

文章编号: 1000-8349(2009)01-0029-18



一类壳型超新星遗迹非热辐射含时模型的研究与应用

魏丙涛¹, 方 军²

(1. 中国科学院 国家天文台 / 云南天文台, 昆明 650011; 2. 云南大学 物理系, 昆明 650091)

摘要: 一般认为超新星遗迹是银河系内高能宇宙线粒子的主要源, 粒子(轻子和强子)在超新星遗迹中通过扩散激波加速机制被加速到极相对论性能量。近年来, 越来越多的观测特别是 X 射线和 γ 射线波段的观测支持了这一观点。阐述了超新星遗迹多波段非热辐射的含时模型的研究情况, 并将模型应用于 4 颗超新星遗迹 G347.3-0.5, G266.2-1.2, G8.7-0.1 和 G23.3-0.3, 结果显示模型可以很好地解释这 4 颗 SNRs 的多波段观测。

关键词: 粒子加速; 超新星遗迹; 高能宇宙射线; 非热辐射

中图分类号: P145.3 **文献标识码:** A

1 引 言

超新星遗迹是银河系内高能宇宙线粒子的重要发射源^[1]。一般认为超新星遗迹在其扩张的壳层中通过扩散激波加速机制(又称一级费米加速), 将带电粒子加速至极相对论性能量。这些带电粒子通过与周围磁场和介质相互作用, 产生从射电到高能 γ 射线的多波段的辐射。观测上, 由于能量小于 10^{15} eV 的带电粒子从产生处到达地球的过程中被普遍存在的星际磁场偏转, 使得难以辨认其起源地, 而且到目前为止, 现有的中微子探测器还无法有效地探测来自天体(太阳和 SN 1987A 的超新星直接爆发除外)的高能中微子^[2], 因而对超新星遗迹的射电、X-ray 和 γ -ray 波段的辐射观测是当前探索银河系内宇宙线起源的一个行之有效的手段。在射电波段观测到的超新星遗迹已达 200 多颗^[3], ASCA, BeppoSax, Chandra, XMM-Newton 在 X-ray 波段也已经获得了丰富的数据, EGRET, HEGRA, HESS 在 γ 射线波段也对 SNRs

收稿日期: 2008-03-31; 修回日期: 2008-05-15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10778702)

进行了观测。

根据观测,超新星遗迹从形态上大致分为三类:实心型、壳层型与复合型。实心型超新星遗迹没有壳层结构,中央存在致密天体提供能量,其辐射能谱在 X-ray 与射电波段均呈现出幂律特征。最典型的代表就是蟹状星云,中心有颗脉冲星不断为其提供能量向外喷射出高能粒子。壳层超新星遗迹具有明显的壳层结构,中心没有致密天体提供能量,超新星爆发时抛射出的物质与星际介质相互作用形成壳层。观测上,其在射电波段的辐射能谱呈现出幂律特征。目前所发现的超新星遗迹中绝大部分属于此类。复合型超新星遗迹具有实心型及壳层型遗迹双重的特点,既具有中央致密天体提供能量,也具有抛射物质与星际介质相互作用形成的壳层结构。本文中主要考虑壳层型超新星遗迹,后面所指超新星遗迹均为壳层型超新星遗迹。为解释观测到的超新星遗迹的多波段辐射,天文学家已提出多种模型。一般认为相对论性电子的同步辐射机制能够很好地解释遗迹的射电波段和部分遗迹的 X-ray 波段非热辐射谱。而 γ 射线的产生则可能来自于电子同周围气体作用的非热韧致辐射,也可能源于高能质子的 p-p 相互作用中产生的中性介子的衰变,或者高能电子与周围软光子场的逆康普顿散射。如果在甚高能 γ 射线的产生中,轻子的贡献占主导,则称该遗迹为轻子起源,反之则为强子起源。目前的观测还不能完全精确地对高能辐射模型中的一些参数进行限定,因而具体就某颗遗迹而言还无法很确定地判断其详细辐射机制;第 2 章综述超新星遗迹多波段辐射的模型,并重点评述含时的超新星遗迹多波段辐射模型;第 3 章介绍目前超新星遗迹的观测进展,并将超新星遗迹多波段辐射模型应用到 4 颗超新星遗迹上,将模型结果与观测比较;最后一章是总结与展望。

2 壳型超新星遗迹的多波段非热辐射的理论研究

描述超新星遗迹的多波段非热辐射的理论模型大致可分为稳态与含时两种模型。在稳态模型中,首先假定了与时间无关的被加速粒子的谱形与截断能量,进而计算来自轻子与强子的辐射。例如, Gaisser 等人在其模型中考虑了 π 产生、韧致辐射、逆康普顿散射对超新星遗迹的非热辐射的贡献^[4]; Baring 等人用蒙特卡罗方法模拟了超新星遗迹的稳态的非线性激波加速过程,进而计算来自超新星遗迹的从射电到 TeV 波段的非热辐射^[5]。而在含时模型中, Sturmer 等人 (1997) 假定激波加速粒子至相对论性,并给出了粒子随时间的演化方程,在超新星遗迹的演化过程中不同阶段的粒子谱及其对应的辐射谱均可计算出来^[6](简称 S97 模型)。该含时模型中,粒子(轻子与强子)被激波加速随后参与演化,加速的电子通过库仑碰撞、同步辐射、逆康普顿散射、韧致辐射损失能量;被加速的质子主要通过库仑碰撞损失能量,并与周围物质碰撞通过 p-p 相互作用发出高能辐射及诸多次级粒子。一般而言,一典型超新星遗迹的非热辐射有双峰结构,分别在在射电到 X 射线波段,以及高能 γ 射线波段成峰,其中射电到 X 射线波段的辐射主要由电子的同步辐射产生,而高能 γ 射线可由高能电子的韧致辐射、逆康普顿散射,以及高能质子与周围物质碰撞所致的 π^0 介子的衰变产生。S97 模型中有一重要参数,电子质子数比率 K_{ep} ,它对来自超新星遗迹的 TeV 辐射是强子起源还是轻子起源有很大的影响。 K_{ep} 值越小,TeV 辐射中的强子贡献相比轻子贡献就越重要。地球上的观测揭示地球周围的 K_{ep} 值在能量 10 GeV 处约为 1.33×10^{-2} ^[7],但是由于宇宙线传播效应,地球周围的值并不能代表某特定天体附近的值,而且对应不同的天体其 K_{ep} 值可能不

一样。S97 模型假设整个演化过程中电子与质子所包含的动能相等, 得到 $K_{ep} \simeq 0.6$ 。另外, Yamazaki 等人 (2006) 对老年超新星遗迹的非热辐射进行了研究, 发现扩散激波加速后的质子能够在超新星遗迹或大型分子云中辐射 TeV 量级的 γ 射线。他们用一些观测到的在 1~10 TeV 与 2~10 keV 的能流比率来确定 K_{ep} 的值, 发现 $K_{ep} = 10^{-3}$ 可对现有的一些观测给予很好的解释, 不过不确定性仍然很大 [8]。可见, K_{ep} 值的不确定导致来自超新星遗迹的 TeV 辐射是强子起源还是轻子起源也具有很大的不确定性。对于老年超新星遗迹, 被激波加速的原初电子能量受到同步辐射冷却效应的影响, 因而相对于年轻超新星遗迹, 有较小的同步辐射损失; 而由于 p-p 相互作用的能损时间较长, 次级电子的产生可以长时间存在。因此, 对于老年超新星遗迹, 次级电子的贡献不可忽略。壳型超新星遗迹、脉冲星风云、X 射线双星和年轻的星云 Westerlund2 为银河系四大类 TeV 辐射探测源 [9]。迄今为止, HESS 已探测到来自 6 颗超新星遗迹的 TeV 辐射 [10]。射电以及高能辐射的观测可对来自超新星遗迹的非热辐射模型给予一定的限制, 并将使得对来自超新星遗迹的高能 TeV 辐射是轻子还是强子起源的判定较为明确。Fang 和 Zhang (2008) 在 S97 模型的基础上进一步发展了超新星遗迹的非热辐射模型, 并成功地将模型应用于观测数据较为充分的年轻及年老的超新星遗迹上 [11,12]。

