

强激光天体物理学研究*

——在强激光实验室中模拟某些天体物理过程(II)

夏江帆 张杰

(中国科学院物理研究所光物理实验室 北京 100080)

4 天体物理实验室

特定的天体物理现象,往往包含了大量复杂的物理过程,对这些现象的认识涉及到许多方面的物理知识,相应的实验室模拟也必须综合多方面的努力.例如超新星的光变曲线,包含有恒星在爆炸过程中的大量丰富的信息,而实验室中的激光等离子体研究,只有综合了辐射传输、不透明度以及流体动力学混合等多方面的知识,才有可能得到对于计算光变曲线非常重要的若干关键性数据.实验研究与理论模拟相结合,才有可能正确理解超新星爆发中涉及到的物理过程.20世纪90年代以前,对于激光等离子体的理解尚不够完整和深入,模拟天体物理过程的相似性原则与定标律也没有建立起来,因此主要是针对相近的物理过程或相似的现象进行类比.例如80年代末期,Ripin等人^[43]利用高速烧蚀等离子体与环境等离子体相互作用,观察到了类似于公元1054年爆发的超新星遗迹蟹状星云中结构的小尺度湍流与大尺度湍流,而这些结构是标准冲击波理论没有预言到的.进入90年代以后,对天体物理现象的激光等离子体模拟变得更加系统化,建立了相似性原则与标度转换规律,强激光天体物理学逐渐确立起来.

4.1 超新星爆发的模拟研究

超新星是高度演化恒星的灾难性爆炸^[44].当前对于超新星的分类基于光谱学:SN Ia, SN Ib, SN Ic及SNI;但是,从物理上看,SN Ib, SN Ic及SNI是中心核坍缩形成的,而SN Ia则被认为是双星系统中的C—O白矮星吸积伴星物质后由于非稳定热核反应而引发的爆炸.

通常认为,中心核坍缩的超新星是大质量恒星中简并压与引力相互竞争的结果.决定恒星的终态成为白矮星、中子星或黑洞取决于要与径向向里的

引力压相抗衡的简并压的强度.对初始质量为1—8 M_{\odot} 的恒星,内部氢燃尽时中心核依然是非简并的,它们将经历中心核收缩,这将导致中心核密度升高、温度升高并点燃氦.此后,恒星将进一步降低质量并最终演化为白矮星,其质量约0.6 M_{\odot} .白矮星内部主要由简并电子压支持,即由泡利不相容原理阻止了进一步的坍缩.白矮星的最大质量即钱德拉塞卡(Chandrasekhar)极限为1.4 M_{\odot} .质量更大的恒星其内部中心核温度更高,可进一步发生核反应直至铁.当中心为铁核时,核聚变不再有能量增益,因此热核反应趋于终止.与此同时,铁核的质量将持续增长,因为周围的低Z元素将逐渐燃烧生成铁.当中心核质量超过1.4 M_{\odot} 时,中心核不再有足够的能量支持中微子发射及光核离解过程.中心核将主要受引力支配,导致灾难性的引力坍缩,这一切在几秒钟内即可完成.这一坍缩只在中心核密度达到简并核物质的密度($\sim 2 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$)时才会终止,此时费米简并压将迅速增长并阻止内爆,同时将有大量的核被反弹.这一反弹导致了强大的向外传播的冲击波(SW),它阻止了仍在向里降落的物质,并因为对流和中心核发射的中微子的能量沉积而再次受到激发.由此开始,SW穿过沉积层并将恒星物质推开.就这样,大质量恒星的灾难性的终结成为中心核坍缩超新星壮观的开端.当中心核的质量大于两到三个 M_{\odot} 时,它的坍缩将生成黑洞.超新星的演化如图2所示.

在观测上,超新星的爆炸是以紫外光明亮的一闪为标志的,而在物理上,可见的SN是从SW突破恒星表面即大约中心核坍缩后1h之后开始的.温度突然上升到20—30eV,光亮度迅速增长,然后又迅速下降.此时恒星开始扩张,绝热冷却.SW突破之

* 国家自然科学基金(批准号:19825110)和国家惯性约束聚变高技术课题资助项目

2000-06-29收到初稿,2000-09-11修回

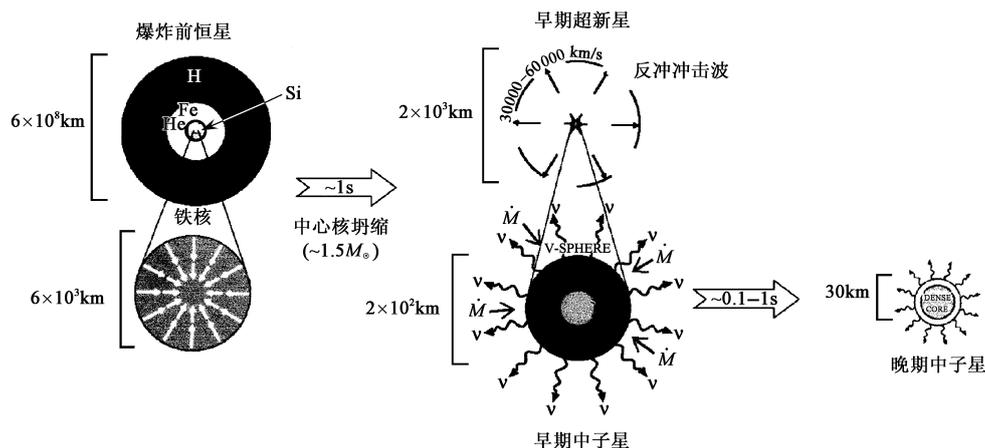


图2 超新星的演化,大质量恒星中心核坍缩,超新星爆炸生成中子星的演化示意图
(带箭头的波浪线表示中微子逃逸,而带箭头的直线则表示物质的运动)

后 30 min, 光亮度达到恒定值. 此时决定光球层边界的复合前沿向里运动, 其温度为恒定值. 大约 20—40 天之后, 由 ^{56}Ni , ^{56}Co 及 ^{44}Ti 等元素产生的 γ 射线的康普顿散射加热的辐射性中心核的传热到达光球层, 光变曲线上升到第二个峰, 这个峰比上一个峰宽许多. 随后, 光变曲线随时间单调下降, 其速率由作为能源的辐射性核子的半衰期决定. 光变曲线包含有恒星及其爆炸的大量丰富信息. 首先, 光亮度的变化直接与单位质量的爆炸能 E/M 有关, 同时还与恒星的初始半径成正比. 对于相同的 E/M , 小恒星的超新星不太明亮, 因为大量的能量为流体动力学扩散带走. 其次, 不透明度越低, 辐射扩散的时间越短, 因此平均的光亮度与不透明度成反比. 最后, 光变曲线随时间的演化与中心核通过流体动力学扩散与外部的包层混合的程度密切相关, 即与使热能靠近光球层的程度有关. 定量计算 SN 的光变曲线并与观测相比较, 可以获得关于 SN 的许多信息, 还有助于哈勃常数 H_0 的确定^[45].

