

文章编号: 1000-8349(2005)03-0248-24

实验室 X 射线天体物理

梁贵云, 赵 刚

(中国科学院 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 正在进行的实验室天体物理测量解决了 X 射线天文学的一些问题。这些实验产生了大量可靠的原子数据, 它们既可用于电荷分布中电离与复合截面的计算, 又可用于对 X 射线谱线形成的线表、激发截面及双电子复合系数的理解。另一部分实验注重于解决天体观测的难题, 以及验证现有的和寻找新的 X 射线谱线诊断。讨论了上述实验产生的数据类型, 并展示了实验室测量如何为卫星 (ASCA、EUVE、Chandra、XMM 和 ASTRO-E2) 观测提供实验依据。

关键词: 天体物理学; X 射线; 综述; 原子数据; 谱线形成; 光谱诊断; 光谱分类; 实验设备
中图分类号: P172.2 **文献标识码:** A

1 引 言

X 射线是了解热的且活动激烈的宇宙的窗口, 它产生于各种类型天体中, 比如: X 射线双星恒星演化晚期、超新星遗迹、黑洞、中子星、星系及星系团。这些天体具有足够的引力能束缚热的气体辐射 X 射线。磁场加速机制能产生热电子或离子辐射 X 射线, 太阳的冕区及木星极区都具有这样的磁场。最近发现即使是太阳系中最冷的天体也发射 X 射线, 这些 X 射线不是由热电子激发, 而是通过离子获取中性气体中的电子产生, 这打开了 X 射线研究的全新领域。

宇宙 X 射线源的研究已有半个多世纪。1994 年, V2 火箭的发射标志着宇宙 X 射线观测的开始, 它证实了太阳是一个强的 X 射线源的预言。太阳系外 X 射线的检测发生在 10 年之后。Aerobee 火箭上盖勒计数器的调制信号确认了天蝎座中的 X 射线源 (天蝎 X-1), 它的发现标志着 X 射线天文学的诞生。随后 Uhuru 和 HEAO-1 卫星相继发射。Uhuru 分类了大约 339 个 X 射线源, 而 HEAO-1 分类出 1000 多个 X 射线源。ROSAT 卫星的发射更使 X 射线源的分类达到了顶峰, 它分类出大约 200000 个 X 射线源, 覆盖了几乎所有类型的发射 X 射线的天体^[1]。

收稿日期: 2004-08-16; 修回日期: 2005-05-16; 特约稿

基金项目: 中国科学院创新方向性资助项目 (KJ CX2-W2)

今天, X 射线天文学的研究已经从单纯的 X 射线源检测转向对其光谱的精细研究。高分辨率的 X 射线天文学早先是通过 HEAO-2 卫星上的晶体光谱仪实现的, 而之后的 ASCA 卫星观测显示了极大的光谱差异。在 X 射线波段 (0.1~10 keV), 发射线主要是源于 C - Ni 元素的 K 壳层跃迁、Ne - Ni 元素的 L 壳层跃迁, 以及 Ca、Fe 和 Ni 的 M 壳层跃迁。ASCA 卫星观测全面揭示了 X 射线光谱学, 并成为了解高温宇宙等离子体物理条件必不可少的工具。但尽管如此, 由于其能量色散仪分辨本领相对较低, ASCA 观测受到一定的限制。新一代卫星, 如 Chandra 和 XMM-Newton, 采用高分辨率的色散光栅使这一问题得到解决^[2]。它们具有分辨每一条特征谱线的能力, 以致给出许多对等离子体诊断非常重要的谱线。

宇宙 X 射线源从未处于热动平衡状态, 所以其光谱线的计算必须考虑到所有对特定离子某一量子能级布居的唯观物理过程。离子复杂的原子结构使计算变得困难, 而温度梯度、瞬态现象、光场、对流以及冲击波进一步使问题复杂化。这需要有非平衡态下适用的原子数据。原子数据可以分成两种类型: 一种用于描述给定电离态下的辐射。这些数据决定给定近邻等离子体条件下产生哪些谱线, 以及谱线的相对强度; 另一种用于描述发射源电离结构的电离与复合过程, 这些数据决定等离子体中某一元素各电离态的相对丰度。显然, 要描述观测到的谱线, 这两种类型数据都是必要的。在许多情况下, 原子数据的计算即困难又费时。中等 Z 元素的离子中, 相对论效应不可忽略, 于是描述原子结构时必须考虑中等性的耦合。精确的电离和复合速率的计算涉及到许多物理过程, 比如: 共振激发自电离、到亚稳态能级的复合等, 这些通常都不可略去, 然而这些计算仍不能精确理解某一离子的发射线, 因为这一过程不仅要包括由复合和电离现象引起的谱线形成, 而且还要包括高能级的辐射级联、共振激发、高级的多激子衰变、超精细结构、碰撞退激发等过程。由此可见实验室测量的重要性, 实验数据一次又一次完善了上述计算。

哪一种计算方法最佳, 天文学家则依赖于最新的原子数据。通常认为最新的原子数据就是最好的数据, 但实验测量已多次显示这种观点是不正确的, 所以最好的方法就是使用被实验证实的数据。实验室测量中传统的方法是测量给定跃迁的截面、波长或速率, 并与理论进行比较。然而这种方法只解决了原子物理中复杂难题的一部分, 只适应于天体物理有限的环境。因此需要有一种揭示所有过程一起工作的整体系统及整个光谱的方法。而且, 在 X 射线天文学中, 高精度 X 射线仪以高的分辨率测量了天体光谱, 因此实验室测量必须满足 X 射线天文学所提出的需求才有意义。过去 10 年来, 实验设计的进展已经满足了这些需求。新一代充当模拟计算机的原子物理设备已经建立起来了, 它们提供了精细描述 X 射线谱所需的原子数据。这些设备是: (1) 用于测量电子 - 离子截面、高能双电子复合共振光谱线及发射模式的电子束离子阱; (2) 用于测量电离截面的混合和交叉束设备; (3) 用于测量电离截面和低能双电子复合共振的离子贮存环; (4) 用于测量光电离的新一代同步加速器。新的实验设备普遍能够在短时间内产生大量高质量的原子数据。就测量双电子复合来说, 一旦实验设备安装好, 就能产生大参数空间的双电子复合数据。例如, 通过扫描贮存环中电子冷却器的能量, 即能测出电子束所能达到能量范围的给定离子的双电子复合共振。新一代的设备完全不同于老一代的等离子体源, 它们是在低密度域运作, 所产生的数据可以直接应用到天体等离子体中。

不像程序计算, 可控的实验测量原则上能考虑到所有有关的物理过程。例如, 如果 Briet 相互作用与双电子复合共振相关, 在测共振时这种效应就被包括进来了; 如果量子电动力学