2.1 壳型超新星遗迹的演化

假定超新星遗迹周围物质均匀且具有密度 n_0 , 理论上由激波的动力学研究可知, 超新星遗迹的演化可分为三个阶段: 自由膨胀相、绝热相 (Sedov 相)、辐射相 [6,13]。在超新星爆发后的初始阶段, 即自由膨胀相中, 超新星抛出物质的质量大于膨胀时激波所扫过的星际物质的质量, 抛出壳层匀速向外膨胀, 星际物质被压缩, 温度升高。接着当激波所扫过星际物质质量大于超新星爆发所抛出的物质质量时, 超新星遗迹进入绝热相, 此时辐射损失可以忽略, 系统的能量守恒, 激波向外绝热扩张。当辐射损失的能量很大时, 超新星遗迹进入辐射相, 此时辐射损失很大, 气体迅速冷却, 之后超新星遗迹逐步消失, 与星际物质融为一体。若超新星遗迹爆发能量为 $E = 10^{44} E_{51} \text{J}$, 激波初始速度为 v_0 (假定为 $10^9 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$), 则超新星遗迹在 $t = t_{\text{Sed}} = (3E/2\pi m_{\text{H}} n_0 v_0^5)^{1/3} \approx 2.1 \times 10^2 (E_{51}/n_0)^{1/3} v_0^{-5/3} \text{a}$ 时进入绝热相, 在 $t = t_{\text{rad}} \approx 4.0 \times 10^4 E_{51}^{4/17} n_0^{-9/17} \text{a}$ 进入辐射相 [14]。其中, $n_0 = \mu n_{\text{ISM}}$, n_{ISM} 为周围氢原子密度, μ 为考虑到周围氦的存在而引入的因子 (假设每有 10 个氢原子对应存在一个氦原子), m_{H} 为氢原子质量。在以上假定后, 激波速度的演化过程为 [6,8]

$$v_s(t) = \begin{cases} v_0, & t < t_{\text{Sed}} \\ v_0 \left(\frac{t}{t_{\text{Sed}}} \right)^{-3/5}, & t_{\text{Sed}} \leq t < t_{\text{rad}} \\ v_0 \left(\frac{t_{\text{rad}}}{t_{\text{Sed}}} \right)^{-3/5} \left(\frac{t}{t_{\text{rad}}} \right)^{-2/3}, & t_{\text{rad}} < t \end{cases} \quad (1)$$

则激波半径的演化便可以由 $R_s(t) = \int v_s(t) dt$ 而推得:

$$R_s(t) = \begin{cases} v_0 t, & t < t_{\text{Sed}} \\ v_0 t_{\text{Sed}} \left[2.5 \left(\frac{t}{t_{\text{Sed}}} \right)^{2/5} - 1.5 \right], & t_{\text{Sed}} \leq t < t_{\text{rad}} \\ v_0 t_{\text{Sed}} \left[3 \left(\frac{t_{\text{rad}}}{t_{\text{Sed}}} \right)^{2/5} \left(\frac{t}{t_{\text{rad}}} \right)^{1/3} - 0.5 \left(\frac{t_{\text{rad}}}{t_{\text{Sed}}} \right)^{2/5} - 1.5 \right], & t_{\text{rad}} < t; \end{cases} \quad (2)$$

2.2 加速粒子能量分布的含时演化

普遍认为超新星遗迹内的粒子通过扩散激波加速机制被加速^[15,16]。假设激波面后的物质均匀,由激波加速性质可得到遗迹内部的物质密度与磁场有关系, $n_{\text{SNR}} = 4n_{\text{ISM}}$, $B_{\text{SNR}} = 4B_{\text{ISM}}$ ^[6]。于是粒子的能量获得率为^[6,17]

$$\dot{E}_{\text{shock}} = 100 \frac{B_{\text{ISM}} v_8^2(t)}{f R_J} \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (3)$$

其中 B_{ISM} 为激波周围星际间的磁场强度, $v_8(t) = v_s(t)/10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $f \simeq 10$ 表征粒子以其回旋半径为单位的平均自由程, $R_J \simeq 1$ 为考虑到激波与磁场指向而引入的因子。若忽略粒子的能量损失,则粒子获得的截断能量可由公式(3)对遗迹的年龄积分得到,

$$E_{\text{max1}}(t) \approx 3.15 \times 10^9 \int_0^t \frac{dt}{a} \frac{B_{\text{ISM}} v_8^2(t)}{f R_J} \text{ MeV}. \quad (4)$$

粒子被激波加速,其谱具有幂律特征,其截断能量由遗迹年龄,能量损失及加速过程中的逃逸共同决定^[6,7,17]。对电子而言,辐射损失机制中同步辐射占主导,由同步辐射决定的截断能量为^[6]

$$E_{\text{max2}}(t) = 2 \times 10^5 (f R_J B_{\text{ISM}})^{-0.5} v_8(t) \text{ MeV}. \quad (5)$$

对质子而言,由 p-p 相互作用而导致的能量损失时标为

$$t_{\text{pp}} \simeq (n_0 \sigma_{\text{pp}} c)^{-1} \simeq 1.05 \times 10^7 n_0^{-1} (\sigma_{\text{pp}}/100 \text{ mb})^{-1} \text{ a},$$

其中, σ_{pp} 为 p-p 相互作用的碰撞截面, $1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$, 这样 p-p 相互作用而致的能量损失机制在一般情况下并不重要。激波加速粒子过程中,能量极高的粒子可逃逸出激波,这样由逃逸过程决定的截断能量为^[6]

$$E_{\text{max3}}(t) = \frac{e B_{\text{ISM}} \lambda_{\text{max}}}{f}, \quad (6)$$

$\lambda_{\text{max}} \approx 10^{17} \text{ cm}$ ^[17]。由公式(6)可看出,能量小于 $E_{\text{max3}}(t)$ 的粒子可被束缚在激波中,最后,电子与质子的截断能量可分别表示为

$$E_{e, \text{max}}(t) = \min(E_{\text{max1}}(t), E_{\text{max2}}(t), E_{\text{max3}}(t)), \quad (7)$$

$$E_{p, \text{max}}(t) = \min(E_{\text{max1}}(t), E_{\text{max3}}(t)). \quad (8)$$

根据在超新星遗迹中扩散激波加速机制的基本性质,电子与质子的体积平均的注入率 $Q(E, t) = dN/dV dt dE$ 可表示为^[6]

$$Q_e^{\text{pri}}(E_e, t) = Q_e^0 G(t) [E_e (E_e + 2m_e c^2)]^{-(\alpha+1)/2} (E_e + m_e c^2) \exp\left(-\frac{E_e}{E_{e, \text{max}}(t)}\right), \quad (9)$$

$$Q_p^{\text{pri}}(E_p, t) = Q_p^0 G(t) [E_p (E_p + 2m_p c^2)]^{-(\alpha+1)/2} (E_p + m_p c^2) \exp\left(-\frac{E_p}{E_{p, \text{max}}(t)}\right). \quad (10)$$

其中 E_e 和 E_p 分别为电子和质子动能, m_e 和 m_p 分别为电子和质子的质量, 指数 $\alpha \simeq 2.0$ 。为保证在辐射相之前的任意时刻超新星遗迹激波面单位面积上被加速的粒子数一致 $G(t)$ 定义为

$$G(t) = \begin{cases} [R_S(t_{\text{Sed}})/R_S(t)] & , \quad t \leq t_{\text{rad}} \\ 0 & , \quad t > t_{\text{rad}} . \end{cases} \quad (11)$$

其中 Q_e^0 与 Q_p^0 为规整化因子^[6], 此定义也意味着遗迹进入辐射相后不计粒子加速。若认为整个超新星遗迹演化过程中, 所有被加速粒子所包含的动能为 $E_{\text{par}} = \eta M_{\text{ej}} v_0^2/2$, 则有

$$E_{\text{par}} = \int_0^{t_{\text{rad}}} dt V_{\text{SNR}}(t) \left(\int_0^{E_e, \text{max}} dE E Q_e(E, t) + \int_0^{E_p, \text{max}} dE E Q_p(E, t) \right) , \quad (12)$$

$V_{\text{SNR}}(t) = 4\pi R_s^3(t)/3$ 为遗迹的体积。在式 (12) 中, 引进因子电子质子数比率 $K_{\text{ep}} = Q_e^0/Q_p^0$ 后可定出规整化因子。

在研究超新星遗迹的高能辐射时, 需要清楚被加速粒子的能量分布性质。现分别利用 $n_e(E_e, t)$ 和 $n_p(E_p, t)$ 代表电子质子在 t 时刻的能量微分密度。随着超新星遗迹的演化, 粒子的能量分布性质可分别由如下 Fokker-Planck 方程给出^[6,12]:

$$\frac{\partial n_e(E_e, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E_e} \left[\dot{E}_e^{\text{tot}} n_e(E_e, t) \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E_e^2} [D(E_e, t) n_e(E_e, t)] + Q_e(E_e, t) - \frac{n_e(E_e, t)}{\tau_{\text{esc}}} , \quad (13)$$

$$\frac{\partial n_p(E_p, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E_p} \left[\dot{E}_p^{\text{tot}} n_p(E_p, t) \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E_p^2} [D(E_p, t) n_p(E_p, t)] + Q_p(E_p, t) - \frac{n_p(E_p, t)}{\tau_{\text{esc}}} . \quad (14)$$

