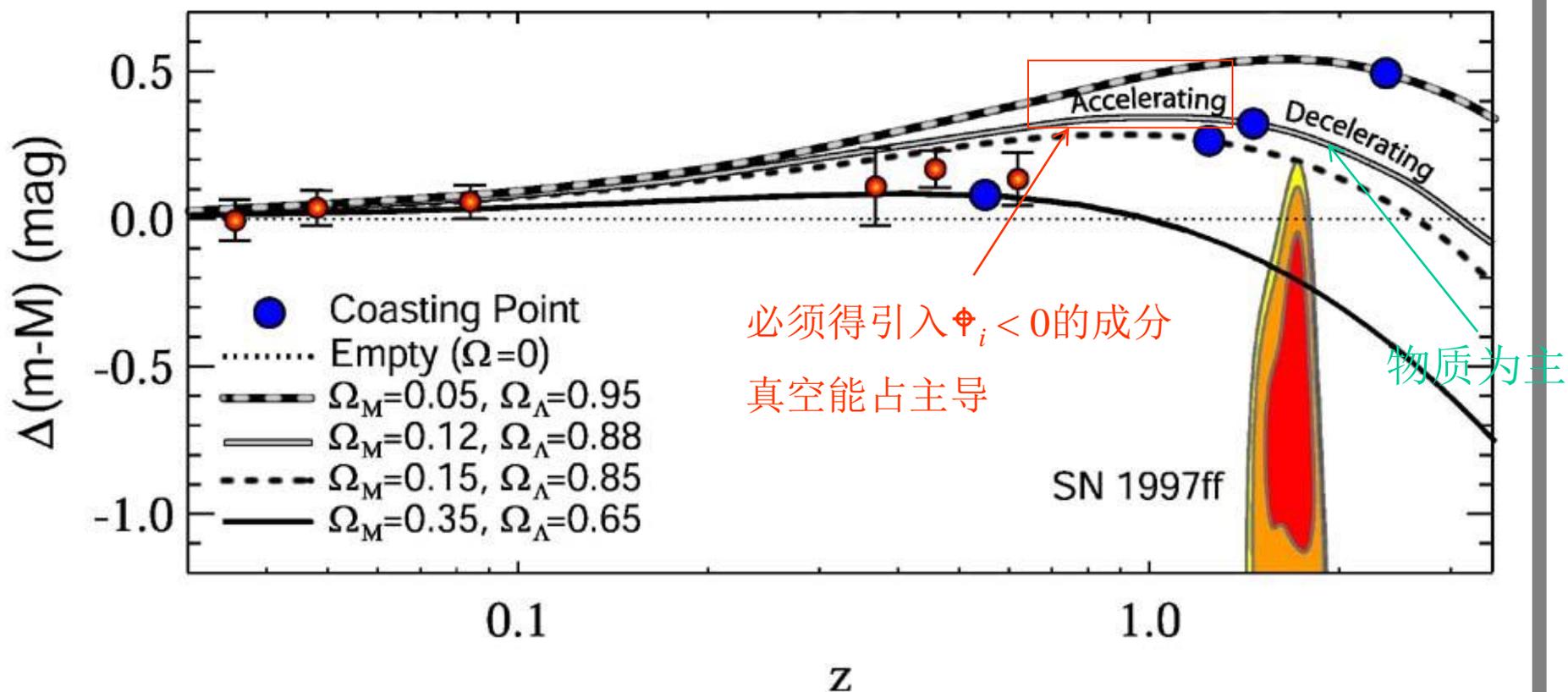
$$\Omega_\Lambda \sim 0.7, \Omega_M \sim 0.3$$

• “可见物质” (正常粒子)  
/ 暗物质 (冷暗物质)  
~ 15-30 %

→ 宇宙以暗能量为主!

暗能量是???

近年，对高红移SN Ia的探测结果表明，目前宇宙正在加速膨胀，必须得引入能够抗拒引力作用，提供排斥作用的物质或能量的存在。



Riess et al. (1998); Perlmutter et al. (1999)

- “我这一生最大的错误就是错误地引进了宇宙常数项” (**Einstein**)
- — 21世纪初天文学家发现宇宙加速膨胀,
- **Einstein** 的宇宙常数项 成了现代宇宙学研究的中心环节
- → 宇宙暗能量的研究 (2002年以来)

# 宇宙加速膨胀问题全面质疑

- A. 从Ia型超新星观测资料误差分析  
——“宇宙加速膨胀问题”质疑 I
- B. 宇宙微波背景温度各向异性物理原因的探讨  
——“宇宙加速膨胀问题”质疑 II

彭秋和 ( [qhpeng@nju.edu.cn](mailto:qhpeng@nju.edu.cn) )  
(南京大学天文系)

# 向流行观念挑战

当前国际上最为流行的两个观念：

## 1) 宇宙加速膨胀 --- 宇宙暗能量 观念

(因此,三位天体物理学家获得2011年度诺贝尔物理学奖金)

## 2) 类星体与活动星系核 (包括银河系中心天体) 的黑洞模型

(几乎国际公认, 流行了近半个世纪)

挑战：

## 1) 挑战宇宙加速膨胀

## 2) 挑战星系核的黑洞模型：

a) < Nature >, ,2014, Vol. 510, 126 (76个射电噪星系存在强大径向磁场问题)

b) Sell et al., 2014, Apr. arX iv:1404.0677[astro=ph.GA] 2 Apr. 2014 (On Jets )

c) Jang L., et al., “Dust-free quasars in the early Universe”,

<Nature>, Vol. 464, Issue 7287, pp. 380-383 (2010)

# 国际主流观念

“宇宙加速膨胀”现象的直接观测证据:

来自高红移 ( $z > 0.5$ ) 的Ia型超新星观测

通过对非常遥远(高红移)的Ia型超新星的观测

⇒ 宇宙加速膨胀 ⇒ 宇宙暗能量

⇒ Perlmutter, Smith and Riess 分获2011年诺贝尔物理学奖金

• “宇宙暗能量” ← “宇宙加速膨胀” ← 遥远(高红移)星系的SNIa

观测 + SNIa光极大为标准烛光(假设) ← (问题的关键) ← SNIa 爆发

图像: SNIa爆发的标准模型 (2010年以前): 当吸积的白矮星质量达到Chandrasekhar 极限质量, 引起白矮星坍缩, 导致白矮星整体热核爆炸(SNIa) --- SNIa光极大为宇宙的标准烛光。

“宇宙加速膨胀”现象的主要间接观测证据:

1) 宇宙微波背景温度各向异性现象观测的理论分析

--- 可同某些“宇宙加速膨胀模型”相拟合。

# SNI<sub>a</sub> 作为测定遥远星系距离的距离标

SNIa爆发的标准模型（2010年以前）：

所有的SNI<sub>a</sub> 都是当吸积白矮星的质量增长Chandrasekhar临界质量  $M_{\text{ch}} = 1.38 M_{\odot}$  条件下呈现爆发。

→ 光极大时光度值是一个确定值(标准烛光)

