

千新星简介

俞云伟[†]

(华中师范大学天体物理研究所 武汉 430079)

2019-07-02收到

[†] email: yuyw@mail.ccnu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20190906

An introduction to kilonovae

YU Yun-Wei[†]

(Institute of Astrophysics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China)

摘要 中子星—中子星或中子星—黑洞组成的致密双星系统在发生并合时，潮汐离心、碰撞挤压和吸积反馈等作用会导致约千分之几到百分之几倍太阳质量的物质被抛射到星际空间中。这些抛射物在加热机制的作用下可能达到较高的温度并快速膨胀，从而在紫外光学近红外波段发出一种快速变化的热辐射，即为千新星辐射。决定于抛射物的质量和不透明度，千新星的特征光变时标可估计在天到星期的量级。其辐射光度至少可达 10^{41} erg s^{-1} 的量级，具体决定于热源的性质，包括抛射物中通过快中子俘获过程形成的重元素的放射性衰变和并合产物可能的持续能量释放。千新星现象在2017年8月的GW170817引力波事件中被首次观测证实。

关键词 中子星, 引力波, 千新星

Abstract During the mergers of neutron star-neutron star and neutron star-black hole binaries, about several thousandths to hundredths of solar masses can be ejected outward due to the effects of tidal centrifugation, collision squeeze, and accretion feedback. This ejected material can be heated to a high temperature to produce rapidly evolving thermal emission in the ultraviolet-optical-infrared bands, which is called kilonova emission. The emission timescale of a kilonova is from a few days to a few weeks, depending on the ejecta masses and opacities. The luminosity of a kilonova can reach at least about 10^{41} erg s^{-1} , which is specifically determined by the property of the heating sources including the radioactive decays of r-process nuclei and the possible energy release from the merger products. The kilonova phenomena was first discovered and confirmed in the GW170817 gravitational wave event.

Keywords neutron star, gravitational wave, kilonovae

1 引言

2017年8月17日，位于美国的激光干涉引力波天文台(简称LIGO)首次探测到了来自一对中子星双星发生并合时的引力波信号(GW170817)，并发现它与一个短时标的伽马射线暴(GRB 170817A，简称短伽马暴)成协^[1, 2]。在Fermi卫星

对GRB170817A的定位和欧洲Virgo引力波探测器的协作下，天文学家们得以对GW170817事件的发生天区做出了较好的限制，大大提高了搜寻此次引力波事件中其他各种可能电磁辐射信号的效率。通过对该天区范围内已知近邻星系的小视场搜寻，位于智利Las Campanas天文台的1 m口径Swope望远镜率先在事件发生10.9小时后发现

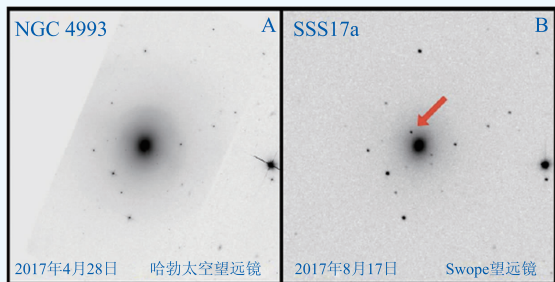


图1 GW170817引力波事件发生前后所在天区光学成像照片(负片)的对比。右图箭头所指黑点即为千新星AT2017gfo (SSS17a), 其附近的亮斑是它的宿主星系NGC4993^[3]

了一个光学暂现源(记为SSS17a), 如图1所示^[3]。这一发现随即被其他众多望远镜所证实, 前后共有70架望远镜对这个源进行了跟踪观测, 其中包括我国南极天文中心安装在南极冰穹的AST3望远镜^[4]。经过持续深度的监测, 天文学家们获得了该暂现源丰富的观测数据, 包括它在不同时间的光谱轮廓和不同颜色的光变演化。总体而言, 该暂现源的辐射特征(一种快速变化的热光学辐射)与千新星(kilonova)理论预言相一致, 证实了千新星与引力波和短伽马暴之间的妥协性, 并为确认此次并合事件是两个中子星的并合提供了关键性的证据。国际天文联合会将此千新星正式编号为AT2017gfo。