然而, 定量计算 SN 的光变曲线存在许多困难. 爆炸的恒星经历各向同性的均匀膨胀, 每个辐射区都存在速度梯度, 等离子体向所有的方向膨胀. 对于某个区域发射的光子而言, 它必须通过吸收概率较低的不透明度中的窗口才能逸出恒星. 相对于发射区而言, 吸收区的窗口总是被红移, 建立光变曲线就要求能够计算这种“膨胀中的不透明度”. 显然这种计算将是十分复杂的. 这就使得相关的激光等离子体实验研究变得分外重要^[28]. 已经进行的实验是对 Al 在 7.18 \AA 附近的双线结构的观察. 这一发射源是带有很大的速度梯度的光学厚等离子体, 其中在某条线上的辐射可被吸收并在等离子体的另一个位置

上在另一条线上重新发射, 由此的线型结构十分复杂, 而且只有考虑了扩张效应对辐射传输的影响时才能通过模拟重建其过程. 就这样, 通过实验来检验不透明度的计算, 不仅在静态条件下, 而且在扩张条件下, 也可获得与 SN 光变曲线有关的信息.

中心核坍缩的 SN 是由强大的 SW 驱动的, 强大的 SW 同时也是引起流体动力学不稳定性基础. RT 不稳定性与 RM 不稳定性特别重要, 当由于加速造成的有效引力使较重的流体穿过较轻的流体层时发生 RT 不稳定性, RM 不稳定性与此密切相关, 不过此时引力的作用由惯性所替代, 这种惯性是由于 SW 导致脉冲加速所引起的.

在 SW 穿过阶段, RM 不稳定性将在恒星密度分布的每个间断点都被引发. 例如 O—He 界面或 He—H 界面. SW 穿过之后, 由于 RT 不稳定性, 流体动力学混合继续发展, 同时密度较大的层将由于密度较小的外层的作用而降低速度. 高密度的放射性核材料 (^{56}Ni , ^{56}Co 及 ^{44}Ti) 向外混合将辐射热源带到恒星表层. 这些爆炸产物将由于 γ 射线发射而衰变. 这就导致对光球层的再次加热, 从而在光变曲线上出现第二个极大值. RT 混合使得这个极大值更早出现, 并使之加宽, 在对 SN 987A 光变曲线的观察中明确看到了第二个峰值的加宽. 这意味着从中心核到光球层的传输增强^[46]. 关于 O—He 及 He—H 界面的混合发展, 二维 SN 计算程序 PROMETHEUS 计算表明^[47], 致密的 O 与 He 向里穿透了较稀薄的 H 层. 一方面是 H 层中出现了 O 与 He 向外的尖峰, 另一方面 H 也超过了 H/He 的平均边界层. 这种相互穿透正是通过 RT 不稳定性的增长与非线性演化而发生的.

基于激光的实验可以产生强的 SW 诱导的非线

性流体动力学混合条件,它与 SN 中发现的条件相似.在一组可定标到 SNI 987A 的 He-H 界面上的流体动力学(爆炸后 1h)的实验中^[31,48],强大的冲击波穿过由中心核物质(Cu)与低密度外围包层(CH₂)的边界,在界面上施加了二维的正弦波纹,接下来的由于 RM 与 RT 不稳定性而导致的生长是通过 X 射线背影成像来测量的.已观察到 Cu 的尖峰向上穿过稀薄 CH₂ 层,它是 RT 不稳定性的结果.用二维数值模拟程序计算了这种相互穿透,模拟与观测十分吻合.

在理论上,SN 中的流体动力学情况与实验室实验之间的关系可以用一种精确的投影(mapping)来描写.例如,SN 中 1600s 的 He-H 界面与激光实验中 20ns 的 Cu-CH 界面.在这些条件下,雷诺数(即惯性力与粘滞力的比率)及 Peclet 数(即对流与热传导率的比率)都很大,这样,粘滞力与热扩散可忽略不计,界面上的动力学可用多维气体中的欧拉方程来描写^[30].

$$\rho \left| \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \cdot \nabla \rho \right| = - \nabla p$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \gamma_a \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nu \cdot \nabla p - \gamma_a \frac{p}{\rho} \rho \cdot \nabla \rho = 0,$$

其中 ρ 为密度, $\rho \cdot$ 为流体速度, t 为时间, p 为气压, γ_a 为绝热系数.以上方程分别表示动量、质量及能量守恒.直接在(1)式中替换可看出在以下的标度变换下(1)式是不变的:

$$\begin{aligned} h_{SN} &\rightarrow ah_{lab} \\ \rho_{SN} &\rightarrow b\rho_{lab} \\ P_{SN} &\rightarrow cP_{lab} \\ \tau_{SN} &\rightarrow a(b/c)^{1/2} \tau_{lab}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 h 、 ρ 、 P 及 τ 分别是特征空间、密度、压强及时间尺度.将标度变换(2)代入(1)式, a 、 b 、 c 常数正好一一抵消,因此,由欧拉方程(1)描写的动力学在 SN 及激光实验中是完全等价的,在激光实验中获得的任何认识可以通过投影(2)直接应用到 SN 中去,一组有关的对应关系如表 2 所示.