在式 (13) 与 (14) 的右边, 各项分别代表能量损失、能量空间扩散、粒子产生、粒子逃逸。

本文首先考虑电子的情况 (即式 (13)), 其能量损失为

$$\dot{E}_e^{\text{tot}}(E_e) = \dot{E}_{\text{syn}}(E_e) + \dot{E}_{\text{brem}}(E_e) + \dot{E}_{\text{comp}}(E_e) + \dot{E}_{\text{coul}}(E_e) + \dot{E}_{\text{ad}}(E_e) , \quad (15)$$

其中右边各项分别代表同步辐射、韧致辐射、康普顿辐射、库仑碰撞与绝热膨胀而致的能量损失。能量为 E_e 的电子在磁场中运动的同步辐射损失率为

$$\dot{E}_{\text{syn}}(E_e) = -\frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \beta_e^2 \gamma_e^2 \frac{B_{\text{SNR}}^2}{8\pi} , \quad (16)$$

其中 $\beta_e = v_e/c$, v_e 为电子速度, γ_e 为电子的洛伦兹因子, σ_{T} 为汤姆森散射截面。考虑到 Klein-Nishina 修正后, 电子逆康普顿散射过程中的能损率为

$$\dot{E}_{\text{comp}}(E_e) = -\frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \beta_e^2 \gamma_e^2 \sum_j U_j \kappa(\gamma_e \Theta_j) , \quad (17)$$

其中 $\Theta_j = kT_j/m_e c^2$, $\kappa(\gamma_e \Theta_j) = \sigma_{\text{C}}(\gamma_e \Theta_j)/[\sigma_{\text{T}}(1 + \gamma_e \Theta_j)]$ 为修正因子, j 代表各软光子场 (见公式 (45)), $\sigma_{\text{C}}(x)$ 为电子静止系中能量 $x = 2\pi\hbar\nu/m_e c^2$ 的康普顿散射截面^[18],

$$\sigma_{\text{C}}(x) = \frac{3}{4} \sigma_{\text{T}} \left[\frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] . \quad (18)$$

被激波加速的粒子可与超新星遗迹内背景电子发生库仑碰撞，其能量损失率为

$$\dot{E}_{\text{coul}}(E_e) = -\frac{3}{2}\sigma_{\text{T}}m_e c^3 n_{\text{SNR}}\beta_e^{-1}\lambda(t)[\psi(t) - \psi'(t)] , \quad (19)$$

其中

$$\psi(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x(t)} dy y^{1/2} \exp(-y) , \quad (20)$$

$\psi'(t) = d\psi/dx$, $x(t) = m_e v_e^2 / 2kT_e(t)$, 以及 $\lambda(t) \simeq 30$. 由绝热膨胀而致的能量损失可表为

$$\dot{E}_{\text{ad}}(E_e) = -\frac{E_e}{R_{\text{SNR}}} \frac{dR_{\text{SNR}}}{dt} . \quad (21)$$

对于电子能量空间的库仑扩散，扩散系数为^[6,12]

$$D(E_e, t) = D_{\text{coul}}(E_e, t) = 3\sigma_{\text{T}}m_e c^3 n_{\text{SNR}}\beta_e^{-1}\lambda(t)kT_e(t)\psi(t) , \quad (22)$$

其中 $T_e(t)$ 为库仑碰撞中背景电子的温度。超新星遗迹内部的离子温度可表为 $T_i(t) \simeq 4.45 \times 10^7 v_s^2(t)$ K, 电子的初始温度约为 $m_e T_i / m_p$ ^[13], 并逐渐靠近离子的温度, 其温度变化率为^[6,19]

$$\dot{T}_e(t) \approx 2.25 \times 10^{-13} \frac{(m_e m_p)^{1/2} n_{\text{SNR}} \lambda(t)}{[m_e T_i(t) + m_p T_e(t)]^{3/2}} [T_i(t) - T_e(t)] \text{ K} \cdot \text{s}^{-1} . \quad (23)$$

式(13)中的电子的注入率包含两个分量, 其一为式(9)给出的原初分量, 其二为由于 p-p 相互作用产生的次级电子分量 (包括 e^+ 与 e^-), 即

$$Q_e(E, t) = Q_e^{\text{pri}} + Q_{e^+}^{\text{sec}}(E, t) + Q_{e^-}^{\text{sec}}(E, t) , \quad (24)$$

其中

$$Q_{e^+}^{\text{sec}}(E, t) = 4\pi n_{\text{SNR}} \int dE_p J_p(E_p, t) \frac{d\sigma(E_{e^+}, E_p)}{dE_{e^+}} , \quad (25)$$

$$Q_{e^-}^{\text{sec}}(E, t) = 4\pi n_{\text{SNR}} \int dE_p J_p(E_p, t) \frac{d\sigma(E_{e^-}, E_p)}{dE_{e^-}} , \quad (26)$$

$J_p(E_p, t) = (c\beta_e/4\pi)n_p(E_p, t)$, $\beta_p = v_p/c$, v_p 为质子速度, $n_p(E_p, t)$ 代表质子在 t 时刻, 能量为 E_p 单位体积内的粒子数. $\sigma(E_{e^+}, E_p)$ 与 $\sigma(E_{e^-}, E_p)$ 为 p-p 相互作用中 e^+ 与 e^- 产生的微分截面.

因为 SNR 的大小有限, 被加速的粒子将从 SNR 逃逸, 导致空间扩散效应, 对应的被加速的电子的逃逸时标为

$$\tau_{\text{esc}} = \frac{R}{D(E)} , \quad (27)$$

其中 R 为 SNR 的大小和 $D(E)$ 为扩散系数. 这里考虑 Bohm 极限的情况, 即 $D(E) = (1/3)(cE/eB)$.

其次, 考虑被加速质子的情况 (即式(14)), 其能损率为 $\dot{E}_p^{\text{tot}}(E_p) = \dot{E}_{\text{coul}}(E_p) + \dot{E}_{\text{ad}}(E_p)$, 其中库仑损失的能损率为

$$\dot{E}_{\text{coul,p}}(E_p) = -\frac{3}{2}\sigma_{\text{T}}m_e c^3 n_{\text{SNR}}\beta_p^{-1}\lambda(t) \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \left[\left(\frac{m_p}{m_e} \right) \psi(t) - \psi'(t) \right] . \quad (28)$$

绝热能量损失率为

$$\dot{E}_{\text{ad}}(E_p) = -\frac{E_p}{R_{\text{SNR}}} \frac{dR_{\text{SNR}}}{dt} . \quad (29)$$

能量空间扩散系数为

$$D(E_e, t) = D_{\text{coul}}(E_e, t) = 3\sigma_{\text{T}} m_e c^3 n_{\text{SNR}} \beta_p^{-1} \lambda(t) k T_e(t) \psi(t) . \quad (30)$$

对于质子, 由于 p-p 相互作用, 存在着灾变损失, 其时标为^[6]

$$\tau_{\text{pion}}(E_p) = [c\beta_p n_{\text{SNR}} \sigma_{\text{pp}}]^{-1} , \quad (31)$$

σ_{pp} 为 p-p 相互作用过程的碰撞截面, 可表为^[20]

$$\sigma_{\text{pp}}(E_p) = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left[1 - \left(\frac{E_{\text{th}}}{E_p} \right)^4 \right] \text{mb} , \quad (32)$$

其中 $L = \ln(E_p/1\text{TeV})$, $E_{\text{th}} = m_p + 2m_\pi + m_\pi^2/2m_p$ 为产生 π 介子的阈能。于是, 在式 (14) 中, 右手边的最后一项应为 $(\tau_{\text{pion}}^{-1} + \tau_{\text{esc}}^{-1})n_p(E_p, t)$ 。

在如上考虑下, 式 (13) 与 (14) 通过使用 Crank-Nicholson 有限差分方法求解^[12]。

2.3 辐射谱的产生

在得到 SNR 中某时刻的能量分布后, 其产生的非热辐射谱便可得到。

2.3.1 同步辐射谱

电子在磁场中运动时, 受洛仑兹力的作用做圆周或者螺旋线运动, 并产生辐射。非相对论粒子产生的辐射叫做回旋辐射, 而相对论粒子产生的辐射称为同步辐射, 也叫磁轭致辐射^[18]。在天体环境中, 相对论电子在磁场中的运动发出的同步辐射是一个极为重要的过程。就超新星遗迹而言, 电子被激波加速至相对论性, 与遗迹内的磁场作用通过同步辐射发出从射电到 X 射线波段的辐射。

在超新星遗迹内部, 电子集体的同步辐射谱可表示为

$$Q_{\text{syn}}(E_\gamma, t) = \left(\frac{2\sqrt{3}e^3 B_{\text{SNR}}}{\hbar E_\gamma m_e c^3} \right) \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^2 \theta \int_{E_{e,\text{min}}}^{E_{e,\text{max}}} dE_e J_e(E_e, t) F\left(\frac{E_\gamma}{E_c}\right), \quad (33)$$