理论上, 当两个中子星或一个中子星和一个黑洞发生并合时, 由于潮汐离心、碰撞挤压和吸积反馈等作用, 会有少量中子星物质被向外抛射而脱离系统的引力束缚^[5, 6]。抛射物的速度可高达百分之几到百分之几十的光速, 质量约在千分之几到百分之几倍太阳质量左右。并合抛射物虽然相对不多, 但至少可在数天的时间内保持不透明的状态, 因而有机会吸收足够多的能量并将其热化, 从而造成数天内快速变化的较为明亮的紫外光学红外波段热辐射, 此即为千新星辐射。具体而言, 并合抛射物总体上是高度富中子化的(具体的中子丰度依赖于抛射物的产生过程), 可以使快中子俘获核反应过程(r过程)在其中顺利发生, 从而合成大量质量数 $A > 110$ 的放射性重元素。这些重元素极不稳定, 将快速衰变释放大量的结合

能, 从而使抛射物得到有效加热。这一能源机制最初由Li和Paczynski^[7]在1998年提出, 并由Metzger等人^[8]在2010年利用核反应网格计算方法做了详细计算, 此外他们还计算了这些能量的扩散转移过程。基于抛射物的质量, 由放射性能源主导的抛射物热辐射峰值光度可达普通新星的一千倍左右, 这也正是千新星一词的主要来由。当然, 对于双中子星的并合, 如果并合产物是一颗大质量的中子星, 那么它就很可能通过自转能损为抛射物提供额外的能量供给, 其大小甚至可能超过全部的放射性能源贡献, 从而使千新星的光度得到提升^[9]。因此, Yu等人建议将千新星重新命名为更一般性的并合新星(mergenova)。

在接下来几节里面, 我们将分别介绍并合抛射物的产生过程、r过程及其作用下的放射性能源和不透明度、辐射转移过程、观测候选体和GW170817/AT2017gfo事件, 以使读者对千新星的基本理论框架和观测现状有一个大概的了解。

2 并合抛射物

致密星并合的动力学过程开始于潮汐效应起作用而结束于中心残留天体具有稳定的结构, 对这一物理过程的理解高度依赖于计算机的数值模拟^[10]。而模拟的计算量庞大, 一般采用两种近似处理方法: 一是在近似引力场背景下对微观物理过程的细节演示, 二是在近似物质状态基础上对广义相对论效应的完整展现。前者着眼于物质的流动和核反应过程及能量的释放, 后者则重在引力波辐射的预言。两种研究途径相互促进并正在趋于结合。

并合过程中最先引起物质抛射的是星体之间的潮汐离心作用, 其效果高度依赖于双星轨道的偏心率 and 双星之间的质量比^[11]。对于具有近圆轨道的两个中子星, 质量比越大, 其较小中子星的形变就越厉害(在轨道平面形成一条巨大的螺旋臂), 物质抛射的量也就越多。不过, 对于中子星和黑洞的并合, 黑洞的大质量和自旋有可能使其最小稳定圆轨道大于中子星的潮汐半径。在这种

情况下，中子星将被黑洞直接吞噬而没有物质抛射。对于轨道偏心率极大的双致密星系统，潮汐动力学物质抛射过程可能极为复杂，因为并合前的多次近星接触将引起星体间的物质交换以及导致系统的振荡。除了潮汐作用外，对于两个中子星的并合，在它们发生接触的瞬间，接触面的挤压作用将激发一对强大的激波，使相当一部分物质被加热^[12]。然后，在热压作用下，这些物质将沿着垂直轨道平面的方向抛射。总的来说，潮汐抛射物和挤压抛射物的质量和速度相当，大概都在 10^{-4} — 10^{-2} 太阳质量和 0.15 — 0.35 倍光速的范围内。不过，它们的电子丰度很可能存在显著的差异，前者有 $Y_e < 0.2$ ，而后者则由于激波加热和中微子照射可使电子增丰至 $Y_e > 0.25$ 。