改变了谱线位置,在测量时就会被显示出来;如果相对论效应开启了某一特定的衰减模式,这条谱线在光谱中就自动地出现;如果组态相互作用影响了谱线强度,测量到的线强度就会反映出这种效应;为了得到谱线的正确流量,如果上千个能级的级联贡献需要加起来,那么在测量时这种求和运算就会自动进行。可控测量是一个能无近似地计算所有问题的真正模拟计算机。当然,没有任何测量是十全十美的。这里,正确的实验安装极为重要。如果实验进行顺利的话,严格的测量会给出非常有用的参数:可靠的不确定性极限。然而很少有计算能提供这一参量。

人们可能会认为,所产生的大量实验数据与给出的不确定性估计减小了对计算的依赖性,而且在许多情况下,完全不需要理论计算。例如,利用交叉或混合束技术(2 keV 以下,以至高达 5 keV),金属所有离子所有电离截面就会被测量出来^[3,4]。在目前高精度测量中即使是外来的微小贡献也能被包括进来^[5]。同样地,存贮环本质上能测量所有离子低能量下源于双电子和辐射的俘获复合速率^[6,7]。电子束离子阱能测量所有高能双电子复合速率^[8~10]。当然,这从未意味着与电荷平衡及 X 射线辐射计算相关的所有波长、截面和速率系数能够用现有的实验装置测量出来。原则上,只要把现有资源集中起来进行必要的测量,在不远的将来,对理论计算的依赖性就会尽可能地被消除。然而,目前的理论计算是连接少之又少的现有测量数据与那些还没有测量数据的桥梁。

实验室天体物理学是一门交叉性学科,它涉及到原子物理、等离子体物理、天体物理、凝聚态物理及实验仪器方面的研究,远远超越光谱学范围的多学科领域。即使在光谱学方面,也从硬 X 射线延伸到亚毫米天文学。这一学科的研究不仅克服了目前天体物理研究中的难题,而且为别的学科研究指明一个新的方向,促进了当前实验仪器的发展,同时为航天卫星上的摄谱仪提供了地面检测的基础。国内实验室天体物理平台的建设正有计划地进行着,国际上,尤其是美国在这一方面已取得初步成效。本文的综述主要集中于实验室 X 射线天体物理,即把讨论限制在为满足天体 X 射线波谱学需求的实验室研究。下面首先讨论实验室 X 射线源及实验技术,其次是所产生数据的类型,并列出一一些已完成的实验室天体物理量测量。最后,预言了实验室 X 射线天体物理发展方向。

2 实验室 X 射线源

现有许多实验设备均具有产生 X 射线源的功能,包括磁聚变等离子体设备、激光等离子体、重离子贮存环等。其中有些设备用于产生对 X 射线天体物理学有用的原子数据。例如,通过重离子加速器中离子束-纤维相互作用、真空火花等离子体、激光等离子体及 Z-砸束等离子体光谱学研究,已证认出许多谱线^[11~14]。托克马克等离子体中杂质的研究非常有利于 K 壳层离子双电子复合^[15],以及 L 壳层发射线对电子密度依赖性的认识^[16]。然而,这些设备在此方面的应用也是近期的现象。如加利福尼亚大学劳伦斯利弗莫尔实验室(LLNL)的 EBIT-I 和 EBIT-II 电子束离子阱设备首次被专门应用于实验室 X 射线天体物理学研究。最近,有许多专门用于实验室 X 射线天体物理学研究的实验设备被建立起来,比如:位于德国海森堡 Max-Planck 核物理研究所的重离子束贮存冷却环^[17](Heavy Ion Storage Cooler Ring TSR)、普林斯顿等离子体物理实验室的国家球形托克马克实验装置(National Spherical Torus)

Experiment NSTX)^[18]、美国标准技术局 (NIST) 的电子束离子阱 (Electron Beam Ion Trap EBIT)，以及喷气推进实验室 (Jet Propulsion) 的电子回旋加速共振离子源^[19]。

图 1 显示了各种 X 射线发射等离子体源电子密度与温度参数范围^[20]。在这些 X 射线辐射等离子体源中，激光等离子体的电子密度远远高于天体等离子体的电子密度 ($10^9 \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)。因此，从光谱学意义上来说，这种实验装置所产生的实验数据不能直接应用到天体等离子体研究中，但是激光等离子体别的参数仍与天体等离子体一致；从流体力学角度来说，它可以模拟天体中的某些现象，比如：冲击波与冷气体相撞过程、等离子体的加热机制，以及临界面的不稳定性等。另两种等离子体源——EBIT 和托克马克的参数空间最接近于热天体 X 射线发射等离子体的参数空间，其电子密度足够低，以至于电子碰撞速率远小于复合和电离速率。也就是说，离子在激发、电离或与电子碰撞复合后有足够的时间衰减到基态。因此这一参数空间适用于各种活动级的太阳冕层，这种低密度域被称为冕域。

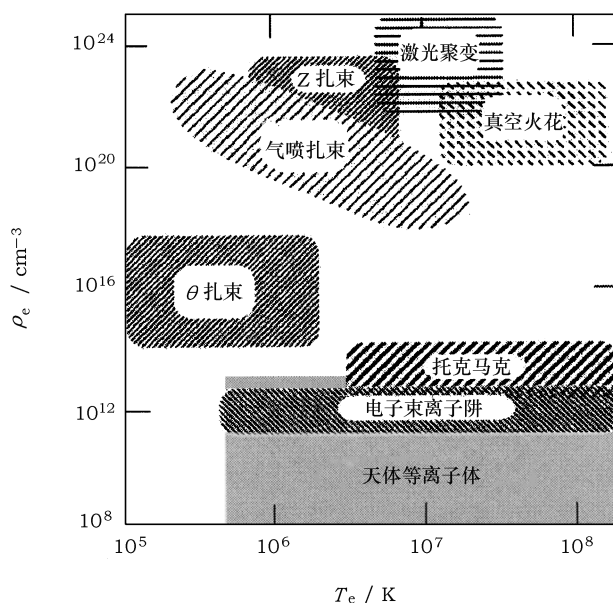


图 1 不同等离子体源的电子密度与温度空间^[20]

EBIT 和托克马克等离子体的电子密度与恒星大气可比拟。

EBIT 采用电子束来探测里面的离子。离子在这里并不是绕环形轨道运动，而是被约束在一个柱形离子阱中，这使整个装置很紧密，便于直接探测电子与离子相互作用区，有利于研究天体相关的 X 射线光谱。EBIT 能在不同条件下产生不同的光谱，可以模拟不同类型的天体等离子体源。它不仅可以测量某一特定的跃迁速率，而且可以检验不同谱线形成过程的相互作用 (详见第 3 节)。图 1 中显示了该装置所产生等离子体的电子密度完全处于天体等离子体的存在空间，因此它是一个进行实验室天体物理研究的很好装置之一。它的另一重要特性就是可以将天体各高丰度元素电离到所期望的电离态。由于这一装置新的设计思想及近些年在实验室天体研究中取得的重大进展，本文将重点介绍这一实验装置。