表 2 超新星爆发物理过程与激光等离子体物理过程的标度变换

	超新星	激光等离子体实验
h	10^{11} cm	$50 \mu\text{m}$
ρ	$8 \times 10^{-3} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$
p	40 Mbar	0.6 Mbar
加速度 $g = \frac{\nabla p}{\rho}$	$10 g_0$ (g_0 为地球表面重力加速度)	$10^{10} g_0$
τ	2000s	20ns

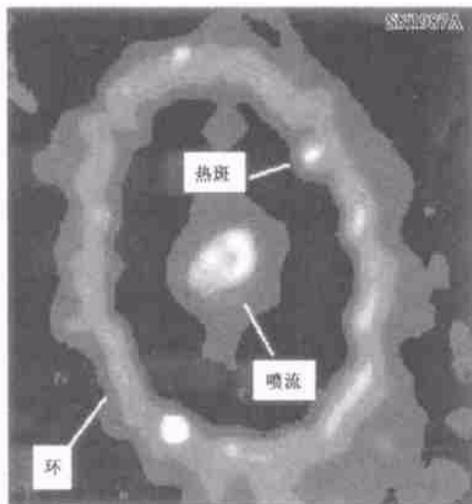
4.2 超新星遗迹的模拟研究

SN 既是大质量恒星的终点,又是超新星遗迹(SNR)的开始.关于 SNR 的动力学与演化过程,有很多活跃的研究领域可通过激光实验获得更好的理解.

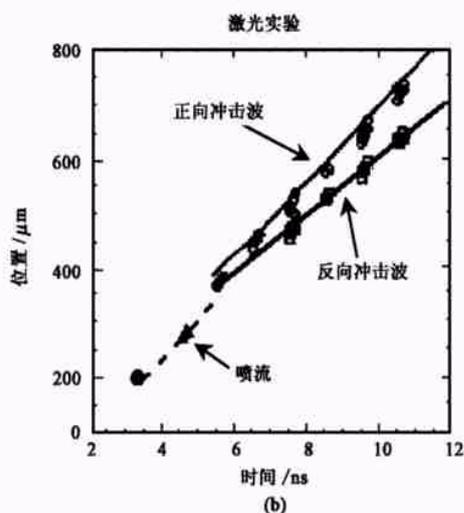
SW 动力学支配着 SNR 的演化.从 SN 喷出的快速扩散的喷流驱动的 SW 向前进入周围介质,同时喷流受积累物质的减速作用,形成了一个反向的 SW.喷流与周围介质接触点即接触间断点(contact discontinuity),出现流体动力学不稳定.当前,最受关注的 SNR 是 SNI 987A.它不仅包括向环境介质扩展的标准 SN 喷流,还有一个神秘的内部核和 2 个外部类似于星云的环,而且很明显在 SN 爆炸之前就已经存在.关于这些环已经提出了许多模型,但没有一种理论能够完满地解释其起源.SN 的喷流速度很快,约 10^4 km/s,而内环则是相对静止的,约 10 km/s,其直径约 1 光年,因此预计向前喷注的 SW 喷流将在大约 5 年内影响内环的内部边界,其结果将发射一个强的 SW 到环上,将其加热到 100—300eV,其发射波长从可见光到 X 射线,对这一效应的观察将有望阐明其结构,组成并可能推测其起源.最近对内环的摄影显示出一个迅速明亮起来的局域化的热斑,似乎表明正向 SW 与环的碰撞实际上已经发生.对莱曼- α 辐射的光谱成像表明,反向 SW 已经穿过了从环到恒星距离的 80%.

激光实验能产生类似于 SNR 中的 SW 结构^[30].至少在一维方向上,实验室获得的结果与 SNR 形成的基本动力学是相似的:由 SW 引起的快速运动的喷流进入了周围低密度的静态环境中,这将发射一个正向 SW 进入环境介质,同时发射一个反向 SW 进入停滞的喷流,这与 SNR 形成的动力学类似,如图 3 所示.因此,利用自相似模型^[49],实验室的实验可用于模拟 SNR 的一维动力学.

估计在喷流与环境等离子体相遇的接触间断点是流体动力学不稳定的,因此有必要进行二维的实验模拟.研究 SNI 987A 中的 SNR 物理的一个主要动机就是研究 SN 冲击波与内环的碰撞.显然,SW 与环相互作用是一个三维的强 SW 效应.目前正在设计相应的激光实验研究强冲击波与局域高密度球形物质相互作用的三维特性.三维发展强烈地影响着相互作用,例如,三维的方位角模式的发展与增强将“撕碎”球体.在研究 SNI 987A 的冲击波与内环相互作用以及 SW 与星云相互作用中都发现了相似的三维效应^[50].



(a)



(b)

图3 SNR的演化与动力学

(a) SN1987A 内部环的照片;(b) 激光实验研究的强冲击波动力学

在 SN1987A 当前的条件下,基于欧拉方程的标度变换规律同样适用[以前是用于爆炸(膨胀)流体动力学].要满足标度变换的条件还必须考虑 SW 是否为辐射性的,以及环境磁场是否足以约束等离子体.对 SN1987A 而言,等离子体密度足够低,SW 并不是辐射性的,因此辐射致冷时间尺度 τ_{rad} 比流体动力学时间尺度 τ_{hydro} 大得多, $\tau_{\text{rad}}/\tau_{\text{hydro}} \gg 1$.同时,环境磁场 $B \sim 100\mu\text{Gs}$ 足够大,离子的拉莫尔(Larmor)半径比感兴趣的尺度小得多.因此,等离子体可由流体动力学欧拉方程描写,这样,它满足相同的尺度变换规律[(2)式],从 SNR 到实验室的一维变换中,其标度变换为:

$$0.031 \text{ a} \rightarrow 100\mu\text{m},$$

$$10^4 \text{ km/s} \rightarrow 60 \text{ km/s},$$

$$1 \text{ a} \rightarrow 1 \text{ ns}. (\text{SNR 上的 13 年相当于实验室中的}$$

8 ns)

30 卷 (2001 年) 6 期

对 SW 引起的天体物理发射的谱分析可以得出温度、密度、平衡程度、离化态以及 SW 的速率,经过其他的测量,可以确定辐射源的距离.例如对 SN1006 遗迹中 SW 引起的 H(Lyman β) 或 OVI 发射谱的分析表明,SW 波前之后的等离子体不是由辐射冷却的, $\tau_{\text{rad}}/\tau_{\text{hydro}} \gg 1$,因此,谱分析表明,SW 波前的等离子体湍动不足以在不同的离子种类间实现温度平衡.