双致密星并合后，在并合产物(大质量中子星或黑洞)的周围，会形成质量约为 0.01 — 0.3 倍太阳质量的吸积盘^[13]。在最初 0.1 s 内，来自吸积盘内部的中微子辐射将加热盘表面的物质，形成盘风，主要沿着垂直于吸积盘的方向向外传播。大概 1 s 后，盘风将可能变得更加强烈，主要由吸积盘粘滞耗散及 α 粒子与自由核子的复合等加热机制导致。相应地，盘风的电子丰度可能从最外部的 $Y_e \sim 0.3$ — 0.4 过渡到内部的 $Y_e \sim 0.2$ ，因为外部盘风由于受早期的中微子照射容易发生中子的 β 衰变。当然，如果并合产物是一颗较长时间存在的大质量中子星的话，那么来自中子星的中微子辐射将长期照射盘风，使内部盘风的中子丰度也始终维持在较低的状态。不过，此时盘风抛射物的质量将可能被显著提高(可达到全部吸积物质的 20%)，乃至会超过动力学抛射物的质量。相比于动力学抛射物，一般认为盘风抛射物的速度较低，约为 0.03 — 0.1 倍光速。图 2

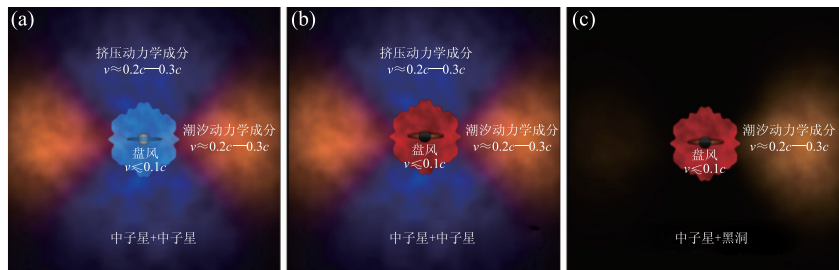


图2 不同前身星系统和不同并合产物情况下抛射物的结构示意图。图中颜色越红表示中子丰度越高(Y_e 越小)，颜色越蓝表示中子丰度越低(Y_e 越大)。(a)两个中子星并合为一个稳定的大质量中子星；(b)两个中子星瞬时并合为一个黑洞；(c)一个中子星和一个黑洞的并合^[13]

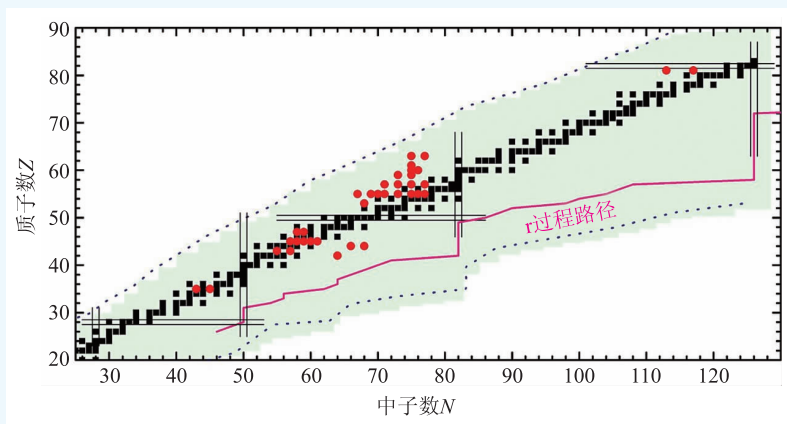


图3 核素图中的r过程元素合成路径示意图。图片取自 <https://en.wikipedia.org/wiki/R-process>

展示了不同前身星系统和不同并合产物情况下抛射物的结构示意图。

3 快中子俘获过程及其效应

在富中子条件和极高的温度下，低质量数的核素可以通过快速俘获多个自由中子而形成远离稳定核区的富中子核素，该过程的发生时标远小于该富中子核素的衰变时标，因而被称为 r 过程。图 3 为 r 过程元素的合成路径示意图。Cameron 和 Burbidge 等人^[14, 15]最早在 1957 年提出，r 过程可能是宇宙中超重元素(质量数 $A > 60$)的主要形成机制。r 过程元素远离稳定核区，将通过多次 β 衰变、 α 衰变以及裂变，最终到达相应的稳定核区。鉴于 r 过程对反应物的中子丰度具有极高要求，致密星并合所产生的抛射物无疑是 r 过程得以发生的最有效场所。