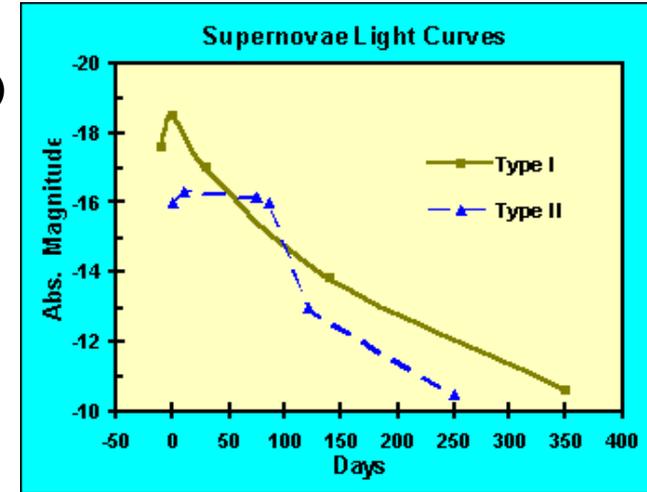
$$M_{\text{绝对星等}} \approx -18^m - 20^m ;$$

$$M_{\text{绝对(热)星等}} = -2.5 \log_{10} L$$

$$M_{\text{绝对星等}} = m + 5 - 5 \log D(\text{pc}) - A + K$$

A: 星际消光 (使视星等变暗)

K: 星系红移引起的视亮度变化



由标准烛光 ( $M_{\text{绝对星等}}$ )、

SNI<sub>a</sub> 视亮度(视星等,  $m$ )的测量 → 确定它的距离(D)。

再同某种理论上的(加速膨胀)宇宙模型中红移-距离关系(从SNIa光谱线红移值)计算的距离来比较,

⇒ 宇宙加速膨胀

(  $m - M + A - K = \mu$  ..... “距离模数” (=  $5 \log D(\text{pc}) - 5$ ) }

# Phillips 经验统计关系式

实际上，不同的 SNIa 在光极大时刻的光度可以相差很大，绝对星等可达  $4^m - 5^m$ ，难以当作标准烛光。

人们开始寻求有关 SNIa 各种物理量和观测量之间的经验统计关系式，试图通过 SNIa 的可观测量的测定，根据这些经验统计关系式来估算 SNIa 在光极大时刻的光度(绝对星等)。这实质上是根据 SNIa 的可观测量的测定来将它归一化到“标准烛光”。

1993年 Phillips 提出一个经验统计关系式： $M_{max} = a + b\Delta m_{15}$

$\Delta m_{15}$ : SNIa 光极大后15天内视星等下降的幅度。

对近距离 SNIa 的距离是从其它方法测量的寄宿主星系距离来确定，由测定光极大时刻的视星等( $m$ )， $\rightarrow M_{max}$ 。同时根据  $\Delta m_{15}$  的观测从上述回归统计方法，确定统计参量( $a, b$ )。

将这个统计关系推广到遥远的(高红移)SNIa，从 ( $a, b$ ) 和观测的  $\Delta m_{15}$  来计算  $M_{max}$ ，再结合观测的  $m_{max} \Rightarrow$  计算距离  $D$  (或距离模数,  $\mu$ )

(原始 Phillips 关系式是根据旋涡星系的 Tony-Fisher(统计)关系确定，误差较大。后来人们改用寄宿主星系中造父变星的造父视差来确定)。

# 多级经验关系式(模型)

## 从某些观测量来估算SNIa的极大光度

• Phillips 经验关系式(1993):  $M_{max} = a + b\Delta m_{15}$

$\Delta m_{15}$ : SNIa光极大后15天内视星等下降的幅度

- 改进的统计经验关系式(推广的Phillips经验关系)
- Riess et al. (1996,1999) 等人提出多色光变曲线形状方法, 力图从统计上寻求更好的描述光极大的指标。
- Perlmutter et al. (1997) 等人提出了统一描述在SNIa的本体参照系中光变曲线宽度的延伸程度的时间标度因子 (s)
- Wang (王力帆) et al. (2003)提出: SNIa光极大后一周左右之后大约20天的期间内, 光度(B)同色指数(B-V)线性相关
- Wang(王晓峰) et al. (2005)提出: SNIa 在(兰光观测)光极大12天后峰值光度同色指数(B-V)有非常好的线性相关:  $-(0.8 < \Delta m_{15} < 2.0)$

UNION2(2010)论文中给出包含685颗Ia型超新星数据样本。他们使用了SALT2(2007)中的软件包来处理分析这些观测资料。

UNION2(2010)论文发表→证实宇宙加速膨胀⇒Nobel奖(2011年)

# 关于SNIa前身星问题关键性的进展

对SNIa的超新星遗迹(气体(尘埃)云),人们可以根据该星云物质光谱的研究来测量它们的膨胀速度来判断它们是否属于该超新星遗迹。由此来测定的总质量。如果这个膨胀的星云是SNIa在爆发时刻由该爆炸的白矮星产生的,它的总质量不应该超过 $1.38 M_{\odot}$ 。可是,2009年天文学家对于Tycho超新星(SNIa)遗迹进行了测定,得出了令人惊奇的结果: $M_{\text{SNR}} > 1.8 M_{\odot}$ 。

天文学是以天文观测为主的学科。这个观测结果使得人们转向“SNIa起源于两个密近白矮星的融合(merge)”的研究。

根据2010年7月19-23日在德国Heidelberg召开的第11届 < Nuclei in the Cosmos > 学术会议上的几个学术报告,人们现在看法是:

- 1) SNIa起源于两个密近白矮星的融合(可能性占70%)
- 2) 白矮星和红巨星组成的共生星(可能性占25%)
- 3) 吸积的单白矮星的爆炸(以前的“标准模型”,可能性只占5%)

Phillips 关系和各种推广的经验统计关系式丧失了物理根据

# Ia 型超新星不对称爆发

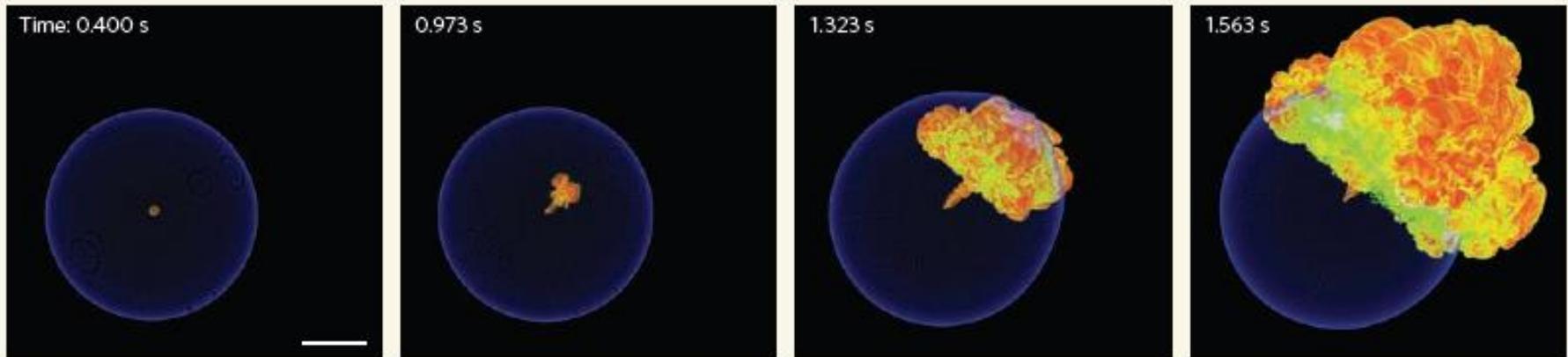
- 除了Ia型超新星的前身星问题的混乱状况外，人们最近发现某些Ia型超新星遗迹物质分布在空间方向上是明显地不对称 (Kasen D., 2010, Nature, 466,37-38)

这表明这些Ia型超新星的爆发是明显不对称的。

(Maeda K. et al., 2010, Nature, 466, 82-85)

NEWS & VIEWS

NATURE | Vol 466 | 1 July 2010



UNIV. CHICAGO FLASH CENTER

**Figure 1 | Lopsided supernova explosion.** Maeda and colleagues' analysis<sup>1</sup> of type Ia supernova observations implicates a lopsided explosion mechanism for these objects. In the simulation shown, a white dwarf is initially ignited slightly away from the centre, and a thermonuclear flame begins to consume the star. The burned material is hot and buoyant, and so the flame and ash quickly float upward, resulting in one side of the star being more completely incinerated and more rapidly expelled than the other. Scale bar, 1,000 km.