4.3 γ 射线爆发 (GRB) 的模拟研究

GRB 是当代天文学中最大的谜^[51].在天空随机方向每天可探测到多于一的发射,GRB 的典型持续时间为几秒,光子能量为 0.1—10 MeV.最近 20 年来,还未能确定 GRB 的距离,因为除了 γ 射线之外,没有在其他波段测到辐射.这一点最近发生了变化^[52],已经实现对 GRB 的精确定位(误差 $\leq 3''$).这是通过在 BeppoSAX 卫星上对数小时爆发的观测获得的^[53].与爆发有联系的可见光谱,即所谓“事后辉光”(afterglow),证明至少某些 GRB 是在宇宙学尺度,距离我们约几十亿光年^[54]($\Delta \lambda/\lambda = 1-3$).图 4 给出了对 GRB 及其 X 射线与可见波段的事后辉光观测.

如果 GRB 处于宇宙学距离,获得所观察到的亮度要求每次爆发释放的能量高达 $\sim 10^{53}$ erg.迅速的上升时间与高可变性, $\Delta t \sim 1 \text{ ms}$,意味着源的尺寸 $R_s \sim c \Delta t \sim 10^9 \text{ cm}$.如此巨大的能量是从非常小的源上发射出来的.观察到的光子谱可达 100 MeV,其能量谱可由下式拟合(power-law shape),

$$N(E) dE \sim E^{-\alpha} dE, (\text{幂次分布})$$

其中 N 为光子数密度,谱指数 $\alpha \sim 2$,这可能意味着对观察到的辐射而言,源等离子体为光学薄的(若源等离子体为光学厚,则光子将被热化,观察到的谱将为普朗克分布,而不是幂次分布).这带来了一个问题:能量为 E_1 、 E_2 的两光子相互作用,其质心能约为 $2(E_1 E_2)^{1/2}$,当 $2(E_1 E_2)^{1/2} > m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$,这种相互作用产生 $e^+ e^-$ 时,令 GRB 中满足这一条件的光子对的成分比为 f_p ,对 $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$ 过程而言,光学厚度(OD) $\sim f_p/R_s^2$,将有大量的电子对产生,而且由于康普顿散射,这将使等离子体为光学厚,并热化光子谱,然而观察到的光谱为非热化的.这就是所谓的“紧致性问题”^[39].火球模型是不需要引入新的物理机制就能解决这一问题的理论.在这一模型中,源中产生一个相对论性膨胀的火球,发射区向着观测者以相对论性的速率运动,面向静止观测者以相对

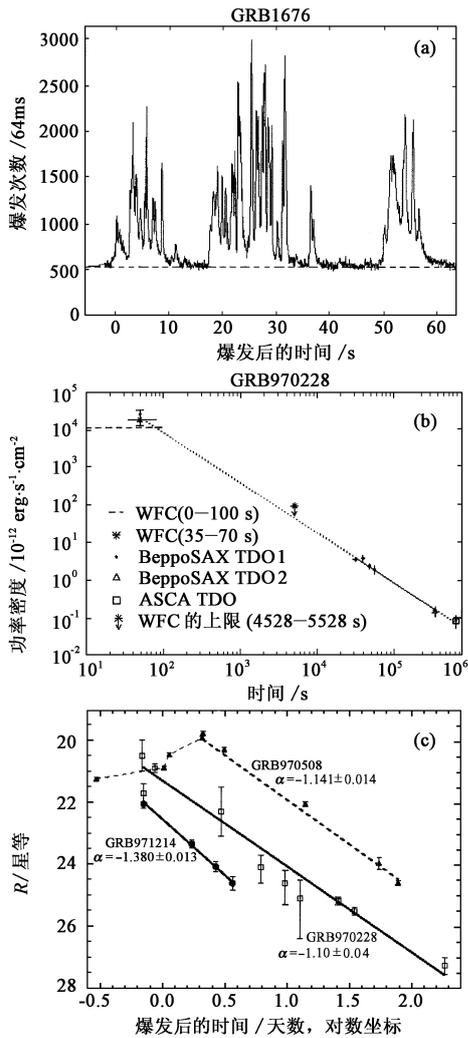


图4 GRB 的计数及事后辉光
 (a) GRB 观测数据; (b) GRB 的 X 射线事后辉光;
 (c) GRB 的可见光事后辉光

论性速率 v 运动的辐射源可由洛伦兹因子表征： $\gamma_L = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2} \gg 1$. 假定观测者看到的光子能量为 $h\nu_{\text{obs}}$, 它在以发射区为静止的坐标系中的实际能量为 $h\nu_{\text{obs}}/\gamma_L$, 这样在发射区, 能量高于 e^+e^- 对产生的光子比率 f_p 实际上为 $\gamma_L^{2\alpha} \cdot f_p$. 另一方面, 发射区呈现出洛伦兹收缩, 在其静止坐标中它要大得多, 即 $R_i \sim \gamma_L^2 \cdot c \Delta t$, 这样, 对 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ 过程而言的 OD 变为 $OD \sim f_p/\gamma_L^4 R_i^2$. 对 $\gamma_L > \sim 100$ 而言, 紧致性问题就很好解释了: 经过蓝移作用, 我们观察到高能光子, 而且辐射区实际上是光学薄的, 这样就观察到了 γ 射线的幂次谱. GRB 喷流的动力学能量在内部的 (反向) SW 谱为随机、各向同性的, 当 SW 位于半径 $r_{\text{int}} = \gamma_L^2 \cdot c \cdot \Delta t = 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}$ ($\gamma_L \approx 100 - 300$) 内时发射高能光子, 而所谓的“事后辉光”, 则被假定为是外部的 (正向) SW 位于 $r_{\text{ext}} > \sim 10^{17} \text{ cm}$ 之后才开始发射

的.