反应物具体的中子丰度将显著影响r过程元素的形成种类和比例。在 $Y_e < 0.2$ 的情况下，r过程可发生得比较彻底，元素种类将形成连续的分布。因此，在Li和Paczynski^[7]关于千新星的最早研究中，他们就假设各种r过程元素的数目相对于其衰变时标的对数具有平权的连续分布。因此，在各元素的放射性能量释放具有指数衰减形式的情况下，并合抛射物总的能量释放率将具有简单的幂律衰减形式。即使是在进行了详细的核反应模拟计算之后，仍可得到抛射物的放射性能量释放率近似具有如下简单的幂律时间演化行为^[16]： $\dot{q}_{\text{ra}} \propto t^{-1.3}$ 。放射性能量将由衰变产生的电子、 α 粒子、MeV的 γ 光子以及中微子所携带，它们将通过不同的过程与抛射物粒子发生碰撞而被不同程度地吸收。这最终决定了放射性能量被热化的效率。

大量r过程元素的形成不仅可为并合抛射物带来了巨大的热源，同时还将极大地影响抛射物的不透明度。一般来讲，等离子体的不透明度主要取决于以下几种过程：自由—自由吸收、束缚—束缚吸收、束缚—自由吸收、电子散射等^[18]。在低频波段(如射电、远红外波段)，不透明度主要取决于被电离物质的自由—自由吸收，其值强烈依赖于抛射物中的自由电子的数密度。随着抛射物的膨胀以及离子的再复合，该不透明度会快速下降。在近红外及光学波段，不透明度一般由电子的束缚—束缚跃迁过程决定，常常可取在 $0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 的量级上。不过，考虑到并合抛射物的亚光速速度，其内部的速度梯度非常大。因此，当光子在抛射物内部发生运动和散射时，多普勒效应会非常显著，将一定程度地增大抛射物的不透明度，使其值不太可能低于 $1.0 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 。但是，对不透明度真正巨大的影响来自于大量通过r过程合成的镧系元素和锆系元素。因为这些元素具有非常复杂的价电子结构，发生在它们身上的束缚—束缚跃迁过程将使紫外光学波段的不透明度提高到 $\sim(10-100) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ，远远高于铁族元素的不透明度。

不过，需要特别强调的是，对于中子丰度不

那么高的抛射物成分， $A > 130$ 的r过程元素包括镧系和锆系元素就会难以形成。在这种情况下，预期抛射物的不透明度在 $1.0 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 左右是比较合理的。与此同时，抛射物的能量释放率原则上也将被部分抑制，其时间演化行为将不再是单一幂律衰减的形式，而是会出现鼓包和波浪状的衰减。

4 辐射转移和光变曲线

千新星辐射的计算决定于并合抛射物中的能量注入、绝热损失、辐射扩散过程^[19]，相应的能量守恒方程可写为：

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \epsilon - \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{4\pi r^2} \frac{\partial L}{\partial r}, \quad (1)$$

其中 u 是能量密度， ϵ 为单位质量加热率， P 是压强， ρ 是质量密度，光度 L 由如下热扩散方程决定：

$$L = -4\pi r^2 \frac{c}{3\kappa\rho} \frac{\partial u}{\partial r}, \quad (2)$$

其中 κ 为抛射物的不透明度。鉴于并合抛射物的初始速度很高，绝热加速的效应可能并不显著，因此可近似认为抛射物内部的速度分布保持不变。当然，在注入能量巨大的情况下，动力学演化将变得重要甚至可能进入相对论性演化阶段^[9]。