托克马克的作用没有 EBIT 多, 且其电子密度和温度是等离子体中位置的函数, 在等离子体中心一般比边缘更为热和密些。由于离子的运动, 其离子形成不同的温度和密度区域, 这种运动使观测谱的分析更加复杂。这也意味着, 有限的实验条件控制等离子体中的某一原子过程时, 其他的原子过程也参与进来。在天体等离子体中, 也存在不同原子过程的相互作用, 以及温度与密度梯度, 而托克马克能更真实地检验这种相互作用。

3 EBIT X 射线源

EBIT 由加利福尼亚大学 LLNL 首次设计 (开始称之为 EBIT-I), 并于 1989 年投入运行。之后, LLNL 另外两台 EBIT 装置——EBIT-II 和 SuperEBIT 相继建成。最近, EBIT 也在英国牛津大学、美国国家标准技术局、日本调布电气通信大学、德国柏林的马普等离子体所以及海森堡的马普核物理所投入运作。我国也在复旦大学的现代物理所建立这样的设备, 并计划于 2005 年进行实验测试。尽管这些设备在原理上是一样的, 但在性能和使用上是不同的。

该设备的运作原理是: 中性原子或低价离子被注入到阱中, 与电子束碰撞电离或激发。电子被 3T 的磁场 (由一对超导的赫尔姆霍茨环产生) 约束和聚焦。当电子束通过 2 cm 的阱区后, 阱区的直径压缩成 $60 \mu\text{m}$ 。在电子束通过的 3 个漂移管上加上适当的电压, 使离子束径向地约束在阱中。横向约束由电子束的静电吸引和磁场中离子的流量冻结实现。通过快速打开高压放大器来控制 3 个漂移管电压在一般势的顶部浮动。电子束的能量由这些势确定, 其范围在 $100 \sim 20000 \text{ eV}$ 之间, 这也是天体感兴趣的能量范围。改变束电流使给定能量下的电子密度处于 $2 \times 10^{10} \sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 之间。有 6 个端口可以直接接入阱中, 其中一个端口被用于通过弹道注入系统向阱中注入原子或分子气体, 另一个顶部轴向接入端口被用于向阱中注入金属离子。

利弗莫尔实验室已研制了一个多面阵列的光谱仪。该仪器提供 $1 \sim 7000 \text{ \AA}$ 的测量波长范围, 即从 X 射线到可见波域, 还包括一个无窗高纯度的 Ge 检测器来监测离子的所有 X 射线辐射。典型晶体谱仪测量 5 \AA 以下的 K 壳层发射谱信息, 在真空中运作的平晶谱仪测量 $4 \sim 25 \text{ \AA}$ 区域高清晰的 L 壳层和 K 壳层光谱^[21], 光栅谱仪研究 $10 \sim 400 \text{ \AA}$ 区域的超紫外辐射^[22]。此外, 戈达德 (Goddard) 空间飞行中心为 ASTRO-E 卫星研制的 32 像素 X 射线微热量仪 (XRS) 也被安装到 EBIT 中。该微热量仪具有 10 eV 能量分辨率的宽带 X 射线检测能力, 6×6 像素阵列提供了高达 12.5 mm^2 的检测面积。1995 年, 戈达德空间飞行中心将 25 eV 能量分辨率和 $1/50$ 检测面的单像素热量仪首次安装到 EBIT-II 中, 而改善分辨率的单像素谱仪最近被安装到 NIST 的电子束离子阱当中^[23,24]。

电子束离子阱设备的一个重要特征是, 具有产生所期望离子的能力, 能选定特定的谱线形成过程来研究其发射。电子束的能量可以在 30 keV 内任意选定, 这意味着可确定某一条谱线源于哪一个电离态。图 2 显示了通过选择合适的电子束能量来选定特定的电离态。当电子束能量为 1200 eV 时, 可以观测到 Fe XVII 的 $3s \rightarrow 2p$ 发射线 (如图 2(a) 所示), 这个能量低于 Fe XVII 的电离势 1250 eV, 因此只能看到 Fe XVII 谱线。图 2(b) 显示了电子束能量是 1300 eV 时的光谱。由于电子束能量比 Fe XVII 电离势高出了 50 eV, 因此产生了 Fe XVIII 离子。通过比较这两个光谱, 可以清楚地证认 17.623 \AA 谱线源于 Fe XVIII 离子^[25]。

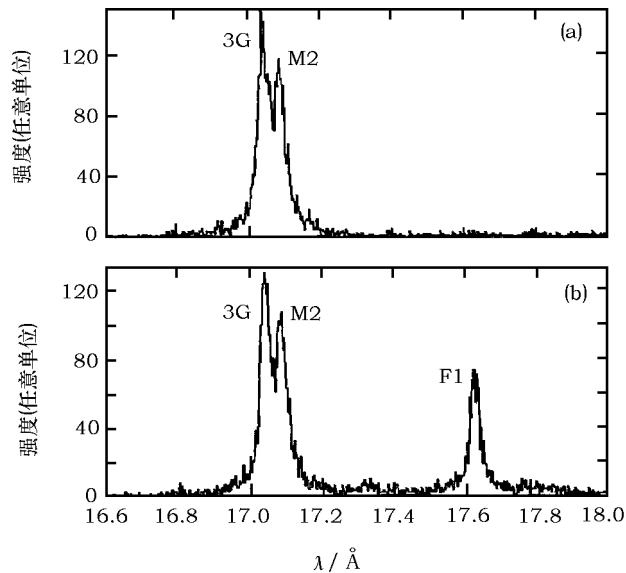


图 2 EBIT-II 观测到的 16.6~18 Å 波带的 Fe L 壳层光谱^[25]

(a) 电子能量为 1200 eV, 只有 Fe XVII 离子产生; (b) 电子能量为 1300 eV, Fe XVII 和 Fe XVIII 两种离子共同存在。标记为 3G 和 M2 的谱线是源于类氦 Fe XVII 离子 $2p^5 3s^1 P_1$ 、 $2p^5 3s^3 P_1$ 和 $2p^5 3s^3 P_2$ 能级到基态 $2p^6 1S_0$ 的跃迁。这两条谱线在两个光谱中都存在, 而在 17.6 Å 附近被标记为 F1 的谱线只在 (b) 图中存在, 对应于 Fe XVIII 的 $2s^2 2p^4 3p^2 P_{3/2} \rightarrow 2s 2p^6 2S_{1/2}$ 跃迁。

EBIT 的一个新颖而又有用的特征是具有扫描电子能量的能力, 能产生麦克斯韦分布的电子束。Savin 等人^[26] 已发展了一个程序控制的任意函数产生器来快速改变电子束的能量。图 3(a) 显示了模拟 2.0 keV 等离子体的电子束能量的时间跟踪曲线。同时调整电子枪电流能保证恒定的电子密度。当经过了一个扫描周期后, 就会给出一定温度下近似于麦克斯韦分布的电子