大多数 GRB 的变化时间尺度比总的 GRB 持续时间短得多 (典型值约 1%) . 在火球模型中, 这种变化来自于内部 (反向) SW, 它将大量的动能转换为内能. 这一能量随即通过同步辐射和 SW 加速电子的逆康普顿散射而发射出来. 另一方面, GRB 的总的持续时间反映了能量从辐射源发射出来的时间. 内部 SW 之后, 火球迅速冷却并持续膨胀, 驱使相对论性 SW 进入周围星际介质, 这种外部 SW 持续不断地加热新的气体并生产相对论性电子, 正是它们产生了时间尺度为几天到几个月的延迟辐射, 即事后辉光. 总之, 相对论性扩张的火球产生了迅速变化的硬 X 射线和 γ 射线, 这是通过内部 SW 实现的, 而外部 SW 则产生了长寿命的慢变的事后辉光衰变.

然而, 上述模型主要是定性的, 不够完整. GRB 的尺寸尚未确定, 但它一定非常庞大, 因为要在遥远的距离发生明亮的爆发要求极大的能量. 就此提出的模型包括一对中子星的合并、超新星的中心核坍缩以及黑洞及相对论性喷发有关的奇异事件. 只有当火球半径比初始源尺寸 ($\sim 10^7 \text{ cm}$) 大许多量级时辐射才会逃逸出火球. γ 射线辐射是当辐射源扩展到约 10^{13} cm 时发生的, 而事后辉光则在 $> 10^{16} \text{ cm}$ 才发生, 因此, 所观察到的辐射并未提供辐射源的直接信息. 关于 γ 射线的预言涉及到等离子体与相对论性 SW 以及磁场的相互作用, 而这种相互作用的细节尚未弄清. 这种加热到极高温度的聚集体可能是某种火球或等离子体喷流以相对论速度扩展, 产生了大量的 e^+e^- 对, 估计爆炸能量为 $10^{52} - 10^{53} \text{ erg}$ (接近了太阳静止能量). 使用蒙特卡罗 (Monte Carlo) 模拟典型的 GRB (例如 GRB0973) 的 γ 射线谱, 利用高能电子与正电子对的火球通过多次康普顿散射, 获得了与观察的 GRB 谱与时间演化类似的定性结果. 一个与此相关的现象是超高能宇宙射线 (10^{20} eV) 的起源, 有人认为它是由于火球波前的费米加速机制出现的.

在目前正在设计的验证辐射流体动力学的天体物理程序实验中, 利用了辐射性的高马赫 (Mach) 数的喷口、初始条件里超热的 ($\sim 1 \text{ keV}$) 高速 (700 km/s) 高电离 Au 等离子体喷流, 其辐射致冷效应很强. 也许更可行的实验是利用聚焦强度达 $10^{20} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的 PW 激光辐照平面靶^[16], 获得扩张的高能量密度的超热等离子体, 这就是“实验室火球”. 初始温度为几个兆电子伏, 等离子体为相对论性, 产生了正负电子对, 在最高强度的实验中, 观察到了高达 100 MeV 的

电子,同时也记录下正电子谱^[55].在这些实验中,最令人感兴趣的是光核反应的观察,通过韧致辐射这些高能电子可产生高能 γ 射线,它们激发了原子核,原子核退激发时发射核子,发生裂变.这些反应使粒子处于长寿命的受激辐射态,并能被测量计数(通过 γ 射线光谱学).详细的激光等离子体动力学和进一步的等离子体火球依然有待发展,不过,在当前实验室中已经获得了“热”温度高达1 MeV的电子成分以及更高的能量尾巴,同时也观察到大量的 e^+e^- 对产生,也观察到受激核能级,因此,现在已经有望在实验室中开展 GRB 火球物理研究,讨论其中相对论性等离子体效应的细节了.现在有关 GRB 和相对论性等离子体的研究如图 5 所示.

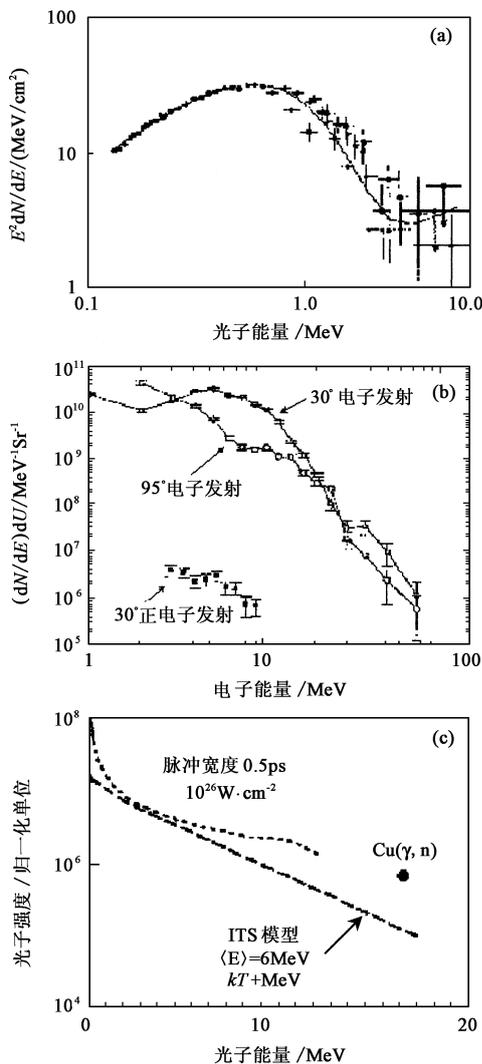


图 5 GRB 和相对论性等离子体的研究
(a) GRB910601 的 γ 射线能谱;(b) PW 激光实验测量的电子能谱(280J,0.45ps, 10^{20} W \cdot cm $^{-2}$,0.5mm Au);(c) PW 激光实验测量的 γ 射线能谱

4.4 巨行星、褐矮星与强耦合等离子体

在前面 SN 一节中讨论了量子压力与引力相互平衡的情况.另外,在巨行星(土星或木星)以及褐矮星的稳态内部可以更好地看到强的简并效应.由于质量很小, $M \leq 0.08 M_{\odot}$,在这些天体中无法产生自持的热核聚变,占主要地位的是简并压和强耦合效应.