作为一种高度简化的近似计算，常常可将(1)式对抛射物整体进行积分，得到：

$$\frac{dE}{dt} = L_{\text{in}} - P \frac{dV}{dt} - L_c, \quad (3)$$

这里的 E 是抛射物总的内能， L_{in} 为总的能量注入率， $P = u/3 = E/3V$ 是平均压强， V 是抛射物总的体积， L_c 为表面(光球面)的辐射光度。还可以进一步从数量级上估计 $\partial u/\partial r \sim u/R \sim E/VR$ ，于是从热扩散方程(2)得到辐射光度和总内能之间的关系： $L_c = (Ec/R\tau)(1 - e^{-\tau})$ ，其中 R 是抛射物的外半径， $\tau \sim \kappa\rho R$ 为抛射物的光深。当抛射物处于光学厚时，千新星热辐射可近似为黑体辐射，相应的黑体温度为 $T = (L_c/4\pi R_{\text{ph}}^2 \sigma)^{1/4}$ ，其中 R_{ph} 是光球面半径， σ 为斯特藩—玻尔兹曼常数。于是，对于特定频率的千新星单色辐射光度可以由对应温度 T 的普朗克函数得到。这些近似计算尽管粗略，但

常常可以得到较为准确的千新星辐射演化曲线。不过,随着抛射物的膨胀,光深将逐渐减小至小于1,其辐射也将显著偏离黑体辐射。

千新星辐射的峰值时间主要决定于光子在抛射物中的扩散时标,可以由光子的随机行走模型来估计。记光子的平均自由程为 $\lambda=1/\kappa\rho$,则扩散时标为 $t_p\sim(R_p/\lambda)^2(\lambda/c)=3\kappa M/4\pi R_p c$,其中 M 是抛射物质量。引入抛射物膨胀速度 v 后,可进一步得到 $t_p=(3\kappa M/4\pi cv)^{1/2}$ 。由此可以看到,辐射峰值时间高度依赖于抛射物的不透明度和质量的乘积。当不透明度较高时,辐射时间将被显著推迟,此时辐射半径较大,因而光子能量较低,具有显著的红化效果。而非常有意思的是,并合抛射物的不同成分常常可能具有不同的中子丰度,也就具有不同的镧系元素含量和不同的不透明度。因此,千新星辐射原则上应该具有不同颜色的辐射成分,而它们的主要辐射时间也存在差异。图4展示了不同镧系元素含量情况下的千新星热光度光变曲线。一般来讲,潮汐动力学抛射物的辐射偏红、时间较晚,挤压动力学抛射物的辐射偏蓝、时间较早,而盘风抛射物的辐射颜色和时间则决定于并合后中子星的存在时间长短。

通过考察辐射峰值时间 t_p 时刻的能量注入率,可基本确定千新星的峰值光度。对于放射性能源,一般为 $L_p\sim 10^{41}\text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 。当然,如果考虑并合产物是一颗长期存在的快速旋转的大质量中子星的话,如果中子星的磁场强度足够强,千新星的峰值光度还可能由下式决定: $L_{\text{sd}}(t)=L_{\text{sd}}(0)(1+t/t_{\text{sd}})^{-2}$,其中 $L_{\text{sd}}(0)$ 和 t_{sd} 分别为中子星的初始自转能损光度和自转减慢时标。

5 千新星观测

2013年6月,在短伽马暴GRB130603B发生约一周后,哈勃望远镜在该暴所在位置发现了一个明亮的近红外辐射,其辐射流量明显超出了人们对该暴近红外余辉辐射的理论预期^[20]。因而被

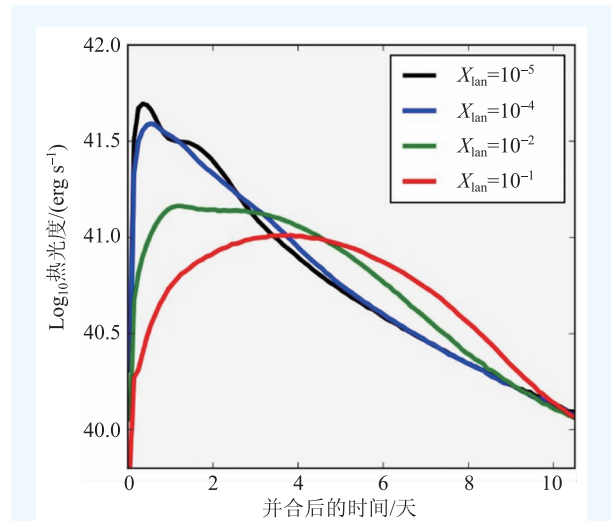


图4 不同镧系元素含量情况下的千新星热光度光变曲线^[13]