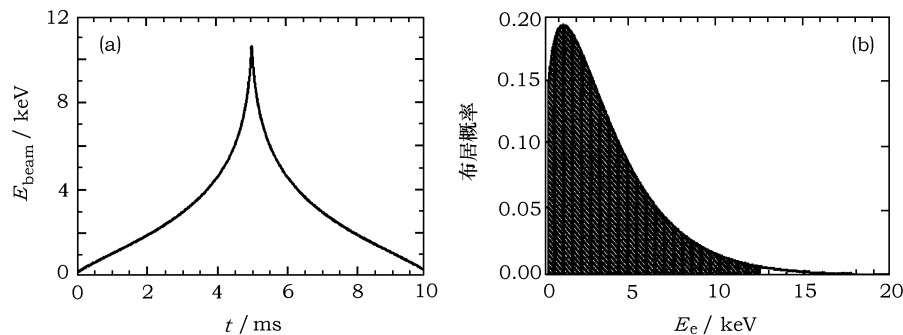


图 3 (a) EBIT 上为模拟 2.0 keV 的麦克斯韦等离子体所采用的电子束的电压随时间的变化曲线;

(b) 2.0 keV 麦克斯韦等离子体的电子分布函数^[26]

图 (b) 阴影区域是 EBIT 上的麦克斯韦模拟器产生的电子分布。

能量分布。分布中失去的部分是极低和极高温部分的电子，因为不可能把电子束能量设置为零或极大值。图 3(b) 显示出了失去的那一部分电子。幸运的是，失去的那部分电子对于大多数 X 射线应用研究是不重要的^[26]。但是这种扫描速度必须非常快，以至于电离平衡来不及调整这种瞬时的束环境，看到的只是麦克斯韦平均温度。这一装置的好处就是，只要选定一个仪器适用范围内的电子温度，就可以产生对应的光谱。这是现代物理设备如何充当模拟计算机来计算所需光谱的一个基本事例。

4 问题与研究

实验室 X 射线天体物理学源于卫星观测所提出的疑惑。下面就一些难题，介绍实验室 X 射线天体物理学提供的解决办法。

4.1 谱线证认和光谱分类

光谱学中一个最基本的问题就是证认给定光谱中的特征谱线。目前许多与天体相关的谱线在实验室里仍然没有观测到。比如，源于 Fe XVIII~Fe XXIV 的许多 L 壳层发射线直到前几年集中的实验室工作中才使其得以证认^[27]。相应线表的不完整性正是实验室 X 射线天体物理学所要解决的首要问题之一。

谱线证认是通过与已知的发射线集比较进行的。有许多数据库列出了大量对 X 射线天体物理学有用的、源于电子和离子的谱线。一些主要的数据库有 Kelly (1987)^[11]、MEKAL^[28]、CHIANTI^[29]、Arcetri^[30]以及 NIST 的谱线汇编 (2003)^[31]。这些谱线表的内容有很大不同，不仅所包含的谱线数目不同，而且其信息来源也不同，其中一些使用理论值，另一些使用实验值。某些谱线源于高密度的等离子体，而这些线在天体中是观测不到的。所以，所有的谱线表没有一个是完整的。

原子数据的精确计算及实验室精确测量是当前实验室天体物理学所要解决的问题之一。最近，我们利用精确的原子模型计算了 Ar XIII~Ar XVI 的原子数据，并将这些数据应用到非局域热动平衡动力学方程中，把所得到的理论光谱与实验光谱进行了对比 (如图 4)。结果表明，一些强线得到了相对满意的证认，但仍有大量的弱线其理论计算与实验测量间存在较大的差异。

揭示谱线表不完整性的基本例子就是被 Chandra 和 XMM-Newton X 射线卫星所覆盖的 L 壳层光谱^[33]。所以，对这些中高 Z 元素 L 壳层谱线的实验室研究是 X 射线天体物理学的一个主要任务。托克马克设备已作了一些工作，EBIT 设备仍在继续这项研究。Lepson 等人^[34]刚刚完成了对 Ar 元素 L 壳层谱线的研究。证认出 20~50 Å 范围内 79 条源于 Ar IX~Ar XVI 的强线。表 1 列出了各个 Ar 离子的强线数及各数据库中总的谱线数目。其中 MEKAL 数据库共有 7 条谱线，而 NIST 在线数据库仅有 2 条谱线，CHIANTI 数据库给出了 11 条谱线。似乎 Kelly 数据库最完整，它列出了共 175 条谱线。但 Kelly 整理的谱线源于高密等离子体，其中许多谱线在低密度天体等离子体中是看不到的，这些谱线使得分辨哪些谱线与天体源有关变得更为困难。而且电偶极禁戒跃迁在高密等离子体中通常受到抑制，比如，Ar IX、强的磁四极跃迁谱线 $2p_{3/2}^5 3s_{1/2}^3 P_2 \rightarrow 2p^6 \ ^1S_0$ 在 Kelly 数据库中就没有列出来，这导致 Procyon 的 Chandra 观测谱中的这条谱线没有得到正确证认，而被证认为 S 的谱线。通过与 EBIT-II 建

立的线表比较才将这一误证得到了纠正^[34]。

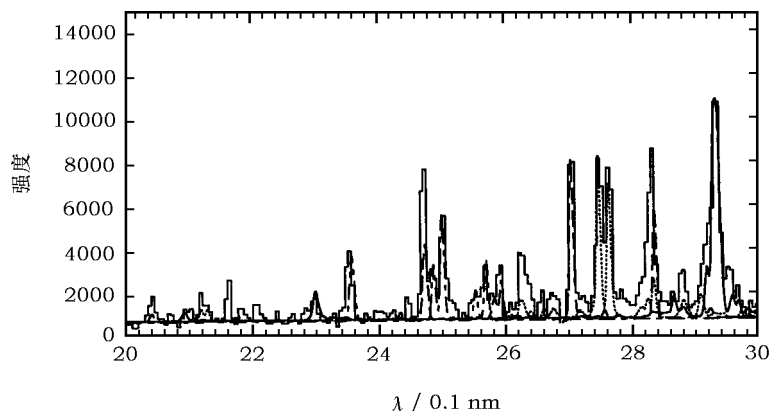


图 4 EBIT-II 上测量的 Ar XIII~Ar XVI 的实验光谱及理论计算光谱^[32]

实线为 Ar XIII 谱线, 点线为 Ar XIV 谱线, 长划线为 Ar XV 谱线, 点划线为 Ar XVI 谱线。

表 1 20~50 Å 范围内 EBIT-II 观测到的 Ar 线的数目与已发表数据库的比较

| 谱线 | EBIT-II ^[34] | NIST ^[31] | MEKAL ^[28] | CHIANTI ^[29] | Kelly ^[11] |
|---------|-------------------------|----------------------|-----------------------|-------------------------|-----------------------|
| Ar IX | 11 | 2 | 0 | 0 | 13 |
| Ar X | 27 | 0 | 0 | 0 | 30 |
| Ar XI | 12 | 0 | 0 | 0 | 32 |
| Ar XII | 6 | 0 | 0 | 0 | 42 |
| Ar XIII | 5 | 0 | 0 | 0 | 42 |
| Ar XIV | 8 | 0 | 2 | 2 | 11 |
| Ar XV | 5 | 0 | 2 | 2 | 5 |
| Ar XVI | 5 | 0 | 3 | 7 | 0 |