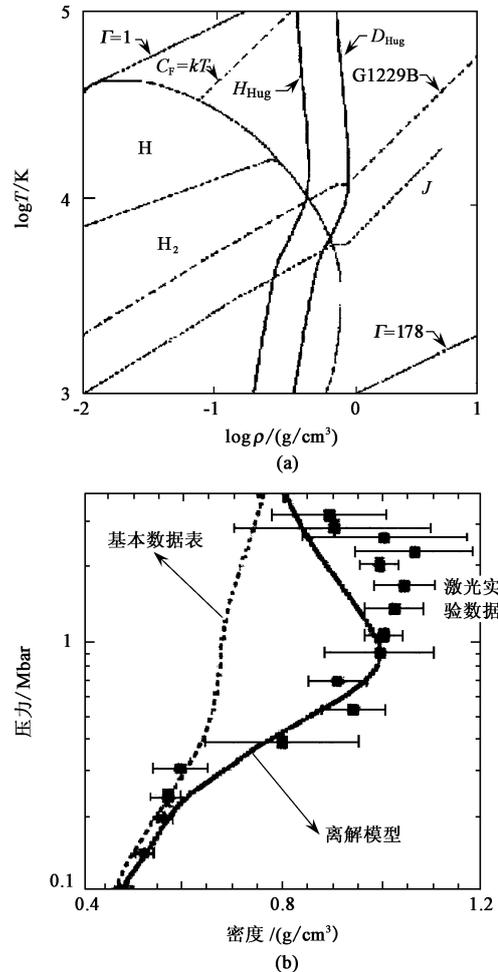


图 6 与巨行星和褐矮星有关的相图以及 EOS 实验
(a) 与木星以及褐矮星 Gliese 1229B (Gl 229B) 有关的 H 的相图.图中, H_{Hug} 和 D_{Hug} 分别为 H 和 D 的于戈尼奥(Hugoniot)数;
(b) 密度压缩与冲击波压力的关系,可用于测量低温液体 D_2 的主于戈尼奥数

强耦合等离子体可由一个无量纲的量来表示, $\Gamma = (Ze^2)/akT$,其中 a 是离子间的特征间距, Ze 为离子电荷态, kT 则是温度.对 $\Gamma \ll 1$,热效应占据主流,等离子体可视为“理想的”.当 $\Gamma \gg 1$,库仑相互作用开始起作用,等离子体进入强耦合区.

与巨行星和褐矮星有关的相图以及 EOS 实验如图 6 所示.在相图中, $\Gamma = 1$ 的右下方就代表强耦

合区.当 $r=178$ 时,等离子体相互耦合极其强烈,离子被冷却为固态晶格.此外,当密度足够高或温度足够低, $kT < \varepsilon_F$, ε_F 为费米能, $\varepsilon_F = p_F^2/2m_e = \frac{1}{6} \left| \frac{3}{\pi} \right|^{2/3} (n^2/m_e) n_i^{2/3} a_0^{2/3}$, p_F 为费米压, n_i 为离子数密度,此时等离子体为简并的.在 $\varepsilon_F = kT$ 的右下方,即等离子体的简并区,在这个区,电子简并压成为总压力中主要部分.木星以及褐矮星 Giese1 229B 的等熵线表明这些主要由 H 和 He 构成的天体既是强耦合的,又是强简并的.因此,巨行星与褐矮星的内部结构 $\rho(r)$ 、 $T(r)$,甚至其外部磁场都可由高压 ($p=1-100$ Mbar) 下的简并 H 与 He 的 EOS 决定.众所周知,相对论性强简并、强耦合等离子体的 EOS 很难从第一原理出发进行计算,其中不仅有经典热动力学,而且还要考虑量子力学效应.因此,在这个参数区的实验对于提高我们对木星和其他巨行星以及褐矮星的理解是十分关键的.

物质的 EOS 可通过测量它对已知压力的响应来决定.在 Nova 激光实验中已经测量了从 220kbar 到 3.4 Mbar 压强下低温氘(D)的 EOS^[56].在这些实验中,清楚地观察到 H 从分子流体绝缘相到单原子金属相的转变.在这个区的 D₂ 的压缩实验中发现了 H 对标准的理论 EOS 模型的偏差,这一结果与包含了由于分子离解(D₂ → D + D)而导致势能下陷的模型结果是一致的,这些实验与气体喷流低压实验中的其他结果^[57]一起,对于木星等巨行星和褐矮星的外层的组成与动力学的研究是有启发意义的.

在木星表面附近的外壳层的压强约 1—3 Mbar,温度约几分之一电子伏,更深一些的内层,压力与温度升高,在中心上升到 40 Mbar、几个电子伏.在木星表面上,H 主要是以分子 H₂ 的形式存在,壳层更深一些则离解为 H + H,并逐渐离化.H 从绝缘体到导体的跃迁是十分重要的过程.在对流区,H 的导电性有可能产生 10—15Gs 的磁场(木星),一个迄今尚未能解决的问题是在木星的内部是否有一个明确的边界,即等离子体相变层(PPT),也就是分子 H₂ 的外壳和单原子 H 的中心核的边界.在木星中,其位置约在 0.75 R 附近(R 为木星半径),压力为 3 Mbar,激光与气体喷枪实验覆盖了这个临界转变区.这些实验似乎表明,并不存在从分子到单原子转变的明确边界.实验发现^[58],在木星的等熵线上,大约在 400kbar,分子 H₂ 就开始平稳地离解直到约 3 Mbar,而金属化则恰好从这两头的中间(约 1.4 Mbar, T ~

4000K) 开始,很可能木星表面附近的电流 ($r \sim 0.95 R$) 也对表面的磁场有贡献.这对早期的理论形成了冲击.在早期,认为直到 $r \sim 0.75 R$ 的内层才形成金属 H,才有磁场.

5 类天体等离子体辐射不透明度的实验研究

不透明度是支配恒星内部辐射传输的基本原子属性,由原子吸收光子的几率决定.从宏观上来看,不透明度直接进入辐射转移方程而成为支配辐射传输过程的基本物理量.辐射转移方程其实是能量守恒定律在辐射传输问题上的应用,它相当于粒子传输动力学理论中的玻尔兹曼方程:辐射流强随传输距离(或光深)的变化与该体积元中的发射系数以及辐射流强直接有关,其比例系数正是单色不透明度 k_ν .当光子平均自由程很短时,天体等离子体满足局域热动平衡(LTE)条件,此时传输方程中的单色吸收可由与流量有关的平均取代:

$$k_R = \int_0^\infty d\nu \frac{1}{k_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} / \int_0^\infty d\nu \frac{dB_\nu}{dT},$$

其中 B_ν 为普朗克函数, k_R 为 Rosseland 平均不透明度,有时简称不透明度,它决定了 LTE 条件下的辐射传输特性.另一方面,从微观上来看,在原子物理中,通常用三个过程来描写光吸收.当电子终态为连续谱时发生连续吸收,包括光电离(束缚态—自由态跃迁)和逆韧致吸收(自由态—自由态跃迁).当电子的初态与末态均为束缚态时,表现为分立的线谱吸收(束缚态—束缚态跃迁).第三个过程并不是真的吸收,主要是电子对光子的散射,但它使该方向的光能损失,因此也被记入不透明度.