- **Evidence for Two Distinct Populations of Type Ia Supernovae**

• ~~<http://www.sciencemag.org/content/early/2013/03/07/1211111>~~  
~~Xiabing Wang,1,2 Liba Wang,2,3 Alexei V. Filippenko,4 Tammie~~ **Scienceexpress** 502

- **Type Ia supernovae (SNe Ia) have been used as excellent standardizable candles for measuring cosmic expansion, but their progenitors are still elusive. Here we report that the spectral diversity of SNe Ia is tied to their birthplace environments. We find that those with high-velocity ejecta are substantially more concentrated in the inner and brighter regions of their host galaxies than are normal-velocity SNe Ia. Furthermore, the former tend to inhabit larger and more-luminous hosts. These results suggest that high-velocity SNe Ia likely originate from relatively younger and more metal-rich progenitors than normal-velocity SNe Ia, and are restricted to galaxies with substantial chemical evolution.**

# 从Ia型超新星观测资料误差分析 来质疑宇宙加速膨胀问题

这些(非常复杂)改进的Philips方法(包括不同颜色的光变曲线流量的时间演化),都缺乏真实的物理根据。以前的“Ia型超新星标准烛光”观念已不成立。

建立在这些改进的Philips经验关系式方法上撰写的SALT2软件描述的了Ia型超新星光谱能量分布的时间演化实际上只是一种猜测的数学模型,或当作一种假设。而不能代表真实的Ia型超新星。

我们利用严格的统计学观点来讨论他们给出的Ia型超新星的内禀误差与观测总误差型超新星的观测总误差。我们发现,几乎以前所有的研究工作中都共同地存在着几个严重的缺陷:

(我们以UNION2(2010)的这篇论文作为例子)

# 1. 经验统计关系式的传递误差问题

利用Ia型超新星的观测来确定“宇宙加速膨胀”的所有论文中的统计工作都是建立在多层次的复杂的经验关系式基础上的。这些推广的Phillips经验关系式中的统计参量都有误差。上一层的统计误差必然会传递到下一层次的统计误差中去。例如,原始的Phillips统计

$M_{max} = a + b \cdot \Delta m_{15}$  中的统计参量 $a, b$ 的误差比较大

$a = -21.726(\pm 0.498); b = 2.698(\pm 0.359)$ , 视星等的误差  
 $\sigma = 0.36^m$ 。

$$\Delta M_{max}^{(\text{传递})^2} = (\delta a)^2 + (\delta b \cdot \Delta m_{15})^2 + (b \cdot \delta(\Delta m_{15}))^2$$

但是这种传递误差的估计是较为复杂困难的。几乎所有这些有关研究中都未讨论这种传递误差。他们绕过这个问题,一律采用了利用前述的 $\chi^2$ -检验方法来寻求系统误差(内禀误差)。

# $\chi^2$ 检验方法

- $(m - M + A - K = \mu \dots\dots$  “距离模数”
- $(= 5 \log D(\text{pc}) - 5)$

通常，这类研究采用数理统计学中进行误差分析中的 $\chi^2$ 检验方法。例如，SALT2就采用了这种方法。

$\chi^2$ 检验方法的基本前提假设是：如果超新星距离模数 $\mu$ 的误差遵从高斯分布，则

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\mu_B(\alpha, \beta, M) - \mu_i(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda, w))^2}{(\sigma_{ext}^i)^2 + (\sigma_{lc}^i)^2 + (\sigma_{int}^i)^2}。$$

$\mu_i(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda, w)$ ：在“加速膨胀的宇宙”的假定下(选择适当的参量 $\Omega_M$ 、 $\Omega_\Lambda$ 、 $w$ )，按照Hubble图，对应于红移为 $z$ 的超新星理论上的距离模数。

上述等式右端求和号下分母中对应于第 $i$ 个超新星的观测总误差的平方，它由各种独立的分误差的平方和组成。

# 考虑的各种误差来源

a) 由观测方法引入的各种误差  $\sigma_{ext}$ , 它包含如下各种误差来源:

- 1) 在 Philips 方法中原始距离标带来的误差 ( $\Delta m_D$ ) (最好的是利用造父变星方法, 其误差至少为  $0.06^m$ )
- 2) 从观测的星等(例如B星等)转化为热星等的热改正带来的误差 ( $\Delta m_{th}$ ), 经过近年来改进研究, 这种误差至少为  $0.04^m$ 。
- 3) 星系际消光和银河系内星际消光引起的误差, 以及SNIa的宿主星系内的消光引起的误差。

根据近20年的研究, 除了远红外波段( $\lambda > 2.1\mu m$ )外, 其它波段的星际消光可达20%以上

- 4) 宇宙红移效应引起的星等变化(K改正)带来的误差
- 5) 引力透镜效应带来的观测误差。研究给出, 其统计误差为  $0.093z$
- 6) 宿主星系本动效应带来的观测误差。

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{ext}^2 + \sigma_{lc}^2 + \sigma_{int}^2$$

## 2. $\chi^2$ 检验方法拟合寻求内禀误差不正确

1) 只有当Ia型超新星的观测总误差遵从统计学上的正高斯分布条件下，误差分析才能用 $\chi^2$ 检验方法(数理统计学的基本原理!)

在人为的假定下，通过SALT2软件模拟的这些模型Ia型超新星的观测总误差并未被证明遵从统计学上的正高斯分布。

实际上，UNION2虽然给出了它的包含685颗Ia型超新星的完全大样本的（按 $|\chi|$ 检验方法）平均误差为 $0.16^m$ ，但在 $10\sigma$ 范围以外的超新星数目占整个样本内超新星总数的5%；如果抽出观测误差较小（其平均误差只有 $0.0245^m$ ）的子样本（包含217颗超新新）来作类似的统计，发现在 $5\sigma$ 范围以外的超新星数目占子样本内超新星总数的10%。它强烈地显示出较强的非高斯性。而 $\chi^2$ 假设数据是要求高斯分布的。这表明，他们通过 $\chi^2$ 检验方法来拟合确定内禀误差 $\sigma_{int}$ 的方法是不妥当的。

## **On departure from Gaussian distribution of the SN Ia specimen**

**1.** Lü, Lian-Zhong; Qin, Yi-Ping; Zhang, Fu-Wen, 2007,  
ChJAA, vol.7 (2007), 649

“Are Type Ia Supernovae Reliable Distance Indicators?”