认为是历史上发现的第一例千新星候选体。受此启发,人们对过往观测到的短伽马暴余辉进行了仔细的检查,结果确有收获,分别从短暴GRB 060614和GRB050709的光学余辉中发现了热辐射成分的超出现象^[21-23]。与此同时,考虑到在中子星供能的情况下,中子星星风的X射线辐射可在抛射物逐渐转为光学薄的情况下被直接探测到,Gao等人^[24, 25]通过寻找光学和X射线共同的光变鼓包,再次发现了多个可能的千新星候选体。再后来,新的千新星候选体仍在新的短伽马暴观测中不断地被发现,比如GRB140903A和GRB 160821B^[26, 27]。此外,由于短伽马暴的辐射具有高度的方向性,而千新星辐射则具有近似各向同性,因此原则上应该可以看到很多不与短伽马暴成协的孤立千新星现象,它们有可能被一些快速响应的光学巡天项目发现。

当然,最确定最完整的千新星观测无疑来自于GW170817引力波事件中的AT2017gfo辐射。在最初的几天,AT2017gfo表现出了良好的黑体辐射特征(图5),峰值频率从紫外(对应温度 10^4 K)逐渐演化到红外波段(对应温度 10^3 K)。光球半径从早期的快速膨胀,到大约6天后达到最大值,随后开始向内退行,光谱轮廓也开始显著偏离黑体谱形态。光球面的退行可能是由于抛射物中电离物质再复合所导致的^[28]。为了解释AT2017gfo

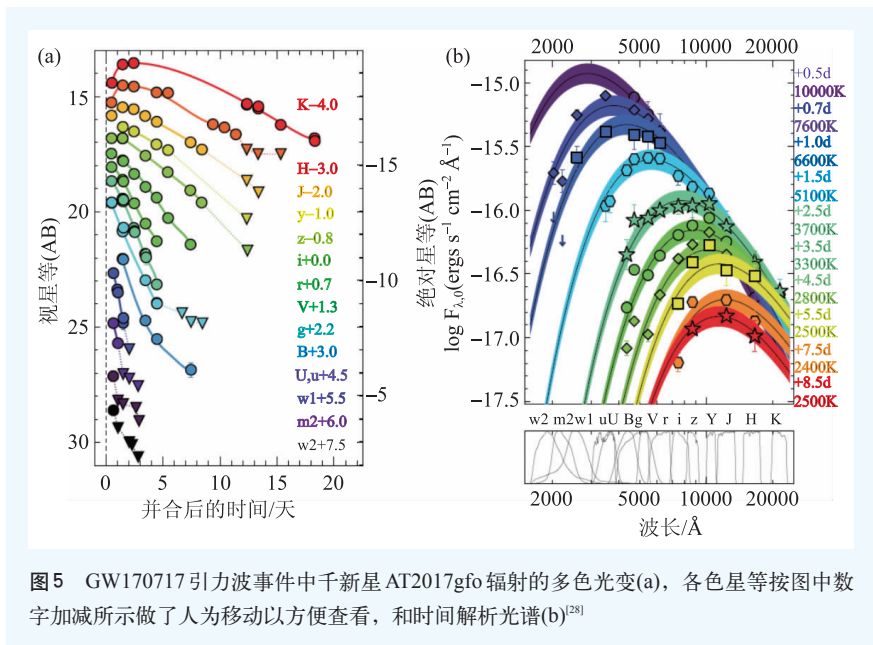


图5 GW170717引力波事件中千新星AT2017gfo辐射的多色光变(a), 各色星等按图中数字加减所示做了人为移动以方便查看, 和时间解析光谱(b)^[28]