其中 E_γ 为光子能量, e 为电子电量, m_e 为电子质量, B_{SNR} 为遗迹内的磁场强度, 普朗克常数 $\hbar \equiv h/2\pi = 1.0546 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$, c 为光速, θ 为电子与磁场夹角, $J_e(E_e, t) = (c\beta_e/4\pi)n_e(E_e, t)$, $n_e(E_e, t)$ 代表电子在 t 时刻, 能量为 E_e , 单位体积内的粒子数。另外,

$$F(y) = y \int_y^\infty dz K_{5/3}(z) , \quad (34)$$

其中 $y = E_\gamma/E_c$, $E_c = 4.2 \times 10^6 h B_{\text{SNR}} \gamma_e^2 \sin \theta$, $K_{5/3}$ 为 5/3 阶修正贝赛尔函数。

2.3.2 轭致辐射谱

在超新星遗迹中, 高能电子与周围带电粒子发生近碰撞, 此时库仑力使电子获得加速度, 并发出轭致辐射。此时的轭致辐射可分为电子与离子碰撞以及电子与电子碰撞两种辐射。其

辐射谱可表示为

$$Q_{\text{brem}}(E_\gamma, t) = 4\pi n_{\text{SNR}} \Delta_{\text{He}}^{e,n} \int_{E_{e,\text{min}}}^{E_{e,\text{max}}} dE_e J_e(E_e, t) \left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \right)_{e-e,p}, \quad (35)$$

其中 n_{SNR} 为遗迹中氢原子数密度, Δ_{He}^e 和 Δ_{He}^n 为考虑到氦的修正因子, ($\Delta_{\text{He}}^e = 1.2$ 及 $\Delta_{\text{He}}^n = 1.4$), $d\sigma/dE_{\gamma_{e-e}}$ 及 $d\sigma/dE_{\gamma_{e-p}}$ 分别为电子-电子碰撞与电子-离子碰撞的微分散射截面。其中 $d\sigma/dE_{\gamma_{e-p}} = d\sigma_1/dE_\gamma$ 为著名的 Bethe-Heitler 截面^[5]。

$$\frac{d\sigma_1}{d\varepsilon_\gamma} = \frac{4r_0^2\alpha}{\varepsilon_\gamma} \left[1 + \left(\frac{1}{3} - \frac{\varepsilon_\gamma}{\gamma_e} \right) \left(1 - \frac{\varepsilon_\gamma}{\gamma_e} \right) \right] \left\{ \ln \left[2\gamma_e \frac{\gamma_e - \varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma} \right] - \frac{1}{2} \right\}, \quad (36)$$

其中 $\alpha \simeq \frac{1}{137}$ 为精细结构常数, $\varepsilon_\gamma = E_\gamma/m_e c^2$, r_0 为电子经典半径。

电子-电子碰撞的情况较为复杂。Haug 用量子电动力学方法给出其计算公式^[21], 但极为冗长, 不利于计算。Fedyushin 和 Garibyan 给出了非相对论极限下的简化公式^[22,23], 而极端相对论下的公式由 Baier 等人给出^[24]。文中结合这两种公式进行计算, 分段能量取为 2 MeV^[5]。相对论情况下,

$$\frac{d\sigma_{e-e}^{\text{R}}}{d\varepsilon_\gamma} = \left(\frac{d\sigma_1}{d\varepsilon_\gamma} + \frac{d\sigma_2}{d\varepsilon_\gamma} \right) A(\varepsilon_\gamma, \gamma_e), \quad (37)$$

$$\frac{d\sigma_2}{d\varepsilon_\gamma} = \frac{r_0^2\alpha}{3\varepsilon_\gamma} \begin{cases} \left[16(1 - \varepsilon_\gamma + \varepsilon_\gamma^2) \ln \left(\frac{\gamma_e}{\varepsilon_\gamma} \right) - \frac{1}{\varepsilon_\gamma^2} + \frac{3}{\varepsilon_\gamma} - 4 + \right. \\ \left. 4\varepsilon_\gamma - 8\varepsilon_\gamma^2 - 2(1 - 2\varepsilon_\gamma) \ln(1 - 2\varepsilon_\gamma) \left(\frac{1}{4\varepsilon_\gamma^3} - \right. \right. \\ \left. \left. \frac{1}{2\varepsilon_\gamma^2} + \frac{3}{\varepsilon_\gamma} - 2 + 4\varepsilon_\gamma \right) \right], & \left(\varepsilon_\gamma \leq \frac{1}{2} \right); \\ \left. \frac{2}{\varepsilon_\gamma} \left[\left(4 - \frac{1}{\varepsilon_\gamma} + \frac{1}{4\varepsilon_\gamma^2} \right) \ln(2\gamma_e) - 2 + \frac{2}{\varepsilon_\gamma} - \frac{5}{8\varepsilon_\gamma^2} \right] \right], & \left(\varepsilon_\gamma > \frac{1}{2} \right). \end{cases} \quad (38)$$

$$A(\varepsilon_\gamma, \gamma_e) = 1 - \frac{8}{3} \frac{(\gamma_e - 1)^{\frac{1}{3}}}{\gamma_e + 1} \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{\gamma_e} \right)^{1/3}. \quad (39)$$

在非相对论情况下,

$$\frac{d\sigma_{e-e}^{\text{NR}}}{d\varepsilon_\gamma} = \frac{4r_0^2\alpha}{15\varepsilon_\gamma} F \left(\frac{4\varepsilon_\gamma}{\gamma_e^2 - 1} \right), \quad 0 < \varepsilon_\gamma < \frac{1}{4}(\gamma_e^2 - 1). \quad (40)$$

$$F(x) = B(\gamma_e) \left[17 - \frac{3x^2}{(2-x)^2} - C(\gamma_e, x) \right] \sqrt{1-x} + \left[12 \times (2-x) - \frac{7x^2}{2-x} + \frac{3x^4}{(2-x)^3} \right] \ln \frac{1 + \sqrt{1-x}}{\sqrt{x}}. \quad (41)$$

$$B(\gamma_e) = 1 + \frac{1}{2}(\gamma_e - 1), \quad C(\gamma_e, x) = \frac{10x\gamma_e\beta_e(2 - \gamma_e\beta_e)}{1 + x^2(\gamma_e^2 - 1)}. \quad (42)$$

电子在遗迹内通过韧致辐射损失能量, 其能量损失率为^[6]

$$\dot{E}_{\text{brem}}(E_e) = -\frac{3\alpha}{\pi}\sigma_{\text{T}}m_e c^3 n_{\text{SNR}}(\gamma_e + 1)(\ln \gamma_e + 0.36) . \quad (43)$$

2.3.3 康普顿辐射谱

相对论电子在软光子场中运动时, 与软光子碰撞获得加速度, 并发出辐射, 这样的辐射过程即是康普顿辐射(逆康普顿散射)。在康普顿辐射中, 软光子的能量显著小于电子的能量, 电子将部分动能转移给光子, 使散射光子的能量增加。康普顿辐射是 X 射线天文学和 γ 射线天文学中的一种重要辐射机制。

就银河系内的超新星遗迹而言, 相对论电子周围的软光子可来自微波背景辐射(CMB), 红外光子(IR)以及星光(5000/10000)。这些软光子场的温度以及能量密度分别为^[6]2.7 K、25 K、5000 K、10 000 K 和 $U_{\text{CMB}} = 2.5 \times 10^{-7} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-3}$, $U_{\text{IR}} = 2.2 \times 10^{-7} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-3}$, $U_{5000} = 2.2 \times 10^{-7} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-3}$, $U_{10000} = 2.2 \times 10^{-7} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。在超新星遗迹中电子可被加速到 10^{14} eV , 此时必须考虑 Klein-Nishina 修正, 则电子的逆康普顿散射辐射功率可表示为

$$Q_{\text{comp}, j}(E_\gamma, t) = 4\pi \int_0^\infty d\varepsilon n_j(\varepsilon, r) \int_{E_{e, \text{thresh}}}^{E_{e, \text{max}}} dE_e J_e(E_e, t) F(\varepsilon, E_\gamma, E_e) , \quad (44)$$

其中, ε 代表软光子的能量, j 代表各软光子场成分, n_j 为光子场的数密度:

$$n_j(\varepsilon) = \frac{15U_j}{(\pi k T_j)^4} \frac{\varepsilon^2}{\exp(\varepsilon/kT_j) - 1} , \quad (45)$$

$$E_{e, \text{thresh}} = \frac{E_\gamma + (E_\gamma^2 + E_\gamma(m_e c^2)^2/\varepsilon)^{1/2}}{2} , \quad (46)$$

$$F(\varepsilon, E_\gamma, E_e) = \frac{3\sigma_{\text{T}}}{4(E_e/mc^2)^2} \frac{1}{\varepsilon} \left[2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{(\Gamma q)^2(1-q)}{2(1+\Gamma q)} \right] , \quad (47)$$

并且 $\Gamma = 4\varepsilon(E_e/mc^2)/mc^2$, $q = E_1/\Gamma(1-E_1)$, $E_1 = E_\gamma/E_e$ 及 $1/4(E_e/mc^2) < q < 1$ 。