Used a KS statistical method to check the residual errors for two specimen of SN Ia, which was taken from a paper on accelerating expansion of the Universe (in 2005) including 71 SN Ia with higher redshift and 44 SN Ia with low redshift respectively, The authors found that these statistical residual errors are non Gaussian distribution.

**2.** “The diversity of SN Ia light curves is not fully understood, and peculiar SNe Ia appear to produce  $\sim 5\%$  non-Gaussian tails in the SN Ia distribution (Li et al. 2011)”。

(in a review paper, David H. Weinberg, Michael J. Mortonson, Daniel J. Eisenstein, Christopher Hirata, Adam Riess, Eduardo Rozo(arXiv:1201.2434v1 [astro-ph.CO]11Jan, 2012)

(Li, W. et al., MNRAS412, 1441–1472. et al. 2011).)

# SALT2(2007)拟合参量不确定性问题

$$m_{mod} = 5 \log_{10} D_L(Z_{hel}, Z_{cmb}, w, \Omega_m, \Omega_{DE}) - \alpha(s - 1) + \beta C + \mathcal{M}$$

$\alpha$ : stretch-luminosity parameter,

$\beta$  : color-luminosity parameter

最近，东北大学物理系的王爽、张鑫等人(2014)发现，参量( $\alpha, \beta$ )并不是常数，至少 $\beta$ 随红移( $z$ )线性变化

### 3.绝对星等的误差

他们在误差分析过程中给出了视星等的观测误差(包括星系际消光、引力透镜效应、宇宙红移效应等等因素的误差),却未计入利用 Advanced Philips 方法,通过SNIa 光变曲线宽度及色指数的变化来推求光极大时刻的绝对(热)星等所产生的观测误差。

他们利用  $\chi^2$  方法给出了绝对星等的 system error(系统误差),实际上是绝对星等的内禀误差。

由于“Ia型超新星标准烛光”观念已被否定。这种理想化(模型化)的方法已失去物理根据,除了 Ia型超新星光极大的绝对星等有弥散(内禀误差或固有误差)之外,绝对星等还应该计入如下几种误差:

- 1)上述利用 Advanced Philips 方法推算带来的误差 ( $\Delta M_{max}^{(ph)}$ );
- 2)从B星等转化为热星等的热改正( $\Delta M_{th}$ ) (约为 $0.04^m - 0.06^m$ )

$$(\Delta M_{tot})^2 = (\Delta M_{int})^2 + (\Delta M_{max}^{(ph)})^2 + (\Delta M_{th})^2$$

# $\Delta M_{max}^{(ph)}$ 的下限

由于在非常遥远的高红移超新星的观测中,视星等的观测误差  $\delta(\Delta m_{15})$  远大于低红移超新星的误差。  
我们目前只能断定误差

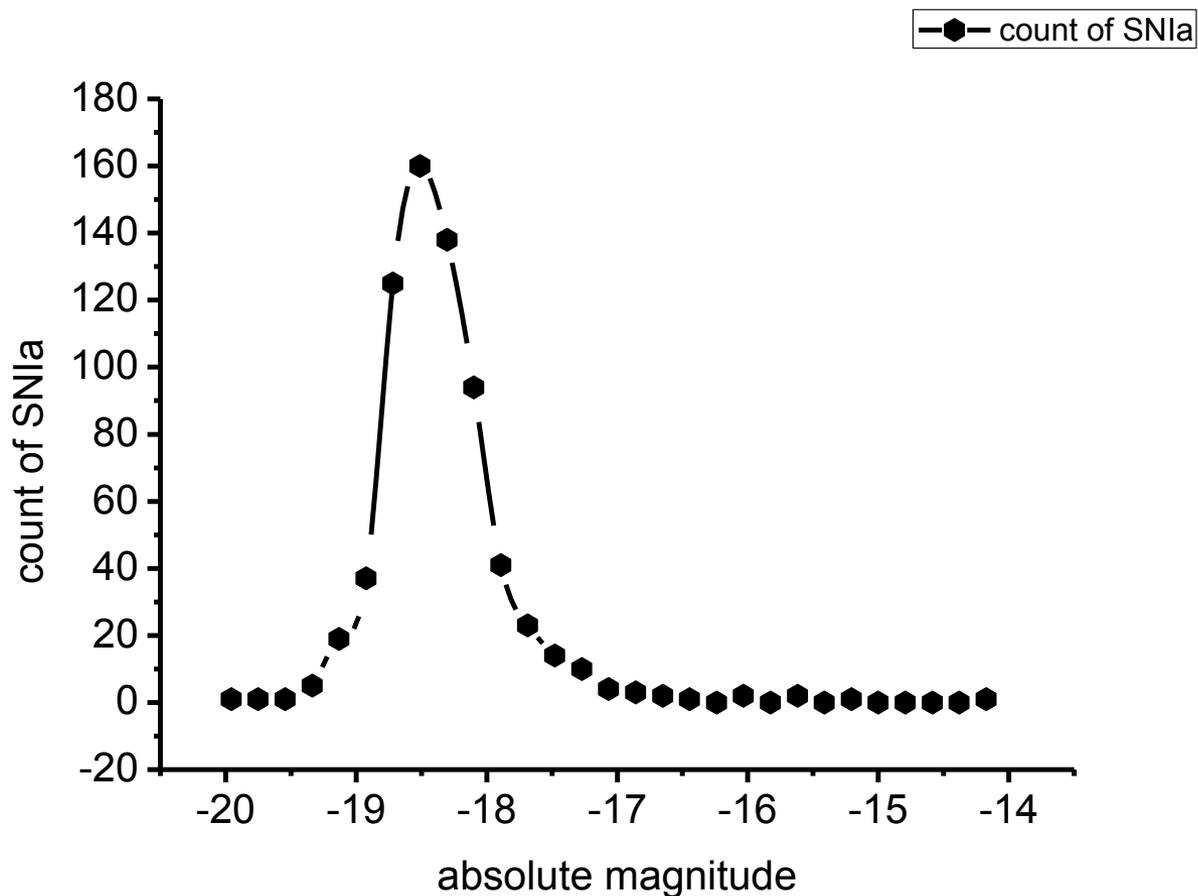
的下限:  $[\Delta M_{max}^{(ph)}] \geq [\Delta m_{tot}]$

# 我的观点: Ia型超新星固有的内禀误差

我们认为: SNIa 集合的真实的内禀误差应该根据 SNIa 光极大时刻的光度—Ia超新星星数的统计关系图来确定(见附图)。由于我们也无法知道遥远(高红移) Ia超新星光极大时刻真实的光度(绝对热星等), 只能利用通过SALT2软件模拟的方法来算出这些“模型Ia型超新星”在光极大时刻的光度(绝对热星等)。

对于UNION2给出的包含685颗Ia型超新星样本, 这个SNIa光极大时刻的光度—Ia超新星星数的统计分布曲线的半宽就正是这个“模型Ia型超新星”样本的内禀误差。这个半宽等于 $0.38^m$ 。如果利用Gauss型分布曲线去近似拟合这个实际的统计分布曲线, 获得结果为 $\sigma_{int} = 0.36^m$ 。它们都远远高于通过 $\chi^2$ 检验方法拟合确定内禀误差( $\sigma_{int}$ )。