现在的工作是集中建立冕条件下的 Ne、Mg、Si 和 S 的谱线表。这些元素的 L 壳层发射线落在 30~150 Å 区域。这个波带可以用 Chandra 来观测, 也与 EUVE 卫星的覆盖范围重叠。目前, 对类氦离子 K 壳层 X 射线谱的认识比对 L 壳层谱的认识更为清楚。其原因是由于这些光谱在太阳谱中作了更为详细的研究^[36,37]。实验室里检测低电离态 K 壳层发射线是极为困难的, 因为要激发 K 壳层谱线需要很高的电子能量, 而这样的能量足以使这样的电离态电离到类氦离子。低温的托克马克装置能产生低电离态离子 Fe XVIII 的 K 壳层谱线^[38]。Decaux 等人^[39]在 EBIT-II 电子束离子阱中, 在 Fe 离子电离过程中, 看到了低电离态 Fe IX 的 K 壳层发射线。图 5 显示了中等电离的 Fe 离子的典型 K 壳层发射谱。

弱线常常被忽略或被认为是不重要的, 然而这些线可能以某种未知方式叠加起来, 且决定性地影响观测谱的全域拟合。这已在全域拟合 ASCA 卫星观测到的 Capella 光谱时得到了证实, 如图 6 所示。由于只考虑到 Fe XVII 和 Fe XVIII 中 $n = 3, 4 \rightarrow n = 2$ 跃迁的强线, 而忽略了 $n \geq 5 \rightarrow n = 2$ 跃迁的弱线, 在波长 10 Å 处, 拟合结果低估了观测流量^[40,41]。EBIT-II 上进行的实验室测量已表明在光谱拟合中所忽略的那些线相对是弱的^[42]。许多弱的 $n \geq 5 \rightarrow n = 2$ 跃迁谱线处在近电离极限附近 (对 Fe XVII, 10 Å; 对 Fe XVIII, 9.25 Å), 并

在这个小区域叠加起来。对 Fe XVII 的实验室测量揭示了 $n \geq 5 \rightarrow n = 2$ 跃迁谱线流量是 Fe XVII 最强线流量的 1/10，这足以解释在 ASCA 光谱拟合时所低估的那部分流量。

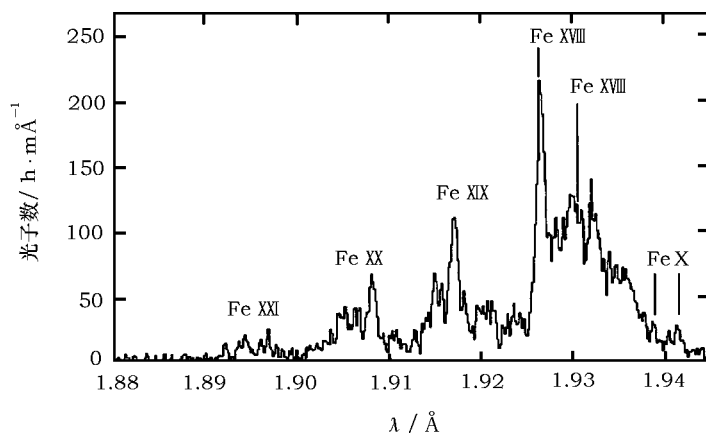


图 5 EBIT-II 获取的 Fe X~Fe XX 离子的 K 壳层发射谱 [35]

1.925~1.940 Å 区域的发射线主要源于 Fe XVII~Fe X 离子。

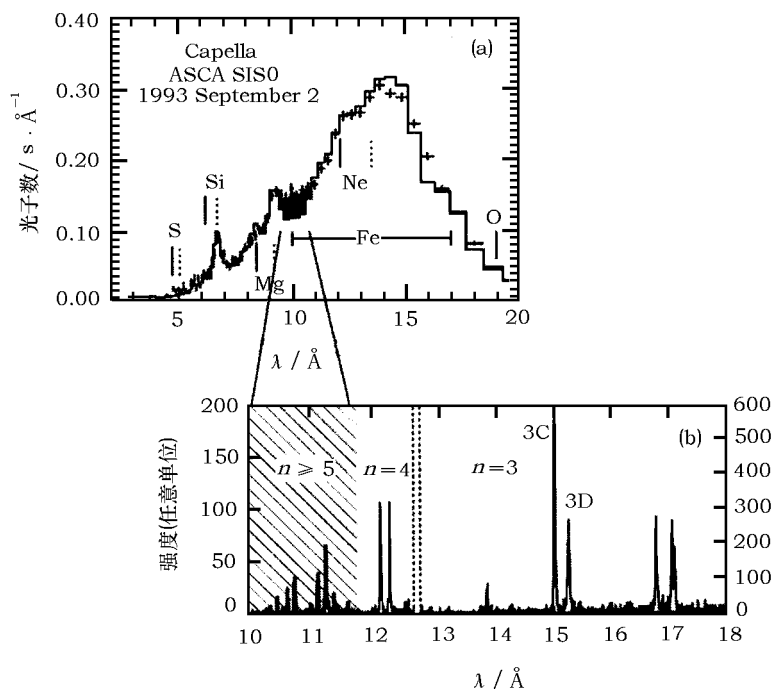


图 6 源于高量子序数的谱线对发射谱的影响 [20]

(a) ASCA 卫星观测的 Capella 光谱。图中标出了不同元素的贡献。其中大多数是 Fe 的谱线，实线表示没有考虑源于高量子序数跃迁谱线的拟合。10 Å 处的暗区域表示观测与拟合之间的差异；(b) EBIT-II 上的 Fe XVII 发射线测量。阴影区是源于高量子序数 ≥ 5 能级的发射线。

数据库中未列出的弱线对理解 EUVE 卫星观测的冷星 α Centauri 的软 X 射线流量起着很大作用。用已知光谱拟合观测谱, 结果显得比较差, 需要高温 ($T > 10$ MK) 等离子体产生的连续谱来解决拟合中存在的差异, 如图 7 所示。然而, EBIT 电子束离子阱进行的实验室天体物理光栅光谱仪测量表明, 存在许多弱的没得到认证的 Fe VIII~Fe X 线, 这些弱线叠加起来形成了准连续光谱 [43,44], 如图 7(c) 所示。这个实验说明高温等离子体 ($T \geq 18$ MK) 是不存在的。进一步的实验室天体物理测量又揭示了位于 60~140 Å 波段的大多数 Fe VII~Fe XIV 的 M 壳层发射线还没有得到认证。