2.3.4 p-p 相互作用

超新星遗迹中被激波加速后的高能质子与周围物质碰撞, 通过 p-p 相互作用产生诸多次级粒子。p-p 相互作用中, 产生出 π^+ , π^0 , π^- , μ , η 及其他的一些次级粒子, 这些次级粒子随后衰变为 γ , e^\pm , ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ 等稳定的粒子。

p-p 相互作用中, 光子主要通过 π^0 衰变产生。Sturmer 等人在计算 p-p 相互作用产生的光子时采用了较为冗长的方法^[6]: 在质子能量小于 3 GeV 时, 采用 Stecker 所给出的 isobar model^[25], 当质子能量大于 7 GeV 时, 采用 Stephens 和 Badhwar 给出的标度模型 (scaling model)^[26], 在 3~7 GeV 间采用两者的线性组合。这种方法不利于计算而且少算了高能 π^0 介子的产生数量^[20,27]。Kamae 等人给出了 p-p 相互作用中计算稳定次级粒子谱的精确的参数化公式^[28], 使得天体物理中的相关计算极为方便。Kamae 等人的 p-p 相互作用模型中考虑了对数增加的非弹性截面、衍射分离、Feynman 标度破坏以及 $\Delta(1232)$ (Δ 共振) 和 $\text{res}(1600)$ (能量在 1600 MeV 附近的重子共振效应)^[29], 使得公式在很宽的能量范围内都适用。Zhang 和 Fang^[12] 将其应用于超新星遗迹含时演化模型中, 使含时次级粒子谱演化计

算更加方便精确。次级粒子的微分散射截面分为非衍射 (nondiffractive)、衍射 (diffractive) 及两重子共振四部分。在非衍射过程中, 次级粒子的微分截面可表示为

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{ND}}(E_{\text{sec}})}{\Delta\ln(E_{\text{sec}})} = F_{\text{ND}}(x)F_{\text{ND,kl}}(x), \quad (48)$$

其中 E_{sec} 是次级粒子的能量, $x = E_{\text{sec}}/\text{GeV}$, $F_{\text{ND}}(x)$ 表征非衍射散射截面, $F_{\text{ND,kl}}(x)$ 为保证能量动量守恒而引入的函数:

$$F_{\text{ND}}(x) = a_0 \exp[-a_1(x - a_3 + a_2(x - a_3)^2)] + a_4 \exp[-a_5(x - a_8 + a_6(x - a_8)^2 + a_7(x - a_8)^3)^2], \quad (49)$$

$$F_{\text{ND,kl}} = \frac{1}{\exp[W_{\text{ND,l}}(L_{\text{min}} - x)] + 1} \times \frac{1}{\exp[W_{\text{ND,h}}(x - L_{\text{max}})] + 1}, \quad (50)$$

对所有次级粒子: $L_{\text{min}} = -2.6$, L_{max} 的值见表 1。

表 1 非衍射过程中 L_{max} 的值 (质子动能 T_p 单位为 GeV)

粒子	L_{max}	$W_{\text{ND,l}}$	$W_{\text{ND,h}}$
γ	$0.96\lg(T_p)$	15	44
e^-	$0.96\lg(T_p)$	20	45
e^+	$0.94\lg(T_p)$	15	47
ν_e	$0.98\lg(T_p)$	15	42
$\bar{\nu}_e$	$0.98\lg(T_p)$	15	40
ν_μ	$0.94\lg(T_p)$	20	45
$\bar{\nu}_\mu$	$0.98\lg(T_p)$	15	40

对于衍射过程, 微分散射截面可表示为

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{diff}}(E_{\text{sec}})}{\Delta\ln(E_{\text{sec}})} = F_{\text{diff}}(x)F_{\text{kl}}(x), \quad (51)$$

与非衍射过程类似, $F_{\text{diff}}(x)$ 表征衍射过程中的反应截面, $F_{\text{kl}}(x)$ 为保证能量动量守恒而引入的函数:

$$F_{\text{diff}}(x) = b_0 \exp(-b_1((x - b_2)/(1 + b_3(x - b_2)))^2) + b_4 \exp(-b_5((x - b_6)/(1 + b_7(x - b_6)))^2), \quad (52)$$

$$F_{\text{kl}}(x) = \frac{1}{\exp(W_{\text{diff}}(x - L_{\text{max}})) + 1}. \quad (53)$$

其中 $W_{\text{diff}} = 75$, $L_{\text{max}} = \lg(T_p/\text{GeV})$.

在两个重子共振激发效应过程中 [$\Delta(1232)$ 及 $\text{res}(1600)$], 微分截面为

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{res}}(E_{\text{sec}})}{\Delta\ln(E_{\text{sec}})} = F_{\text{res}}(x)F_{\text{kl}}(x), \quad (54)$$

其中 $F_{\text{res}}(x)$ 表征反应截面, $F_{\text{kl}}(x)$ 与共振过程一致,

$$F_{\text{res}}(x) = c_0 \exp \left[(-c_1((x - c_2)/(1 + c_3(x - c_2) + c_4(x - c_2)^2))^2) \right]. \quad (55)$$

在引入了共振效应后, 为保证公式与试验结果一致, 需要对非共振项乘上一个因子 $r(T_p)$, 各次级粒子 $r(T_p)$ 的形式与上公式中未给出的参数见参考文献 [28] 中的附表。在计算超新星遗迹中 p-p 相互作用产生的次级粒子时, 考虑到氦的影响, 在最后产生率的基础上应乘以因子约为 1.45 [6]。

3 模型应用

3.1 G347.3-0.5

G347.3-0.5(RX J1713.7-3946) 为一壳型超新星遗迹, 于 1996 年由 ROSAT 在软 X 射线波段巡天发现 [36]。其沿视线方向上与一密分子云成协, 如此则极有可能探测到来自 RX J1713.7-3946 的具有强子起源的甚高能辐射 [32,37,38]。来自 RX J1713.7-3946 的甚高能辐射在 1998 年被 CANGAROO 观测到 [39], 并于 2000 及 2001 年间 CANGAROO-II 对其重新进行了观测, 证实了来自此遗迹的 TeV 辐射 [40]。在解释来自 RX J1713.7-3946 的甚高能辐射过程中, Muraishi 等人认为其 TeV 辐射来自高能电子的逆康普顿散射 [39], 而 Enomoto 等人提出 p-p 相互作用中的 π^0 衰变仍然是一种极有可能的机制 [40]。最近的甚高能段的观测来自更为精确的地面天文望远镜 HESS 于 2004 年间进行的探测, 能量范围从 190 GeV 到 40 TeV, 成像与 X 射线段的成像极为一致, 谱很硬而且在高能段偏离幂律形状 [32]。在能段 1~10 GeV, Aharonian 等人给出了 EGRET 的能流上限 [32] $4.9 \times 10^{-11} \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

Slane 等人于 1999 年 3 月用 ASCA 对 RX J1713.7-3946 进行了总共 50000s 的观测, 结果显示来自 RX J1713.7-3946 的 X 射线总体呈现幂律状, 非热成分占主导 [31]。来自遗迹不同部分的 X 射线谱指数略有差异, 但整体而言其 0.5~10 keV 能段的辐射谱指数约为 2.4, 总体流量约为 $6.6 \times 10^{-10} \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。Lazendic 等人利用 Chandra X-ray Observatory 和 Australia Telescope Compact Array (ATCA) 得到了 RX J1713.7-3946 的高分辨率图像 [30], 其中射电波段的观测在 1.4 GHz 和 2.5 GHz 同时进行, 其西北部分流量为 $(6.7 \pm 2.0) \text{ Jy}$, $(5.6 \pm 1.7) \text{ Jy}$ (该文将其乘以因子 2 用以代表来自整个遗迹的辐射流量)。

对超新星遗迹 RXJ1713.7-3946 的年龄及距离已修正过好几次 [32]。Wang 等人 (1997) 认为其极有可能是 A.D. 393 超新星爆发的产物, 距离约为 1 kpc。Kayama 等人根据 ASCA X-ray 段的观测推导出其年龄约为 1000 a, 距离为 1kpc [45]。Slane 等人认为其与一分子云及 III 区 G347.6-0.2 成协, 得出距离 6 kpc, 年龄 10000 a [31]。然而, Aharonian 等人根据最近的 XMM 及 NANTEN 的观测, 给出其年龄约为 1000 a [32]。本文取其年龄为 1600 a, 距离为 1 kpc, 计算结果与观测对比见图 1。由于 G347.3-0.5 为一颗年轻的遗迹, 原初电子的辐射相比次级电子占主导, 射电至硬 X 射线波段的非热辐射主要来源于原初电子的同步辐射, 而观测到的 TeV 能段的甚高能 γ 射线主要产生于高能质子与其周围介质的 p-p 相互作用。