# SN Ia 光极大时刻的光度—Ia 超新星星数的统计关系图



Complete date (以0.2mag取点)

# SNIa距离模数的平均观测总误差

$$(\Delta\mu)^2 = (\Delta M_{tot})^2 + (\Delta m_{tot})^2$$

$$(\Delta M_{tot})^2 = (\Delta M_{int})^2 + (\Delta M_{max}^{(ph)})^2 + (\Delta M_{th})^2$$

$$(\Delta m_{tot})^2 = \sigma_{ext}^2 + \sigma_{lc}^2$$

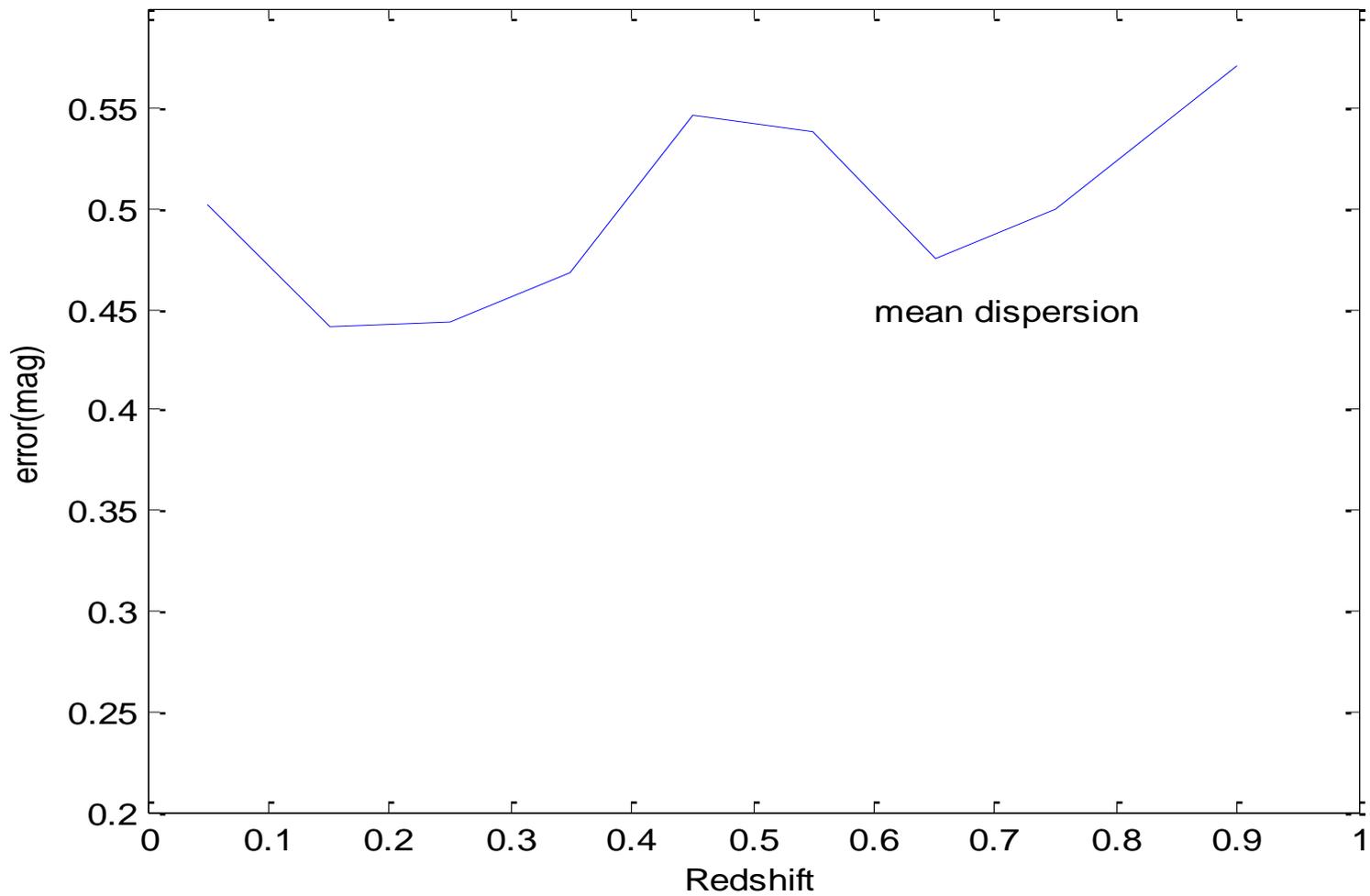
由

$$[\Delta M_{max}^{(ph)}] \geq [\Delta m_{tot}],$$

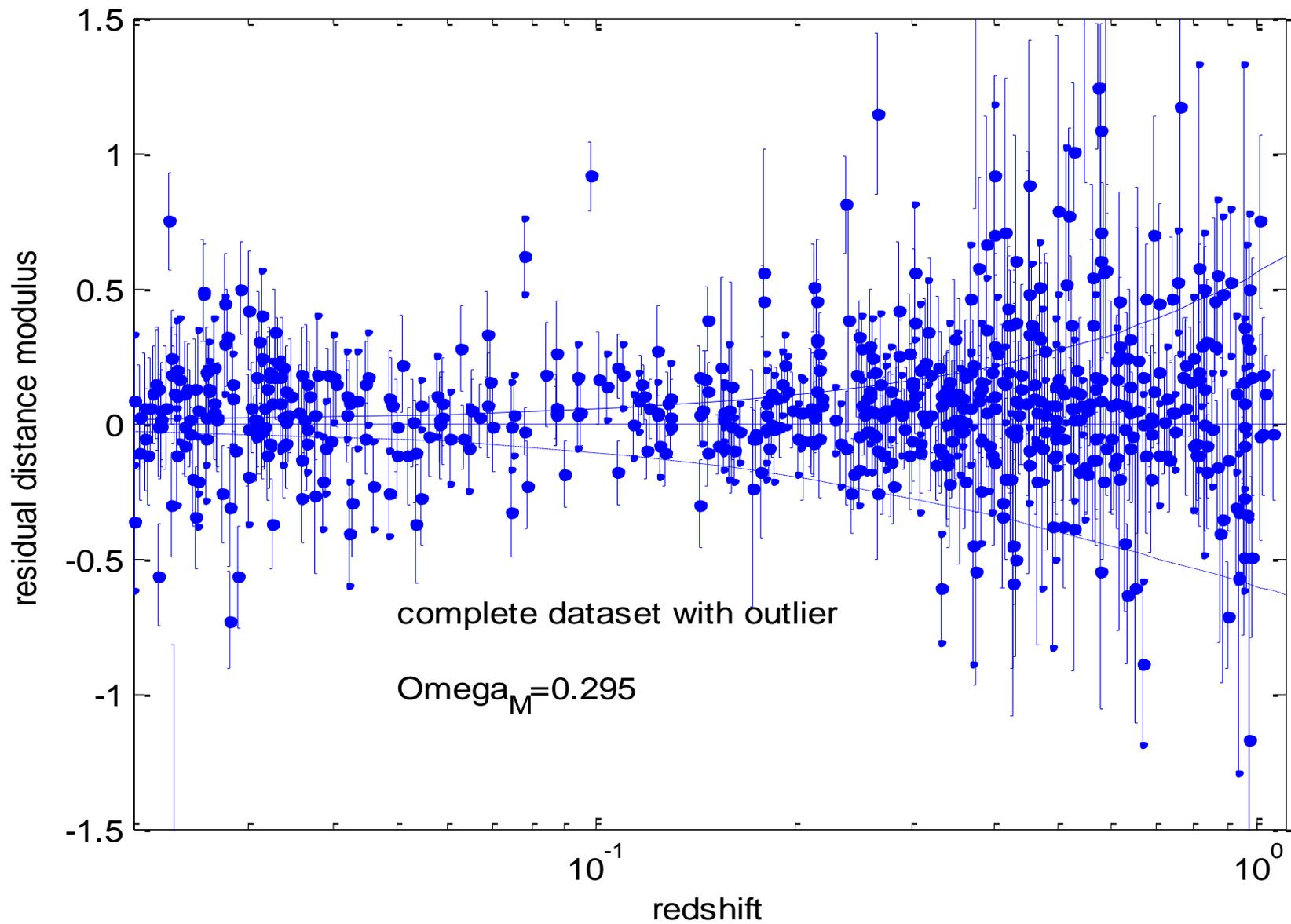
我们在计算SNIa距离模数的平均观测总误差中，将  $(\Delta M_{max}^{(ph)})^2 + (\Delta M_{th})^2$  取为下限值  $(\Delta m_{tot})^2$ 。其中， $\sigma_{ext}$  与  $\sigma_{lc}$  采用Union2(2010)文中的误差估计值。