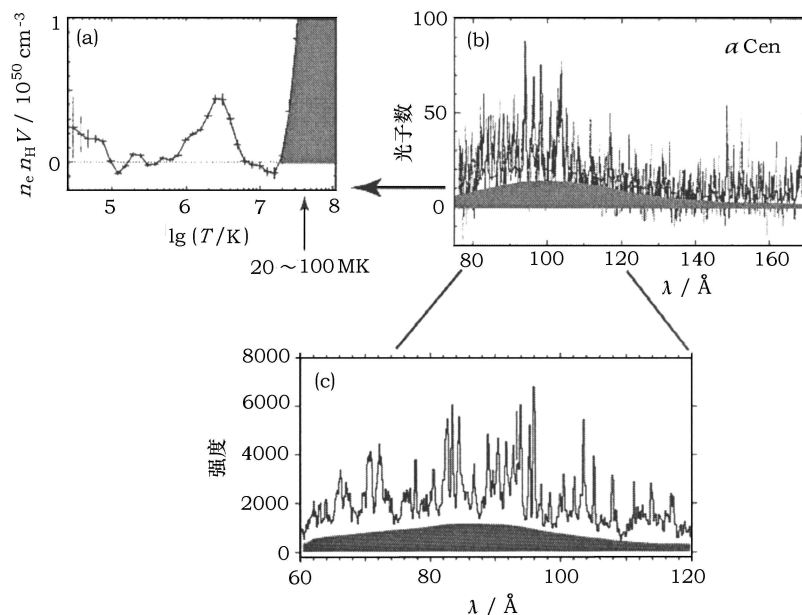


图 7 不可分辨的谱线对光谱拟合的影响 [20]

(a) EUVE 探测的 α Centauri 光谱发射测量。其阴影部分与 (b) 中的连续谱 (阴影部分) 相联系。(c) 电子束离子阱中电子束能量为 300 eV 时, Fe VII~Fe XII 离子的发射线。其大量的流量源于下面不可分辨谱线形成的准连续谱 (阴影部分)。

4.2 截面测量

谱线证认尽管很重要, 但它仅是实验室 X 射线天体物理测量中很小的一部分, 精确的激发截面计算也是光谱模拟中极为重要的部分。目前只有很少一些实验截面数据, 谱线强度的计算仍然依赖于理论的截面和速率数据。

电子激发截面的测量技术是最近几年才发展起来的。首次高电荷态离子截面的测量在电子束离子阱上进行 [45]。最近, 利用混合和交叉束技术测量了 Si^{2+} 、 Si^{3+} 及 Ar^{7+} 的电子碰撞激发截面 [46~48]。然而, 只有 LLNL 的电子束离子阱设备能测量 X 射线天体物理领域高电荷态离子的电子碰撞激发截面 [49,50]。

直接的电子碰撞激发测量伴随着间接谱线形成过程的测定。图 8 列举了不同谱线形成过程对 15~18 Å 区域 L 壳层发射线的贡献。通过扫描电子束的能量 (从 200~1000 eV), 就会分

辨出不同过程对谱线的贡献,包括直接的电子碰撞激发、辐射级联、激发阈值上的共振激发,以及阈值下具有高 n 旁电子能级的双电子复合卫星线。虽然卫星线的形成不同于母线,但对等离子体源观测到的谱线强度有贡献,且不能分辨出来。图 8 同时显示了阈值下的双电子复合共振对 $3d \rightarrow 2p$ 谱线的重要性,例如: $2p^6 + e^- \rightarrow 2p^5 3dnl$ 型共振。相反,该双电子复合共振对 $3s \rightarrow 2p$ 谱线不重要。

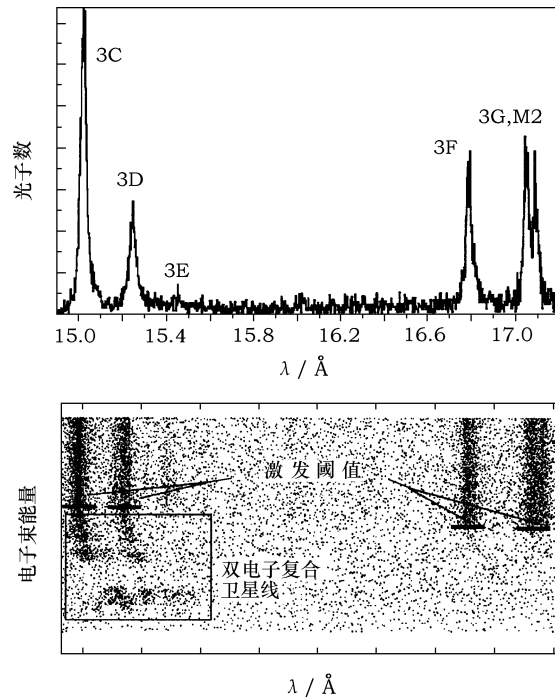


图 8 (a) EBIT-II 的晶体光谱仪记录的类氦 Fe 的 $3d \rightarrow 2p$ (标为 3C、3D 和 3E) 和 $3s \rightarrow 2p$ (标为 3F、3G 和 M2) 发射线; (b) 发射谱随电子束能量的变化^[49]

图 (b) 中显示了直接电子碰撞激发阈值以及阈值下的双电子复合卫星线。

随能量变化的某一谱线激发截面能容易地从实验中提取出来。图 9 显示了类锂 Fe 的 $3p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ 跃迁截面测量。该曲线明显地显示了阈值下的双电子卫星线辐射及阈值上的共振激发及辐射级联贡献。测量结果与理论激发截面结果取得部分一致,其中直接激发截面部分的贡献符合得很好,共振的贡献符合较差。目前的理论计算还未考虑高 n 卫星线对这条或别的 Fe L 壳层谱线的贡献。实验室测量已证实,双电子卫星线对整个谱线强度有 0%~15% 的贡献,在低于极大值离子丰度所对应的温度时,这个贡献甚至会更高些;但在高于这个温度时,其贡献可以完全忽略。源于 $1s^2 + e^- \rightarrow 1s2p nl$ ($n \geq 3$) 共振的双电子复合卫星线的混合对 Fe XXV 的 $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ 的 K 壳层共振跃迁影响很大^[53],它使得谱线展宽及 $K\alpha$ 共振线漂移。这种影响依赖于等离子体的电子和离子温度。表 2 给出了 $K\alpha$ 共振线区域卫星线共振强度测量值与理论值的比较。这里,并不是所有的贡献源都被考虑进来的。双电子复合的作用不仅仅是增强前面所讨论的光谱线的强度,它所产生的可分辨的谱线对温度的诊断

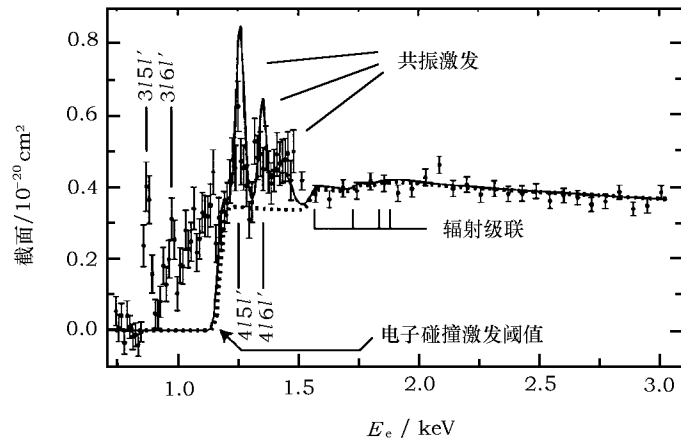


图 9 类锂离子 Fe^{23+} $3p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ 跃迁的激发截面随能量的变化^[49]