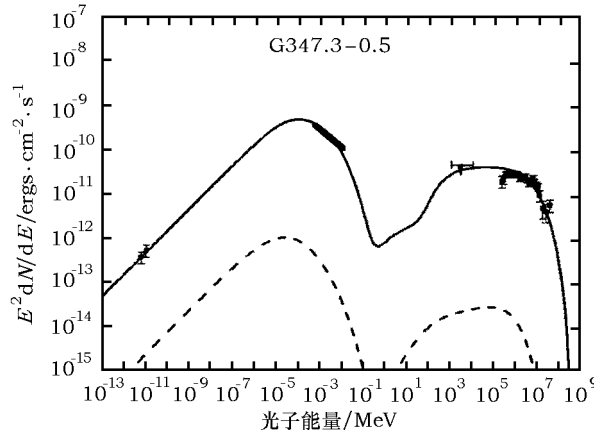


图 1 G347.3-0.5 的多波段辐射谱 (包括射电^[30]、X 射线^[31]、EGRET 上限及甚高能 γ 射线^[32])

年龄 1600 a, 距离 1 kpc, $\alpha = 2.0$, $M_{\text{ej}} = 2.0M_{\odot}$, $K_{\text{ep}} = 0.012$, $n_{\text{ISM}} = 12 \text{ cm}^{-3}$, $B_{\text{ISM}} = 13 \mu\text{G}$ 。初级粒子 (电子与质子) 及次级 e^{\pm} 对的辐射分别表示为实线及虚线。

3.2 G266.2-1.2

G266.2-1.2 (RX J0852.0-4622) 是一颗由 ROSAT 巡天发现的壳型超新星遗迹^[46]。来自 RX J0852.0-4622 的 Sub-TeV 辐射首先由 CANGAROO-II 探测到^[47]。HESS 于 2004 年 2 月记录了来自 RX J0852.0-4622 的 TeV 辐射, 辐射空间分布与 X 射线段的观测一致^[48], TeV 辐射谱在 500 GeV 到 15 TeV 间可由一幂律谱形描述, 谱指数 $\Gamma = 2.1 \pm 0.1_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$, 在能量 1 TeV 处, 其微分流量为 $(2.1 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.6_{\text{sys}}) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ 。Enomoto 等人报道了 CANGAROO-III 于 2005 年 1 月 2 月间对 RX J0852.0-4622 的观测^[53], 证实了 HESS 的结果。

Duncan 和 Green 报道了来自 RX J0852.0-4622 的射电观测资料^[33], 新的射电观测在 1.40 GHz 处分辨率达到 $14'.9$, 在 1.0 GHz, 1.40 GHz, 2.42 GHz 处的能流分别为 $(47 \pm 12) \text{ Jy}$, $(40 \pm 10) \text{ Jy}$, $(33 \pm 6) \text{ Jy}$ 。ROSAT 巡天过程中对 RX J0852.0-4622 的观测显示, 其 X 射线可解释为 1 kT \sim 2.5 keV 的热谱或者一谱指数约为 2.6 的幂律谱^[46]。Slane 等人报道了 ASCA 对 RX J0852.0-4622 的观测结果^[54], 其 X 射线 (0.5 \sim 10 keV) 谱形单一, 可由幂律谱表示, 辐射主要集中于边缘区, 谱指数约为 2.6, 辐射能流约为 $1 \times 10^{-10} \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。Iyudin 等人报道了 XMM-Newton 对 RX J0852.0-4622 的观测情况, 确认了 ASCA 的观测结果^[55]。此外, HESS 于 2004 年 12 月至 2005 年 5 月间, 再次对该遗迹进行了总共约 33 小时的观测^[35]。最新的观测结果包含更多信息, 特别在 300 GeV \sim 20 TeV, 谱指数为 $\Gamma = 2.24 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.15_{\text{sys}}$ 。Aharonian 等人对整个遗迹 2 \sim 10 keV 能段的 X 射线谱做了分析, 非热辐射谱在 2 \sim 10 keV 能段能够以谱指数为 (2.7 ± 0.2) 流量为 $13.8 \times 10^{-11} \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 的幂律谱来很好的描述^[34]。RX J0852.0-4622 为一颗年轻的超新星遗迹, 但其具体年龄及距离都还不确定。根据 X 射线波段的观测及 ^{44}Ti 的流量可估计出年龄和距离分别为 $(680 \pm 100) \text{ a}$, 200 pc, 上限可达到 1100 a, 500 pc^[46,56]。Tsunemi 等人根据 Ca 线的观测, 估计出其年龄在 630 \sim 970 a 之间^[57]。Bamba 等人采用高分辨的 Chandra 卫星对遗迹西北

边缘的硬 X 射线暗条的观测, 根据激波演化的经验公式, 以及同步辐射的能量, 估算出其年龄在 420~1400 a 之间, 距离在 0.26~0.50 kpc 之间^[58]。

本文选取年龄 1000 a, 距离 0.3 kpc 来模拟来自 RX J0852.0-4622 的非热辐射。射电^[33]、X 射线^[34]和 γ 射线^[35]段的观测及模型计算结果见图 2。对年轻的超新星遗迹 G266.2-1.2 而言, 其初级粒子的辐射相比次级粒子仍然占主导, 观测到的射电及 X 射线段的辐射均来自初级电子的同步辐射, 而 VHE γ 射线主要产生于高能质子与周围介质的 p-p 相互作用, 具有强子起源。

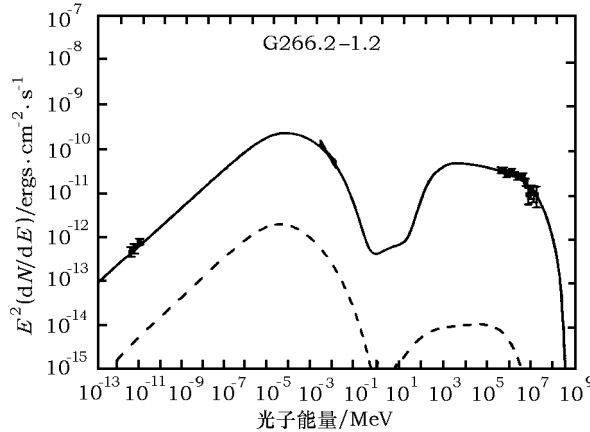


图 2 G266.2-1.2 的多波段辐射谱 (包括射电^[33]、X 射线^[34]、VHE γ 射线 (H.E.S.S.)^[35])

年龄 1000 a, 距离 0.3 kpc, $\alpha = 2.1$, $M_{ej} = 2.0M_{\odot}$, $K_{ep} = 0.002$, $n_{ISM} = 7 \text{ cm}^{-3}$, $B_{ISM} = 30 \mu\text{G}$ 。初级粒子 (电子与质子) 及次级 e^{\pm} 对的辐射分别表示为实线及虚线。

3.3 G23.3-0.3

HESS J1834-087 是 HESS 对银盘内部巡天发现的一个弥散的 TeV 源。此源空间位置上与 SNR G23.3-0.3 (W41) 一致, 大小为 12 角分, 200 GeV 能段以上 γ 射线流量为 Crab Nebula 的 8%, 其谱指数为 2.45 ± 0.16 ^[42]。Albert et al. 用 MAGIC 对 HESS J1834-087 进行了观测得出 γ 射线微分流量表达式: $dN/dAdtdE = (3.7 \pm 0.6) \times 10^{-12} (E/\text{TeV})^{-2.5 \pm 0.2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ ^[43]。

G23.3-0.3 是不对称的壳型超新星遗迹, 在 1 GHz 处的谱指数为 0.5, 流量为 70 Jy^[49]。Tian 等人利用 VLA 和 XMM-NEWTON 对 J1834-087 作了新的观测, 他们的研究显示 G23.3-0.3 是一个老的超新星遗迹, 距离大约为 $(4 \pm 0.2) \text{ kpc}$, 年龄大约为 10^5 a ^[41]。XMM-Newton 的观测揭示了在这个源中的弥散的 X 射线, 这 X 射线源极有可能和 VHE γ 射线源成协。2~10 keV 之间的 X 射线谱被认为有强吸收的幂律谱, 流量为 $7.0 \times 10^{-13} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, 谱指数为 $2.0^{+0.7}_{-0.8}$ ^[41]。

最终我们选取距离 4.2 kpc, 年龄 80000 a 来模拟超新星遗迹 G23.3-0.3 的多波段辐射。该遗迹观测及模型计算结果见图 3。G23.3-0.3s 是一颗老年的超新星遗迹, 初级电子在遗迹演化后期迅速冷却, 且没有新粒子进入 (见公式 (11)), 而次级粒子却可以通过 p-p 相互作用不断地产生, 故次级正负电子的辐射将在某些波段相比初级电子而占主导。计算结果显示次级电子的辐射在 0.1 eV~0.5 keV 波段的辐射都已超过了初级电子的, 观测