- $m - M + A - K = \mu$  ..... “距离模数”
- $(= 5 \log D(\text{pc}) - 5)$

# 误差随红移的变化



# 距离模数的残差



# 结论

我们利用Union2提供的经过Advanced Philips方法处理后的685颗Ia型超新星资料中，从<Ia型超新星光极大时刻绝对星等-超新星数目分布曲线>求出这些Ia型超新星集合在光极大时刻绝对星等的内禀误差。它大于0.38 mag在高红移范围，Ia型超新星距离模数的平均总误差明显地大于0.50 mag，超出了能够判断宇宙是否正在加速膨胀的误差界限。

因此，我们的结论是：当前是不能获得宇宙正在加速膨胀的结论。也就是说，Ia型超新星的观测是导致“宇宙加速膨胀”的直接观测证据的结论是不可靠的。

因而，宇宙暗能量存在的SNIa超新星直接观测的根据是需要质疑。不应该简单地肯定。需要认真地重新审查。

# References

- a) Peng et al., 2014,  
“Error Analysis of Ia Supernova and Query on Cosmic Dark Energy” ,  
J. Astrophys. Astr. (2014)35, 253-256 (Indian Academy of Sciences)
- b) arXiv:1506.01354 <http://arxiv.org/abs/1506.01354>  
[pdf], Nielsen et al.,  
“ Marginal evidence for cosmic acceleration from Type Ia supernovae”  
“We find, rather surprisingly, that the data are still quite consistent with  
a constant rate of expansion”.

## B. 宇宙微波背景温度各向异性物理原因的探讨

### — “宇宙加速膨胀问题” 质疑 II

WMAP 和 Planck 卫星观测 给出了有关宇宙微波背景温度各向异性的丰富观测资料。人们在理论分析时，可以用加速膨胀的宇宙模型去拟合这些观测资料，认为这是 “宇宙加速膨胀” 的间接证据。

# 宇宙膨胀标准模型

Robertson- Walker度规 (前提: 宇宙均匀、各向异性)

$$d\tau^2 \equiv -g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a^2(t) \left[ dx^2 + K \frac{(\vec{x} \cdot d\vec{x})^2}{1 - K\vec{x}^2} \right]$$

$$K = \begin{cases} +1 & \text{闭宇宙} \\ -1 & \text{开宇宙} \\ 0 & \text{平直空间} \end{cases}$$

( $c = 1$ 单位制)  $a(t)$  为宇宙的标度因子。取空间球极坐标系:

$$d\tau^2 = dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\Omega \right], \quad d\Omega = d\theta^2 + \sin^2\theta \cdot d\phi^2$$

在时刻 $t$ , 从原点到径向坐标为 $r$  (它与 $t$ 独立) 的共动天体的固有距离

$$d(r, t) = a(t) \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}} = a(t) \times \begin{cases} \sin^{-1}r & K = +1 \\ \sinh^{-1}r & K = -1 \\ r & K = 0 \end{cases}$$

固有距离的时间变化率  $\dot{d} = d\dot{a}/a$

# 宇宙学红移和Hubble常数

宇宙中任何两点间的固有距离将随时间增加,因而光源将远离我们(后退),自然产生红移。它们具有宇宙学速度 $cz$  (当 $z \ll 1$ ),而对 $z > 1$ 的光源,这个式子需修改)

对于 $z \ll 1$ 的邻近光源,

$$a(t) \cong a(t_0)[1 + (t - t_0)H_0 + \dots]$$

Hubble 常数  $H_0 \equiv \dot{a}(t_0)/a(t_0)$

$$z = H_0(t_0 - t_1) + \dots = H_0 d + \dots \quad (c = 1 \text{ 单位制})$$

当光子同电子脱耦后,宇宙背景辐射温度同宇宙标度间的关系为

$$a(t)T(t) = \text{Cost.} = a(t_L)T(t_L) \quad (\text{A})$$

# 微波背景辐射各向异性的测定原理

$T(\vec{n})$ : 单位矢量  $\vec{n}$  方向上观测到的微波辐射温度, 它的平均值为  $T_0$

$$T_0 \equiv \frac{1}{4\pi} \int d^2\vec{n} T(\vec{n})$$

$$\Delta T(\vec{n}) \equiv T(\vec{n}) - T_0 = \sum_{l,m} a_{lm} Y_l^m(\vec{n}) \quad (\text{利用球谐函数展开})$$

$$(l = 0, 1, 2, 3 \dots; m = [-l, l])$$

$$\Delta T(\vec{n}) \text{ 是实数} \rightarrow a_{lm}^* = a_{l,-m} \quad (Y_l^m(\vec{n})^* = Y_l^{-m}(\vec{n}))$$

地球(相对于微波背景)的运动对  $\Delta T(\vec{n})$  的主要贡献正比于

$$P_1(\cos\theta) \propto Y_1^0(\theta, \varphi) \text{ (地球运动方向取为 } z \text{ 轴) 即此效应产生的主体 } a_{lm} \text{ } l=1, m=0. \quad \text{下}$$

宇宙学最关注的量都是平均值。它们可以看作是对所有可能观测到的背景辐射的位置进行平均, 或者是对产生一个特定涨落模式的所有历史事件进行平均。(在合理的假设下, 这两种平均是一样的。

一般都假设这种宇宙学平均是转动不变的。即

$$\langle \Delta T(\vec{n}_1) \Delta T(\vec{n}_2) \Delta T(\vec{n}_3) \dots \rangle \text{ 都是 } \vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3 \text{ 等的转动不变函数。}$$

# 温度偏离对角(方位)的平均值

由于 $\Delta T(\vec{n})$ 定义为温度对其角平均值的偏离, 它的角平均值(或对观测者的方位平均值)  $\frac{\int \Delta T(\vec{n}) d^2 \vec{n}}{4\pi} = 0$  ( $\langle \Delta T(\vec{n}) \rangle$  与 $\vec{n}$ 无关)