的观测数据, 至少需要引入两个不同的辐射成分, 这一点倒十分符合千新星的理论预期。具体来说, 早期两三天内偏蓝的辐射可以解释为挤压动力学抛射物和盘风抛射物的共同作用, 而后期一个多星期的偏红辐射则可归结为潮汐动力学抛射物的贡献^[29]。当然, 为了得到更加细致的拟合结果, 我们可以引入更多的辐射成分, 因为毕竟抛射物的性质(如不透明度)很可能是随角度连续变化的, 出现一些不大不小的中间值也不足为奇。

真正严肃的问题是, AT2017gfo总的辐射能量要求抛射物的总质量不能低于0.065倍太阳质量。这么高的质量一方面很难由双中子星的并合来解释。另一方面, 如果每次并合的确都能产生这么多抛射物的话, 那宇宙中的r过程元素丰度就应该明显高于目前的观测值(这当然是不合理的)。更进一步来看, 早期明亮的偏蓝辐射($\sim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$)还表明, 具有低不透明度性质的抛射物质量也很高, 这说明盘风抛射物应该受到了长时间的中微子照射。综合以上两点, 可以很自然地想到, 此次双中子星并合有可能造成了一颗长时间存在的大质量中子星^[30]。一方面, 它可以通过自转能损为抛射物提供额外的能源, 从而降低对抛射物质

量的观测要求。另一方面, 中子星的存在不仅可以有效抑制盘风中镧系元素的形成, 甚至还可能通过电离潮汐抛射物中的镧系元素使整个抛射物的不透明度都得到降低。


当然, 就目前而言, 要能够完全确定地揭示千新星的所有物理细节仍然是困难的。我们期待, 在不久的将来能够得到更多的千新星观测样本, 以帮助我们回答那些未解之谜。

6 小结

从1998年千新星理论的提出到2017年的观测证实, 千新星研究走过了近20个年头。最近几年来所获得的一系列突破性进展无疑要归功于天文观测能力的不断进步。天文学是一门总能给人不断惊喜的科学。每当有新的望远镜指向那深邃的宇宙时, 宇宙总会毫不吝啬地通过它们向我们展示一点其不为人知的秘密。宇宙中的这些奥秘又是多么的无穷无尽。几年前, 引力波探测的实现为我们开启了多信使天文学的一个新时代, 千新星AT2017gfo的发现有力地展示了这个新时代的美妙前景。仅就AT2017gfo一例, 它便为定位和证认GW170817的引力波源、确认宇宙中r过程元素的起源以及限制并合产物性质与致密物质物态等一系列重要科学问题提供了巨大的帮助。毫无疑问, 千新星这种全新的天文现象, 将是未来引力波电磁对应体监测和光学暂现源巡天最为重要的对象之一, 对它们的研究将为我们打开一扇面向致密天体性质和演化的全新窗口, 值得我们为之付出不懈的努力和追求。