到的射电辐射来自初级电子的同步辐射，而 VHE γ 射线由高能质子与周围物质碰撞通过 p-p 相互作用产生。

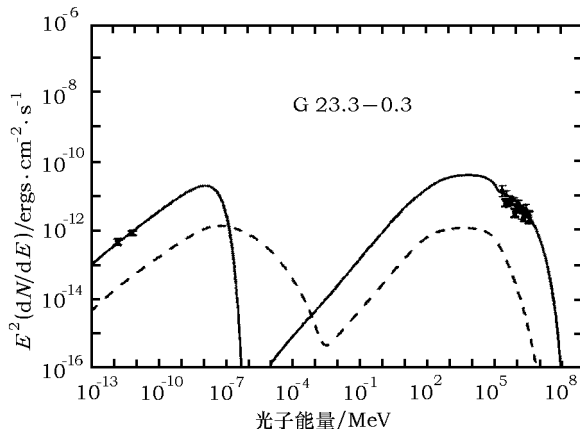


图3 G23.3-0.3 的多波段辐射谱 (包括射电、X 射线^[41]、VHE γ 射线^[42,43])

取 $\alpha = 2.0$, $M_{ej} = 1.5 M_{\odot}$, $n_{ISM} = 10 \text{ cm}^{-3}$, $B_{ISM} = 7 \mu\text{G}$, $K_{ep} = 0.2$, 距离 4.2 kpc, 年龄 $8 \times 10^4 \text{ a}$ 。初级粒子 (电子与质子) 及次级 e^{\pm} 对的辐射分别表示为实线及虚线。

3.4 G8.7-0.1

HESS J1804-216 是 HESS 在对银盘内部巡天中发现的 14 个新的 TeV 源中最亮的一个源, 光指数为 2.72 ± 0.12 。在 200GeV 以上的能段, 其流量为 Crab 星云的 25%。此源与超新星遗迹 G8.7-0.1 外壳的西南部分可能成协^[42]。超新星遗迹 G8.7-0.1 的距离约为 6 kpc, 半径约 20 角分, 在 1GHz 的流量为 80Jy。此外, Cui 和 Konopelko^[52] 采用 Chandra X-ray Observatory 对 TeV γ 射线源的所在区域进行了高分辨的 X 射线观测, 共有 11 个独立源被发现, 其中 CXOU J180351.4-213707, 最有可能是 HESS J1804-216 的 X 射线对应体, 光指数为 $1.2^{+0.5}_{-0.4}$ ^[52]。

本文认为 CXOU J180351.4-213707 和 HESS J1804-216 与超新星遗迹 G8.7-0.1 成协。在辐射相中初级电子的源项消失, 并通过辐射迅速冷却, 此时初级电子的同步辐射大大减弱, 在 X 射线段的辐射将不再主要来自初级电子的同步辐射, 此时的谱指数才有可能小于 2。因此, 超新星遗迹 G8.7-0.1 必须在辐射相中以使计算结果与 X 射线段观测的谱指数 $1.2^{+0.5}_{-0.4}$ 一致。

本文采用年龄 18000 a 来对此遗迹进行计算, 此时 $n_{ISM} = 6 \text{ cm}^{-3}$ 以使 p-p 相互作用产生的 TeV 辐射与观测一致。观测及模型计算结果见图 4。在 0.5 keV 附近处, 次级正负电子的辐射超过了初级电子的, 而在其他波段, 原初电子在辐射贡献大于次级正负电子; 射电辐射仍然主要由原初电子的同步辐射产生, Chandra 观测到的 X 射线为这些电子韧致辐射的结果; VHE γ 射线光子中能量小于 1 TeV 的部分来自初级电子的韧致辐射及高能质子的 p-p 相互作用, 而能量大于 1 TeV 的部分则主要来自高能质子的 p-p 相互作用。

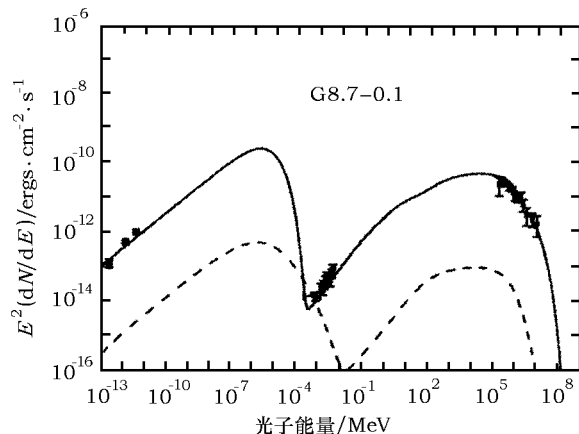


图 4 G8.7-0.1 的多波段辐射谱 (包括射电观测^[49,50,51]、X 射线观测^[52]、VHE γ 射线观测^[42,53])

取 $\alpha = 2.0$, $M_{ej} = 1.5 M_{\odot}$, $n_{ISM} = 6 \text{ cm}^{-3}$, $B_{ISM} = 6 \mu\text{G}$, $K_{ep} = 0.15$, 距离 6 kpc, 年龄 18 000 a。初级粒子 (电子与质子) 及次级 e^{\pm} 对的辐射分别表示为实线及虚线。

4 总结展望

超新星遗迹一直都被认为是银河系宇宙线粒子的重要起源地。对超新星遗迹从射电一直到 VHE γ 射线的非热辐射的观测和理论研究有助于深入了解高能粒子的产生机制和超新星遗迹的演化过程。Fang 和 Zhang (2008) 在 S97 模型的基础上改进的壳型超新星遗迹的演化模型, 可计算出超新星遗迹在不同年龄处被加速的粒子以及非热辐射的能量分布特征, 而且使次级电子非热辐射的计算更为准确。根据目前壳型超新星遗迹演化理论及粒子辐射机制, 在超新星遗迹进入辐射相后, 由激波直接加速的初级电子将迅速冷却, 然而由于 p-p 相互作用的能损时标很长, 在相当长的一段时间内次级正负电子还可以源源不断地产生。这样, 随着遗迹年龄的增长, 次级电子的辐射应该变得越来越重要, 对来自超新星遗迹非热辐射的贡献必将超越由激波直接加速的原初电子。利用 Fang 和 Zhang (2008) 的模型对不同超新星遗迹原初和次级电子的辐射作了计算, 结果显示随着超新星遗迹年龄的增长, 次级电子对非热辐射谱的贡献相比初级电子将逐渐占主导。将模型应用到 4 颗超新星遗迹, 结果显示所观测到的来自这 4 颗遗迹的射电辐射来自初级电子的同步辐射, 而高能 (大于 1 TeV) 光子来自高能质子与周围物质的 p-p 相互作用, 具有强子起源, 也证实了超新星遗迹是银河系宇宙线粒子的起源地。

在该模型计算中, 模型参数强烈依赖于观测数据, 例如超新星遗迹的年龄、距离、周围磁场及介质密度等参数。这些参数的准确性直接影响计算结果。现在地面天文高能望远镜虽然已观测到来自超新星遗迹的 VHE γ 射线, 但由于来自超新星遗迹的 TeV 辐射可被解释为高能电子的逆康普顿散射或者高能质子与周围物质碰撞所致的 p-p 相互作用, 因此目前对来自超新星遗迹的 TeV 辐射是轻子起源还是强子起源还是无法给予准确的判定。这同样也需要更进一步观测。即将投入使用的 GLAST 空间天文望远镜在能量范围 30 MeV~0.3 TeV 间具有很高的空间分辨率及灵敏度。而由于轻子和强子起源的辐射, 在 100 MeV~0.1 TeV 间谱形存在

极大差异, 因此 GLAST 空间天文望远镜对超新星遗迹的观测, 应该能够真正解决来自超新星遗迹的 TeV 辐射究竟是强子起源还是轻子起源的这一困扰人们多年的问题, 并能更精确地限定对超新星遗迹的非热辐射的模型参数, 更好地检验和修正现有超新星遗迹的非热辐射理论。另外, GLAST 的观测对超新星遗迹的形态、EGRET 观测到的未知源和未确认的对应体问题, 以及银河系内超新星遗迹的分布等课题开展也将有更好的帮助。

参考文献:

- [1] Aharonian F A, Akhperjanian A G, Aye K M, et al. *Nature*, 2004, 432: 75
- [2] Funk S. http://arxiv.org/PS_cache/astro-ph/pdf/0701/0701471v1.pdf, astro-ph/0701471, 2007
- [3] Green D A, *BASI*. 2004, 32: 335
- [4] Gaisser T K, Protheroe R J, Stanev T. *ApJ*, 1998, 492: 219
- [5] Baring M G, Ellison D C, Reynolds S P, et al. *ApJ*, 1999, 513: 311
- [6] Sturmer S J, Skibo J G, Dermer C D, et al. *ApJ*, 1997, 490: 619
- [7] Gaisser T K. *Cosmic Rays and Particle Physics* Cambridge: (Cambridge Univ. Press), 1990
- [8] Yamazaki R, Kohri K, Bamba A, et al. *MNRAS*, 2006, 371: 1975
- [9] Tian W W, Leahy D A, Haverkorn M, et al. http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0801/0801.3254v2.pdf, astro-ph/0801.3254, 2008
- [10] Kappes A, Hinton J, Stegmann C, et al. *ApJ*, 2007, 656: 870
- [11] Fang J, Zhang L. *MNRAS*, 2008, 384: 1119
- [12] Zhang L, Fang J. *ApJ*, 2007, 666: 247
- [13] Lozinskaya T A. *Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium* New York: AIP, 1992
- [14] Blondin J M, Wright E B, Borkowski K J, et al. *ApJ*, 1998, 500: 342
- [15] Blandford R D, Eichler D. *Phys. Rep.*, 1987, 154: 1
- [16] Ellison D C, Jones F C, Reynolds S P. *ApJ*, 1990, 360: 702
- [17] Reynolds S P. *ApJ*, 1996, 459: L13
- [18] 尤峻汉. 天体物理中的辐射机制. 2 版. 北京: 科学出版社, 1998
- [19] Huba J D. *NRL Plasma Formulary*. Washington: NRL, 1994
- [20] Kelner S R, Aharonian F A, Bugayo V V. *Physical Review D*, 2006, 74: 034018
- [21] Haug E Z. *Naturforsch*, 1975, 30a: 1099
- [22] Fedyushin B K. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1952, 22: 140
- [23] Garibyan G M. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1953, 24: 617
- [24] Baier V N, Fadin V S, Khoze V A. *Soviet Phys. JETP*, 1967, 24: 760
- [25] Stecker F W. *ApJ*, 1973, 185: 499
- [26] Stephens S A, Badhwar G D. *Ap&SS*, 1981, 76: 213
- [27] Domingo-Santamaria E, Torres D F. *A&A*, 2005, 444: 403
- [28] Kamae T, Karlsson N, Mizuno T, et al. *ApJ*, 2006, 647: 692
- [29] Kamae T, Abe T, Koi T. *ApJ*, 2005, 620: 244
- [30] Lazendic J S, Slane P O, Gaensler B M, et al. *ApJ*, 2004, 602: 271
- [31] Slane P, Gaensler B M, Dame T M, et al. *ApJ*, 1999, 525: 357
- [32] Aharonian F, Akhperjanian A G, Bazer-Bachi A R, et al. (H.E.S.S. Collaboration) *A&A*, 2006, 449: 223
- [33] Duncan A R, Green D A. *A&A*, 2000, 364: 732
- [34] Lemoine-Goumard M, Aharonian F, Degrange B, et al. (H.E.S.S. Collaboration) http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0709/0709.4621v1.pdf, astro-ph:0709.4621, 2007
- [35] Aharonian F, Akhperjanian A G, Bazer-Bachi A R, et al. (H.E.S.S. Collaboration) *ApJ*, 2007, 661: 236
- [36] Pfeiffermann E, Aschenbach B. in *Roentgenstrahlung from the Universe*, 1996: 267

- [37] Fukui Y, Moriguchi Y, Tamura K, et al. PASJ, 2003, 55: L61
- [38] Moriguchi Y, Tamura K, Tawara Y, et al. ApJ, 2005, 631: 947
- [39] Muraishi H, Tanimori T, Yanagita S, et al. A&A, 2000, 354: L57
- [40] Enomoto R, Tanimoti T, Naito T, et al. Nature, 2002, 416: 823
- [41] Tian W W, Li Z, Leahy D A, et al. ApJ, 2007, 657: L25
- [42] Aharonian F, Akhperjanian A G, Bazer-Bachi A R, et al. ApJ, 2006, 636: 777
- [43] Albert J, Aliu E, Anderhub H, et al. ApJ, 2006, 643: L53
- [44] Wang Z R, Qu Q Y, Chen Y. A&A, 1997, 318: L59
- [45] Koyama K, Kinugasa K, Matsuzaki K, et al. PASJ, 1997, 49: L7
- [46] Aschenbach B. Nature, 1998, 396: 141
- [47] Katagiri H, Enomoto R, Ksenfontov L T, et al. ApJ, 2005, 219: L163
- [48] Aharonian F, Akhperjanian A G, Bazer-Bachi A R, et al. A&A, 2005b, 437: L7
- [49] Green D A. A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (2006 April version). Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, Cambridge, United Kingdom, 2006
- [50] Kassim N E, Weiler K W. Nature, 1990, 343: 146
- [51] Odegard N. AJ, 1986, 92: 1372
- [52] Cui W, Konopelko A. ApJ, 2006, 652: L109
- [53] Enomoto R, Watanabe S, Tanimori T, et al. ApJ, 2006, 652: 1268
- [54] Slane P, Hughes J P, Edgar R J, et al. ApJ, 2001, 548: 814
- [55] Iyudin A F, Aschenbach B, Becker W, et al. A&A, 2005, 429: 225
- [56] Iyudin A F, Schönfelder V, Bennett K, et al. Nature, 1998, 396: 142
- [57] Tsunemi H, Miyata E, Aschenbach B, et al. PASJ, 2000, 52: 887
- [58] Bamba A, Yamazaki R, Yoshida T, et al. ApJ, 2005, 621: 793

Study and Application of a Temporal Model on the Multiwavelength Non-thermal Emission from Shell-type Supernova Remnants

WEI Bing-tao¹, FANG Jun²

(1. National Astronomical Observatories, Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091, China)

Abstract: Supernova remnants (SNRs) are usually thought to be the prime candidates of the origin of cosmic rays in the Galaxy. Increasing observational evidences especially in X-rays and γ -rays during the course of the last few years support the notion that SNRs are important cosmic-ray sources in the Galaxy. Recently, more and more very high-energy (VHE) γ -rays from SNRs have been detected with ground-based TeV γ -ray telescopes, such as HEGRA, HESS, CANGAROO and MAGIC. Theoretically, those TeV γ -rays can be produced either via inverse Compton scattering of soft photons by relativistic electrons or through proton-proton (p-p) interaction as high-energy protons collide with the ambient matter in an SNR. Moreover, it is not clear whether the TeV photons from SNRs have electronic origin or hadronic origin now.

Particles (hadrons and leptons) are generally accelerated to extremely relativistic energies through diffusive shock (also called first order Fermi) acceleration mechanism. The paper reviewed the time-dependent model describing multi-waveband emission from SNRs. In the model, the non-thermal electron, proton spectra, and then multi-wavelength spectra produced by synchrotron radiation, bremsstrahlung radiation, inverse Compton scattering for leptons (electrons and positrons) and p-p interaction for protons, respectively can be calculated at different ages of a supernova remnant.

The shell-type SNR G347.3–0.5 (RX J1713.7–3946) is a core collapse supernova exploded in A.D. 393 at a distance of about 1 kpc. The SNR has been observed in radio, X-ray and γ -ray band detailedly. The results show that the non-thermal emission from radio to hard X-ray band is predominately produced via the synchrotron radiation of the electrons, whereas the observed TeV γ -rays are mainly from the p-p collisions between the accelerated protons and the ambient matter.

The SNR G266.2–1.2 (RX J0852.0-4622) was discovered based on the X-ray data from the ROSAT All-sky survey. VHE γ -rays from the SNR have been detected by HESS and MAGIC. The results for the SNR are consistent with the radio, X-ray and γ -ray observations and the TeV photons predominately have hadronic origin.

Recently, a survey of the inner part of the Galactic Plane in VHE γ -rays detected with HESS Cherekov telescope system has been reported, and fourteen previously unknown sources were detected. The brightest source detected in the survey is HESS J1804–216, which can be associated with the south-western part of the shell of the SNR G8.7–0.1. The results show that: (1) the emission from the primary electrons dominates that from the secondary e^\pm pairs in the entire energy band besides the narrow soft X-ray band around 0.5 keV; (2) the detected radio emission is mainly from the synchrotron radiation of the primary electrons whereas the X-rays observed with Chandra are primarily produced via bremsstrahlung of these electrons; and (3) the TeV photons with energies < 1 TeV are primarily from both bremsstrahlung of the primary electrons and the p-p interaction of the primary protons, however, those with higher energies are mainly from the p-p interactions.

Another extended TeV source recently discovered in the HESS survey of the inner Galaxy in VHE γ -rays is HESS J1834–087. The observed radio and VHE γ -ray emissions can be reproduced well by synchrotron of the primary electrons and the p-p interactions of the high-energy protons respectively; the emission from secondary e^\pm pairs dominates that from the primary electrons in the energy band from about 0.1 eV to 0.5 keV.

The model is applied to explain the observed emission features of two young SNRs, G347.3–0.5 and G266.2–1.2, and two old ones, G8.7–0.1 and G23.3–0.3. The results show that the model can explain the multi-waveband spectra of the four SNRs well.

Key words: acceleration of particles; supernova remnant; high energy cosmic-ray; non-thermal radiation