表征微波背景各向异性的最简单的非零量是两个 $\Delta T$ 乘积的平均。转动不变性要求, 两个 $a_{lm}$ 乘积的平均值取下面的形式

$$\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle = \delta_{l,l'} \delta_{m,-m'} C_l$$

这是因为, 两个 $\Delta T$ 的乘积是转动不变的:

$$\langle \Delta T(\vec{n}) \Delta T(\vec{n}') \rangle = \sum_{lm} C_l Y_l^m(\vec{n}) Y_l^{-m}(\vec{n}') = \sum_l C_l \left( \frac{2l+1}{4\pi} \right) P_l(\vec{n}, \vec{n}')$$

其中 $P_l$ 为通常的Legendre多项式。通过反演变换,

$$C_l = \frac{1}{4\pi} \int d^2 \vec{n} d^2 \vec{n}' P_l(\vec{n} \cdot \vec{n}') \langle \Delta T(\vec{n}) \Delta T(\vec{n}') \rangle$$

从多极系数 $C_l$ 的等效定义  $\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l$ ,

表明 $C_l$ 是正的实数。

对于Gauss型扰动 $\Delta T$ , 通过 $C_l$ 的确定, 就可以计算所有 $\Delta T$ 乘积的平均值。

# 系数 $C_l$

我们不可能对所有观测微波背景的地点进行平均，我们实际观测到的量是对  $m$  (相应于方位)，而不是对位置的平均。

$$C_l^{obs} \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_m a_{lm} a_{l,-m} = \frac{1}{4\pi} \int d^2\vec{n} d^2\vec{n}' P_l(\vec{n} \cdot \vec{n}') < \Delta T(\vec{n}) \Delta T(\vec{n}') >$$

宇宙学关注的  $C_l$  与观测到的  $C_{obs}$  的相对差称为宇宙方差。

对于Gauss型扰动，宇宙方差的方均值是随着  $l$  减小的。

$$< \left( \frac{C_l - C_l^{obs}}{C_l} \right)^2 > = \frac{2}{2l+1} \quad (2.6.9) \quad (\text{S. Weinberg } \langle \text{Cosmology} \rangle, 2008)$$

$$\text{对于 } l \neq l', \text{ 有 } < \left( \frac{C_l - C_l^{obs}}{C_l} \right) \left( \frac{C_{l'} - C_{l'}^{obs}}{C_{l'}} \right) > = 0 \quad (2.6.10)$$

当  $l < 5$  时,  $C_l$  的测量置信度可能不可靠(需要其它方法)。

当  $l > 2000$  的  $C_l$  的测量会被前景效应(例如 S-Z 效应)所污染。

幸好在  $l = (5 \rightarrow 2000)$  间的  $C_l$  提供了非常有价值的宇宙学信息。

# 宇宙微波背景温度各向异性的测定

## WMAP卫星观测结果(2003)

$$(\Delta T)_{max} = 3.346 \pm 0.017 \text{ mK},$$

方向:  $l = 263^{\circ}.85 \pm 0^{\circ}.1, b = 48^{\circ}.25 \pm 0^{\circ}.04$

(室女座星系团方向:  $l = 284^{\circ}, b = 74^{\circ}$ )

迄今人们研究过的引起

“宇宙微波背景温度各向异性”的来源:

- 1) 地球相对于宇宙微波背景的运动
- 2) 沿视线方向星系团中星系际电子对光的散射  
(Sunyaev-Zeldovich 效应)
- 3) 起源于早期宇宙的原初各向异性。

# 地球相对于宇宙微波背景的运动造成的宇宙微波背景温度各向异性

在相对于辐射背景静止参考系中,光子的相空间密度 $N_\gamma(\vec{p})$ :

$$N_\gamma(\vec{p}) = \frac{1}{h^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{|p|c}{kT}\right) - 1}, \quad N_\gamma(\vec{p}') = \frac{1}{h^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{|p'|c}{kT}\right) - 1}$$

(其中 $\vec{p}$ 为辐射背景静止参考系中测量的动量)

在地球上测量的该光子动量为 $\vec{p}'$  (它与 $\vec{p}$ 通过Lorentz变换联系)

$$\begin{matrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ |p| \end{matrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma & \beta\gamma \\ 0 & 0 & \beta\gamma & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1' \\ p_2' \\ p_3' \\ |p'| \end{bmatrix} \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \beta = v/c$$

$|p| = \gamma(1 + \beta \cos\theta)|p'|$ ,  $v$ 为地球相对于辐射背景的运动速度(它的方向取为 $z$ 轴)。  $\theta$ 为 $\vec{p}'$ 同 $z$ 轴间的夹角。

# 温度各向异性偏离量与地球运动的贡献

由于相空间体积和粒子数都是Lorentz变换的不变量,因此 $N_\gamma(\vec{p})$ 为Lorentz变换的不变量(标量),有

$$N'_\gamma(\vec{p}') = N_\gamma(\vec{p})$$

由此可知:

$$T' = \frac{T}{\gamma(1+\beta\cos\theta)} \quad (T: \text{光子的内禀温度}, T': \text{观测的光子温度})$$

对于朝向地球方向射来的光子,  $\cos\theta = -1$ ,  $T'_{max} \approx T(1 + \beta)$

对于顺着地球运动方向的光子,  $\cos\theta = +1$ ,  $T'_{min} \approx T(1 - \beta)$

太阳系(质心)相对于宇宙微波辐射背景的速度:

$$v \approx 370 \text{ km/s}, \beta \approx 1.3 \times 10^{-3}$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T' - T}{T} = \left[ -\frac{\beta^2}{6} - \beta P_1(\cos\theta) + \frac{2\beta^2}{3} P_2(\cos\theta) + \dots \right]$$

温度的偏离量主要是偶极项,是由地球运动造成的。它也贡献一个“运动四极”项( $\sim 1.0 \times 10^{-6}$ )。它虽小于温度中的内禀四极项,但是小得不多。

# Synyaev-Zel'dovich效应

对宇宙微波辐射背景的各向异性，有一个因素是Synyaev-Zel'dovich效应：位于视线方向星系团的星系际空间的热电子对微波背景辐射的散射不仅会改变光子的能量分布，而且导致微波(低频)光子的温度降低。这个现象称为Synyaev-Zel'dovich效应。

如果星系团位于红移 $z$ 处，则微波背景的辐射温度 $T_\gamma$ 和因S-Z效应导致的温度降低量 $\Delta T_\gamma$ 都减小一个因子 $(1+z)^{-1}$ ，但是它们的比值

$\Delta T_\gamma / T_\gamma$  与 $z$ 无关，而且与Hubble常数以及其它宇宙学参数无关。

$$\frac{\Delta T_\gamma}{T_\gamma} = -2y \quad , \quad y \equiv \frac{\sigma_s}{m_e c^2} \int dl n_e(l) k_B T_e(l)$$

(沿视线方向穿过电子云对固有距离 $l$ 积分)

在微波背景温度涨落的小角度相关性来自S-Z效应。

# 宇宙微波背景原初各向异性的起源

- 1) 最后散射时电子-核子-光子等离子体的内禀温度涨落。  
此时的红移大约为1090
- 2) 最后散射时由于等离子体中速度涨落引起Doppler效应。
- 3) 最后散射地点的引力势涨落引起的引力红移或兰移。这称为 **Sachs-Wolfs效应**。
- 4) 从最后散射到目前时刻，引力势中与时间有关的涨落引起的红移或兰移，这称为**积分 Sachs-Wolfs效应**。

# (最后散射地)原初度规扰动理论

(S. Weinberg, <Cosmology>, 2008)

类似于引力波的度规扰动方法,但是更为复杂。

对某个加速膨胀宇宙模型,进行如下程序

1) 将扰动的度规  $h_{\mu\nu}$  分解为标量、矢量、张量扰动成分。

起重要作用的是标量与张量扰动成分

2) 用球谐函数展开....