参考文献

- [1] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D *et al.* PhRvL, 2017, 119: 161101
- [2] Goldstein A, Veres P, Burns E *et al.* ApJ, 2017, 848: L14
- [3] Coulter D A, Foley R J, Kilpatrick C D *et al.* Sci., 2017, 358: 1556
- [4] Hu L, Wu X F, Andreoni I *et al.* Science Bulletin, 2017, 62: 1433
- [5] Lattimer J M, Schramm D N. ApJ, 1974, 192: L145
- [6] Rosswog S, Liebendorfer M, Thielemann F K *et al.* A&A, 1999, 341: 499
- [7] Li L X, Paczynski B. ApJ, 1998, 507: L59
- [8] Metzger B D, Martinez-Pinedo G, Darbha S *et al.* MNRAS, 2010, 406: 2650
- [9] Yu Y W, Zhang B, Gao H. ApJ, 2013, 776: L40
- [10] Bauswein A, Gorieli S, Janka H T. ApJ, 2013, 773: 78
- [11] Rosswog S. ApJ, 2005, 634: 1202
- [12] Oechslin R, Janka H T. MNRAS, 2006, 368: 1489
- [13] Kasen D, Metzger B, Barnes J *et al.* Nature, 2017, 551: 80
- [14] Cameron A G W. PASP, 1957, 69: 201
- [15] Burbidge E M, Burbidge G R, Fowler W A *et al.* RvMP, 1957, 29: 547
- [16] Korobkin O, Rosswog S, Arcones A *et al.* MNRAS, 2012, 426: 1940
- [17] Barnes J, Kasen D, Wu M R *et al.* ApJ, 2016, 829, 110
- [18] Metzger B D. LRR, 2017, 20: 3
- [19] Arnett W D. ApJ, 1982, 253: 785
- [20] Tanvir N R, Levan A J, Fruchter A S *et al.* Nature, 2013, 500: 547
- [21] Jin Z P, Li X, Cano Z *et al.* ApJ, 2015, 811: L22
- [22] Yang B, Jin Z P, Li X *et al.* NatCo, 2015, 6: 7323
- [23] Jin Z P, Hotokezaka K, Li X *et al.* NatCo, 2016, 7: 12898
- [24] Gao H, Ding X, Wu X F *et al.* ApJ, 2015, 807: 163
- [25] Gao H, Zhang B, Lü H J *et al.* ApJ, 2017, 837: 50
- [26] Troja E, Sakamoto T, Cenko S B *et al.* ApJ, 2016, 827: 102
- [27] Troja E, Castro-Tirado A J, Becerra Gonzalez J *et al.* arXiv: 1905.01290
- [28] Drout M R, Piro A L, Shappee B J *et al.* Sci., 2017, 358: 1570
- [29] Villar V A, Guillochon J, Berger E *et al.* ApJ, 2017, 851: L21
- [30] Yu Y W, Liu L D, Dai Z G. ApJ, 2018, 861: 114



Advanced Research Systems 低温超导设备制造专家

1.5K-800K全程低温超导解决方案

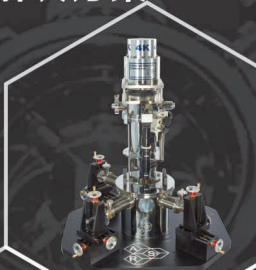
低温探针台

ARS生产的低温探针台，是理想的低温测试平台。它提供稳定的变温环境（4K-800K），可在不破坏材料或器件的情况下进行可重复的电学，微波，光电，磁电，磁光等测试。

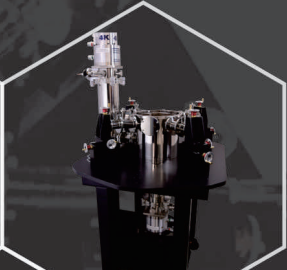
ARS可提供低温超导磁体探针台、低温电磁体探针台、低温超稳结构探针台、低温闭循环探针台及液氮/液氦探针台等多种探针台以满足客户不同应用需求。

ARS探针台根据客户需要装配直流探针臂、微波探针臂、光纤探针臂。并可选配超高真空结构，真空度优于 10^{-9} Pa，以及快速换样结构。

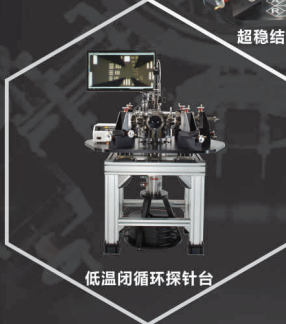
ARS可接受各种不同结构探针台定制。



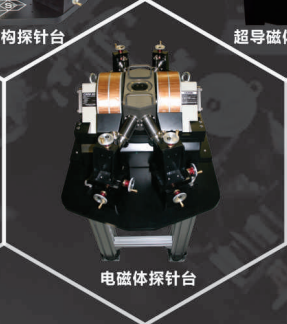
超稳结构探针台




超导磁体探针台



低温闭循环探针台



电磁体探针台



DOWELLLAB
扫一扫关注官方微信
了解更多产品信息

天津多为莱博科技有限公司是ARS产品在中国的独家代理
网址: www.dowelllab.com 邮箱: sales@dowelllab.com
销售及服务热线: 022-26802283