该图显示了阈值下双电子复合, 以及阈值上共振电子碰撞激发的贡献。源于 $n = 4$ 或更高能级的辐射级联贡献在曲线中显示为级梯形。实验数据源于 EBIT-II 电子束离子阱, 理论计算源于 Iron Project (实线)^[51] 及扭曲波计算 (点线)^[52]。

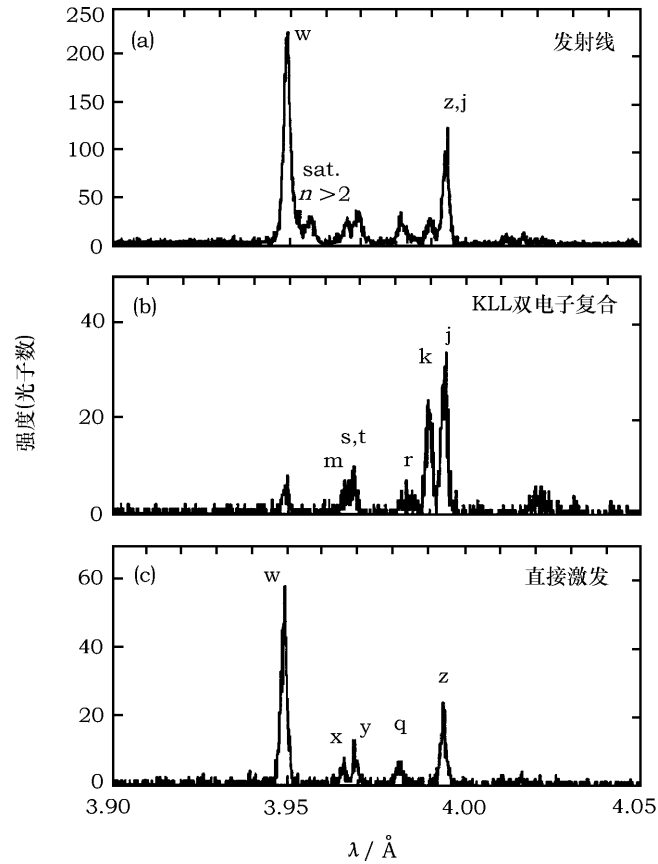


图 10 EBIT-II 记录的类型 Ar 的共振线及双电子复合线^[56]

表 2 围绕类氦 Fe XXV 共振线 1P_1 区域 1.850~1.852 Å 的
卫星线共振强度测量值与理论值的比较

| n | EBIT-II [8] 1) | Bhalla 2) | Bely-Dubau [54] / $10^{-20} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ |
|----------|----------------|-----------|--|
| 3 | 30.92 | 28.06 | 25.75 |
| 4 | 10.32 | 10.03 | 9.16 |
| 5 | 4.50 | 4.93 | 4.57 |
| ≥ 6 | 11.39 | 5.07 3) | 7.08 4) |

注: 1) 测量共振强度的不确定性为 15%; 2) 私人通讯; 3) 计算包括了 $n = 6 \sim 8$ 的卫星线; 4) 计算包括了 $n = 6 \sim 16$ 的卫星线。

也是一个很好的工具 [8,55]。这一诊断的谱线比不受等离子体电子密度的影响, 消除了电子密度所带进的不确定性。另外双电子复合是电离平衡中重要过程之一。图 10 显示了 EBIT-II 上测量的类氦 Ar 双电子复合线。

海森堡 TSR 贮存环上的靶式实验室天体物理测量主要致力于低温高电离态离子的双电子复合测量 [17,57]。高电离态离子显然不能在碰撞平衡的低温等离子体中存在, 然而, 在某些天体等离子体中, 高电离态离子是通过光电离而不是电子碰撞电离形成的。

4.3 用于诊断的谱线强度比的定标及发展

实验室 X 射线天体物理学最大的好处就是专门解决卫星观测分析中所提出的问题。下面是其解决 Fe XVII 发射线存在的问题, 以及对密度、温度敏感的谱线强度比的定标实例。此外, 实验室 X 射线天体物理学另一个用处是能够发现和发展新的诊断手段。磁场强度 X 射线诊断的发现可以说明这点。

(1) Fe 的 3d \rightarrow 2p 跃迁

位于 15.014 Å 和 15.261 Å 处 Fe XVII 的互组合跃迁 (3C) 和共振线 (3D) 是许多天体源金属 L 壳层谱线中最重要的谱线。这两条线的强度比 $R = I_{3C}/I_{3D}$ 已被用来诊断冕活动区光学厚度及密度 [58]。由于共振线的谐振强度远远大于互组合跃迁谱线的强度, 热等离子体中的光子共振散射使其偏离视场而导致观测流量大大地减少。最新电子碰撞激发截面计算的精度在 5%~30% 之间, 这减少了光学厚度的诊断应用。事实上, 各种不同理论计算的光学薄强度比显示了这个比值在 2.9~4.7 之间变化 [42,58,59]。光学薄强度比的不确定性 (实验值为 2.9) 导致光学厚度在 0~3 之间变化。

利弗莫尔电子束离子阱测量的 $R = I_{3C}/I_{3D}$ 为 3.03 ± 0.12 [42]。大能量范围的实验室测量显示, 这个强度比在窄区域内对激发过程 (包括辐射级联、共振激发、不可分辨的双电子复合) 是几乎不变的。这一结果在托克马克实验中得到了进一步的证实 [60] (尽管该实验测量到的是一个低强度比 2.05 [61])。如前所提, 在托克马克等离子体中, 所有的谱线形成过程被一次性激活, 因此这样的测量提供了不可替代的检验手段。图 11 显示了普林斯顿大学大尺度 Torus 设备记录的典型的 Fe XVII 光谱。在 JET 实验中也得到了同样的光谱。实验室测量的谱线 3C 和 3D 强度比与 Bely 和 Bely [62] 的理论计算符合得很好, 这说明通常假设最新发表的数据最好是不合理的。另一方面, 这也不意味 Bely 和 Bely 所采用的原子模型要比现在的计算模型完备。某些情况下好的结果是偶然的, 它并不能保证某一给定的计算方法在不同系统中的结果都很好。

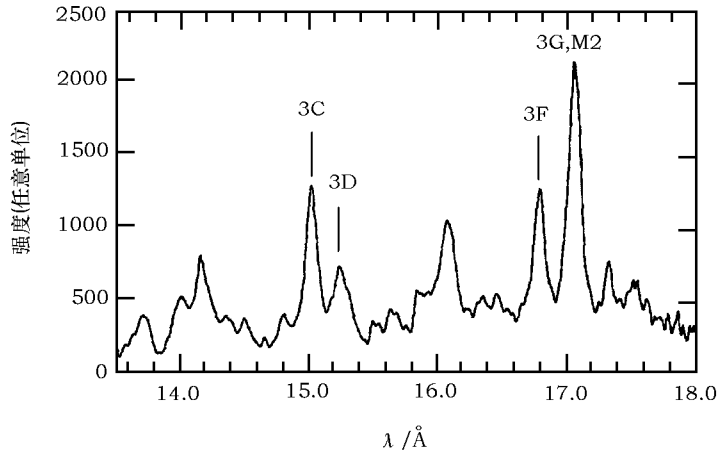


图 11 PLT 托克马克用真空平晶光谱仪记录的 Fe XVII L 壳层发射谱 [61]