一直到最近为止,天体等离子体的辐射不透明度的数据主要来自于理论计算^[59].由于不透明度控制着恒星内部的温度分布,从而反过来影响着其他的物理过程,理论计算的任何错误都有可能对整个恒星模型的彻底改变.迄今为止,对于类天体等离子体辐射不透明度的理论计算经历了较大的改进.在早期的不透明度计算中,人们假定束缚态—束缚态跃迁引起的吸收不重要,并因此只考虑连续谱吸收和散射过程.20 世纪 60 年代, Cox 等人^[60]开始考虑束缚态—束缚态跃迁的影响.在天体等离子体条件下,这种分立吸收谱成为恒星物质特别是重元素部分电离时不透明度的主要来源^[61].这一工作的继续和改进导致了 70 年代标准的 Los Alamos 不透明度模型的出现,建立了通用的天体物理不透明度数

据库^[62].在当时,不透明度数据库的精确性与天体物理的精度是一致的.随着计算技术与天文观测精度的提高,在天体物理上使用这些不透明度所给出的模型与天文观测之间出现了明显的差距,无法用计算误差或观测精度来解释.80年代,Simon和Andreasen曾经提出,假定经典造父变星外部区域的不透明度提高一倍,就可以很轻松地解释其脉变周期中的奇异性,为此他们要求重新检查已有的不透明度模型和计算结果.这使得人们重新关注不透明度计算中涉及到的原子物理,并开始怀疑原子物理中的某些错误是否有可能影响光子吸收截面,其程度使之远远偏离了Rosseland平均不透明度.事实上,在80年代关于不透明度存在广泛的争论^[63],都是回到原子物理层面重新讨论天体物理不透明度.

在Los Alamos模型中,不透明度的计算采用的是一种混合的方案:原子或离子的能级用 nl 表示,而振子强度 f 则以类H的振子强度代替.这样一种处理在物理上的正确性是很值得怀疑的.基于不透明度在恒星模型^[64]、脉动变星的周期特性^[65]、对流超射^[66]等许多问题上的重要性,在Los Alamos的研究之外,Lawrence Livermore国家实验室(LLNL)、伦敦(London)大学物理系以及Max-Planck量子光学研究所等的科学家又展开了新的独立的研究来计算天体不透明度.从80年代后期以来,OPAL小组以及稍晚一些的OP小组的研究基于改进了的原子物理模型,并自洽地考虑了相应的等离子体环境,获得了不同于Los Alamos模型的结果,并且更好地符合天文观测的结果.在OPAL小组的一次研究^[67]中,将振子强度换成非H的,利用中间态耦合考虑光谱项的分裂,发现不仅 $\Delta n = 0$ 处的单色吸收大大增强,而且

$\Delta n = 0$ 的吸收宽度也被大大展宽.在Fe的M壳层内电子跃迁的计算中,利用中间态耦合导致的光谱项增长,在 $T \sim 55\text{eV}$ (即 $n = 3 \rightarrow 3$ 跃迁,正好是在恒星内部 $\frac{dB_{\nu}}{dT}$ 的最大值附近)处Fe的不透明度提高了一个量级.假定这一理论正确,它所预言的不透明度的增长将对天体物理中许多问题的解决产生深远的影响.

事实上,在天体物理不透明度的研究中,长期存在的主要问题就是缺乏通过地面的实验来检验理论的手段.过去的经验表明,至关紧要的不是去证明新的不透明度理论在物理上有多大的优越性,而是用实验来验证已有理论正确性的能力.毫无疑问,激光加热样品这一新的实验技术的发展和成熟增强了我们在这方面的能力^[68].实验上不仅测量了单色不透明度^[67],而且还对很宽光谱范围内的Rosseland平均不透明度进行了测量^[69].在实验测量和新的不透明度理论(OPAL)计算之间很强的一致性极大地增强了我们对于这一理论的信心.毫无疑问,激光等离子体实验正在并将在天体物理不透明度的研究中扮演越来越重要的角度.以上所述的实验已经验证了新的不透明度理论的正确性,进一步的理论方面的进展将伴随着实验室研究逐渐增进我们对于天体等离子体内部辐射传输过程的理解^[22].表3给出了近期对等离子体在X射线波段的辐射不透明度进行的一些测量实验.这些实验利用了大致相同的实验设计,对天体物理感兴趣的各元素的辐射传输特性进行了测量.它们表明,利用当前普通实验室即可拥有的激光装置,可以实现与天体物理有关的不透明度测量.图7给出了测量不透明度的原理.

表3 近期X射线在激光等离子体中的传输实验

光子能量	密度	温度	材料	激光强度	实验室	来源
100eV—1keV	10^{-2}g/cm^3	几十eV	Fe	$(1-5) \times 10^{14}\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$	RAL	[70]:1990
100eV	10^{-4}g/cm^3	20eV	Fe	400kJ(X射线)	Sandia	[71]:1997
1.5keV	$10^{-2}-10^{-3}\text{g/cm}^3$	20—30eV	Al	500J,0.4ns	Max-Planck	[72]:1997
50—300eV	10^{-2}g/cm^3	20eV	Au	220J,0.4ns	Max-Planck	[73]:1998
1.2—1.5keV	0.05g/cm^3	10—20eV	Ge	Nova	LLNL	[74]:1997
?	8g/cm^3	600eV	Fe	0.2J,300fs	RAL	[59]:1996
~1.6keV	?	20eV	Al	80J,1.2ns	RAL	[28]:1997