3) 计算相应的温度扰动,并从原初度规各向异性的扰动来计算相应的理论  $C_l$  系数

4) 将理论计算的  $C_l$  同前述观测的  $C_l^{Obs}$  对比,来拟合加速膨胀宇宙模型(许多参量)

$$C_l^{obs} \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_m a_{lm} a_{l,-m} = \frac{1}{4\pi} \int d^2\vec{n} d^2\vec{n}' P_l(\vec{n} \cdot \vec{n}') \langle \Delta T(\vec{n}) \Delta T(\vec{n}') \rangle$$

$$\langle \left( \frac{C_l - C_l^{obs}}{C_l} \right)^2 \rangle = \frac{2}{2l+1} \quad l = (5 - 2000)$$

**WMAP and Planck satellite have got very rich observed data.**

These observed data are fitted by very beautiful theoretical analysis including all physical factors in some model of accelerating expansion of the Universe.

(especially, for the *integrated Sachs–Wolfe* and *Sachs–Wolfe effect* and the effect.)

**⇒ To Support the model of accelerating expansion of the Universe.**

**It is very beautiful !**

**However, .....**

# Anisotropy of space :

velocity dispersion of galaxies for [cluster of galaxies](#)

**Our Galaxy:** velocity dispersion of stars in [solar neighbourhood](#):

$$\sigma_r \approx (30 - 50) \text{ km/s}$$

$$\sigma_\phi \approx 0.66 \sigma_r$$

$$\sigma_z \approx \sigma_r / 2$$

They are anisotropic. Anisotropy  $\sim (30 - 50)\%$

The Galaxy and all galaxies are rotating. They have angular momentum.

velocity dispersion of galaxies for [cluster of galaxies](#):

$$\langle V \rangle \approx (300 - 500) \text{ km/s} , \quad \langle V \rangle / c \sim (1 - 2) \times 10^{-4}$$

The velocity dispersion of the galaxies for [clusters of galaxies](#) is also anisotropic due to the Clusters of galaxies being rotating.

How much is the anisotropy of the galaxies in Clusters of galaxies?

# “宇宙加速膨胀”的其它观测证据 来确定“宇宙加速膨胀”中存在的问题

关于WMAP的观测：

a)参量太多，需要SNIa资料配合。

b)现有关于宇宙微波背景温度各向异性(数量级为 $10^{-5}$ )测定的分析虽然非常复杂、繁琐。但它们都没有考虑一个非常重要的因素：

各个星系团内星系本动（即弥散）速度

$\sim(300 - 500)\text{km/s} \sim (1 - 2) \times 10^{-4}c$ ，

各向异性部分 $> 10\%$ ，达到光速的 $(1 - 2) \times 10^{-5}$

这种星系本动（即弥散）速度的各向异性

$\Rightarrow$ 膨胀宇宙学(Friedmann标准度规基础上)的(Einstein)引力度规加上各向异性扰动( $10^{-5}$ )

$\Rightarrow$ 宇宙膨胀(表征宇宙大小的)标度因子 $a(t)$ 各向异性扰动( $10^{-5}$ )

$\Rightarrow$ 宇宙微波背景温度的各向异性扰动( $10^{-5}$ )

(宇宙微波背景温度 $T$ 遵从 $a(t)T(t) = \text{const.}$ )

# Planck卫星观测的揭示的重要观测现象

Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and statistics of the CMB

Astronomy & Astrophysics manuscript no. IandS`v6 c ESO 2013

March 22, 2013([astro-ph. CO] 20 Mar 2013)(Planck Collaboration)

**邪恶轴心问题：四极矩的轴同八极矩的轴方向非常靠近。**

Table 17. Orientation of the low multipoles extracted from the different component separated CMB maps, obtained from maximizing the angular momentum dispersion. The second last column gives the absolute value of the scalar-product between the orientation vectors of the quadrupole and the octopole. In an isotropic universe, the latter is uniformly distributed on the interval [0; 1]. The last column gives the probability of such an alignment (or stronger than that) to occur. Method (l,b) quadrupole [] (l,b) octopole [] ang. distance [] scalar-product probability p.21)

<b>C-R . . . . .</b>	<b>(228.2,60.3)</b>	<b>(246.1,66.0)</b>	<b>9.80</b>	<b>0.985</b>	<b>0.019</b>
<b>NILC . . . . .</b>	<b>(241.3,77.3)</b>	<b>(241.7,64.2)</b>	<b>13.1</b>	<b>0.974</b>	<b>0.033</b>
<b>SEVEM . . . . .</b>	<b>(242.4,73.8)</b>	<b>(245.6,64.8)</b>	<b>9.08</b>	<b>0.988</b>	<b>0.016</b>
<b>SMICA . . . . .</b>	<b>(238.5,76.6)</b>	<b>(239.0,64.3)</b>	<b>12.3</b>	<b>0.977</b>	<b>0.032</b>

**邪恶轴心问题目前尚无物理解释，但是它显示了宇宙空间可能存在各向异性因素。**

**•银北极附近方向呈现大冷斑现象 (§ 5.8-9, pp.33-36)**

# Conclusion

**The indirect Observational evidence of comes from observation of “Acceleration expansion of the Universe” by fitting the WMAP ( and Planck) satellite observational data**

**is not reliable.**

**It has to be reinvestigated at least !**

考虑暗物质晕与星系(引力相互作用)数值模拟显示了宇宙大尺度结构的星系分布的线状结构----显示了物数空间分布的各向异性。

(景益鹏的报告, 2015)

# 利用重子声振荡研究确定 “宇宙加速膨胀” 问题

重子声振荡(即宇宙密度波, BAO)的观测分析被认为是除SNIa的观测方法以外最可靠方法。

BAO方法则是宇宙大尺度结构中星系两点相关函数在一定模型(例如, 假设Gauss分布)基础上将它截断封闭后, 理论上通过角动量分析(或“功率谱”)引进一些参数, 再通过星系计数方法进行统计分析来确定这些参数。

BAO方法, 由于它在一定模型假定之下丢弃了三点和多点相关函数。

宇宙极早期, 广义相对论的引力非常强, 远远大于牛顿引力, 非线性效应不能略去。线性效应只能给出宇宙密度分布的波峰与波谷的位置(利用星系计数观测和星系两点相关函数分析方法去模拟)。

而非线性效应给相关函数所带来的影响及其观测误差都需要研究。这是一项非常困难的任务, 至少需要50年以上的时间。。

$\gamma$ -暴能量的有关统计研究。误差太大 ( $> 1^m$ )

谢谢大家