6 结论

利用强激光与经过特殊设计的靶相互作用所产生的等离子体,可以从多个角度模拟各种不同的天体

物理现象,有利于深入研究天体等离子体中的细致物理过程.从总体上看,激光等离子体具有极大的温度与密度参数范围,从低密度、高密度的冕区到致密的烧蚀区和压缩区,温度与密度可在3个以上的量级上变化.激光等离子体分布的精细性质是由激光烧蚀、

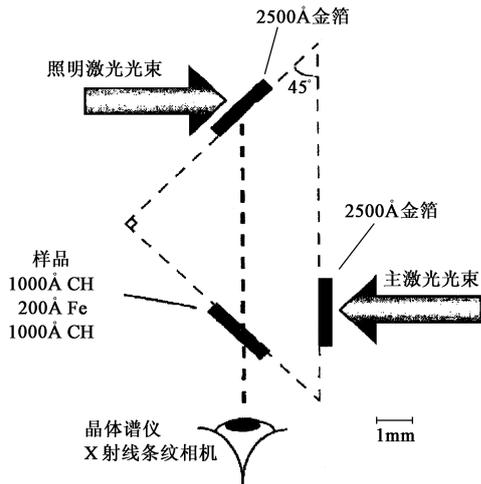


图7 测量不透明度的实验原理

电子热传导、流体动力学以及原子物理与辐射传输等过程的复杂平衡所决定的,在许多方面与天体等离子体具有很高的相似性,有时可以通过建立严格的标度转换规律而相互对应。

迄今为止,人们已经在高离化态光谱学、类天体等离子体状态方程和辐射不透明度以及流体动力学不稳定性等方面开展了强激光天体物理学的研究^[75],对于超新星、白矮星、中子星以及巨行星、褐矮星等领域的天体物理过程起到了极大的推动作用。另一方面,激光等离子体模拟实验所达到的深度与广度依然有待于加强。首先,在恒星内部的核反应过程,至今依然是激光等离子体相互作用努力的目标;其次,对于恒星物质的宏观运动(例如对流不稳定性),激光等离子体还很难加以研究。与此相比,辐射不透明度不仅有助于合成与解释恒星光谱^[76,77],而且在恒星结构与演化模型中具有重要作用^[78,79],有时甚至是关键性的作用^[80],因此现在对恒星物质的研究多放在辐射不透明度上。在满足流体静力学平衡、辐射平衡的条件下,辐射为主要传输方式的准静态过程中,不透明度起主要作用,而且对流不稳定性产生的判据之一也是辐射透明度绝对值的大小。另一方面,我们还没有一个合理的、自洽的含时对流理论,特别对于恒星内部的对流了解很少,对它如何表现为可观测的效应也不太清楚。例如在恒星振动理论中,对流对恒星振动的影响问题还得不到理论上的解决。事实上,这与高温等离子体中关于对流的认识依然非常不足是有关的。因此,开展辐射条件下的对流不稳定性研究,研究在对流不稳定性下的辐射传输以及对流传能和化学元素混合,这有可能成为激光等离子体模拟的一个

方向。

可以预计,随着激光等离子体的发展和天文学观测的进展,可以通过强激光与物质相互作用来研究的天体物理现象将越来越多,对于天体物理过程的理解也将越来越深入,强激光天体物理学的内涵也将更加丰富。

参 考 文 献

- [43] Ripin B H *et al.* Hora H, Miley C eds. Interaction and Related Phenomena. New York: Plenum, 1986. 857
- [44] Borrows A. Nature, 2000, 403: 727
- [45] Branch D *et al.* Phys. Plas., 1997, 4: 2016
- [46] Hillebrandt W, Hoefflich P. Rep. Prog. Phys., 1989, 52: 1421
- [47] Müller E *et al.* A. & A., 1991, 251: 505
- [48] Kane J *et al.* Astrophys. J., 1997, 478: L75
- [49] Che Valier R A. Astrophys. J., 1982, 258: 790
- [50] Klein R *et al.* Astrophys. J., 1994, 420: 213
- [51] Bahcall J N, Ostriker J P eds. Unsolved Problems in Astrophysics. Princeton: Princeton University Press, 1997
- [52] Meszaros P. Nature, 1999, 398: 368
- [53] Kulkarni S R *et al.* Nature, 1999, 398: 389
- [54] Castro Tirado A J *et al.* Science, 1999, 283: 2069
- [55] Cowan T *et al.* Laser and Part. Beams, Proceedings of XXIV ECLIM
- [56] Collins G W *et al.* Science, 1998, 281: 1178
- [57] Wei S T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 76: 1860
- [58] Nellis W J *et al.* Science, 1995, 269: 1249
- [59] Nazir K *et al.* Appl. Phys. Lett., 1996, 69: 3686
- [60] Cox A N, Stewart J N. Astronomy J., 1962, 67: 113
- [61] Cox A N, Tabor J E. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1976, 31: 271
- [62] Weiss A *et al.* At. Data Nucl. Data Tables, 1990, 45: 209
- [63] Magee N H *et al.* Astrophys. J., 1984, 283: 264
- [64] Guenther D B *et al.* Astrophys. J., 1990, 377: 372
- [65] Moskalik D *et al.* Astrophys. J., 1992, 385: 685
- [66] Stothers R B, Chin C W. Astrophys. J., 1991, 381: L67
- [67] Dasilva L B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 438
- [68] Perry T S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1991, 67: 3784
- [69] Springer P T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 3735
- [70] Edwards J *et al.* Europhys. Lett., 1990, 11: 631
- [71] Springer P T. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1997, 58: 927
- [72] Merdji H *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1997, 58: 773
- [73] Eidmann K *et al.* Europhys. Lett., 1998, 44: 459
- [74] Back C A *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1997, 58: 145
- [75] 张杰, 赵刚. 物理, 2000, 29: 393 [Zhang J, Zhao G. Wuli (Physics), 2000, 29: 393 (in Chinese)]
- [76] Fontenla J *et al.* Astrophys. J., 1999, 518: 480
- [77] Bhatla A K *et al.* Astrophys. J., 1999, 516: 482
- [78] Bautista M A *et al.* Astrophys. J. Suppl. Ser., 1998, 118: 259
- [79] Hannestad S, Raffekt G. Astrophys. J., 1998, 507: 339
- [80] Verner D A *et al.* Astrophys. J., 1996, 465: 487