当然, 实验室测定谱线强度比仍然存在很多问题。太阳观测中的强度比要比实验室测量的小, 这可以认为是由于共振散射引起的。事实上, 1.6~2.8 范围内的各个值已在太阳冕层的非耀斑区测量到 [58]。但这很难应用到遥远天体, 因为辐射量是对整个天体表面辐射的积分, 它消除了散射效应, 而且 2.6~2.8 的值已在 Capella 恒星中测到 [63]。另外, 光学薄的托克马克等离子体的测量结果近于 2.05 [61], 该实验结果是否存在某些过程而抑制了光学薄的强度比 I_{3C}/I_{3D} 还有待研究。

近期, 光学薄情况下强度比的可能机制研究有了一定进展, 即发现了 Fe XVI 的谱线与 3D 线的混合 [24]。图 12 显示了改变 Fe XVI 丰度时, EBIT-I 上记录的 3 个光谱。(a) 图是最高 Fe XVI 丰度时记录的光谱; (b) 图是最低 Fe XVI 丰度时记录的光谱; (c) 图是基本上没有 Fe XVI 离子时记录的光谱。所有的光谱均在电子束能量为 (1140 ± 40) eV 时测量的。

O VIII Ly γ 线也处于这一区域, 但只有在 (c) 图才能看到, 这是因为只有这时等离子体才达到平衡, 才有氧堆积在离子阱中。比较 3 个光谱可以发现, Fe XVI 丰度最高时, I_{3C}/I_{3D} 强度比降到 1.6, 此时能观测到两条类钠 (标为 A 和 B) 的谱线, 而另一条谱线完全与 3D 谱线重叠, 这使得其强度明显增大, I_{3C}/I_{3D} 强度

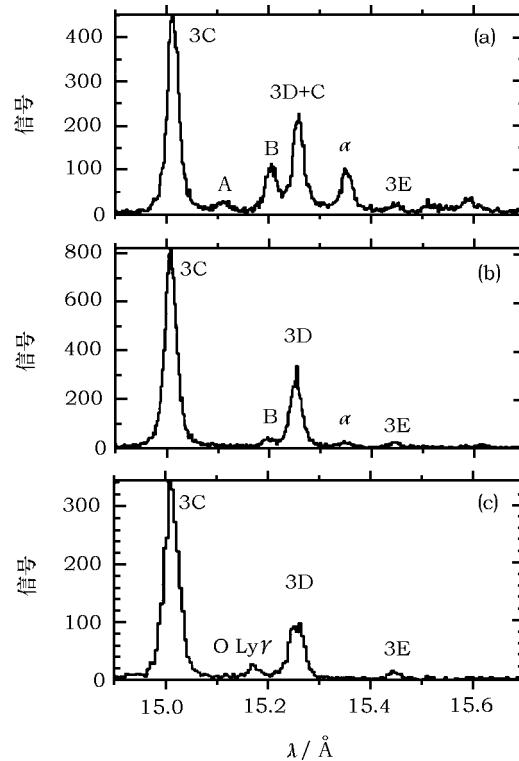


图 12 利弗莫尔电子束离子阱中不同电离平衡情况下测量的 Fe L 壳层光谱 [24]

(a) 极低电离平衡; (b) 低电离平衡; (c) 电离平衡。

比减小。最近的理论计算没有预测到与 3D 谱线完全重合的 Fe XVI 谱线^[64]，有关这一信息需追溯到 Zhang 和 Sampson^[65] 的文章。

实验室天体物理测量改变了 I_{3C}/I_{3D} 诊断的本质。 I_{3C}/I_{3D} 不是很好的电子密度诊断工具，而是很好的电子温度诊断工具。其原因是强度比对 Fe XVI 和 Fe XVII 的丰度敏感。这一强度比可用来测量电荷平衡和电子温度。使用 Arnaud 和 Raymond^[66] 电离平衡表可将 Fe XVI 与 Fe XVII 相对丰度比随时间变化曲线和电子束离子阱测量数据联系起来。覆盖了约 1~7 MK 的温度区域，相应的 Fe XVI 与 Fe XVII 丰度比为 0.1~2^[66]。图 13 画出了 I_{3C}/I_{3D} 强度比随温度的变化关系曲线，该曲线所揭示的温度与冷的非耀斑活动域和热的耀斑活动域的温度是一致的。由 Capella 光谱中的强度比导出的温度(约 4~7 MK)与类氦、类氢离子强度比导出的温度相一致，也与 XMM-Newton、ASCA 和 EUVE^[41] 光谱导出的辐射测量相一致。

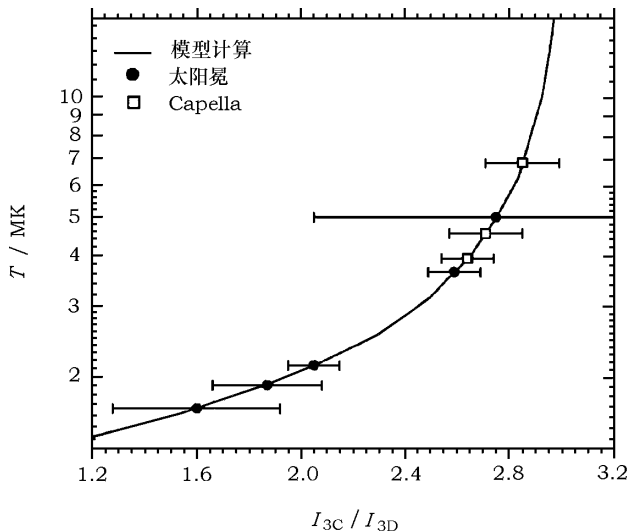


图 13 实验室测量的 I_{3C}/I_{3D} 强度比随温度变化的模型计算^[24]

其观测点用来推导相应等离子体温度。

(2) Fe XVII 的 $3s \rightarrow 2p$ 与 $3d \rightarrow 2p$ 谱线强度比

天体等离子体中的类氦 Fe^{16+} 的 $3s \rightarrow 2p$ 与 $3d \rightarrow 2p$ 跃迁的谱线强度比要比理论计算大 2 倍。实验室测量这个比值时使用了 NIST 电子束离子阱及一个单通道微热量仪^[65]，其结果与理论模拟计算结果符合得很好。后来在利弗莫尔电子束离子阱上采用 3 个光谱仪——晶体光谱仪、XRS 微热量仪以及光栅光谱仪^[68] 重新进行了测量，结果 3 个仪器的数据与太阳及别的天体等离子体源——Capella、HR 1099、NGC 4636 相符，而与理论计算及 NIST 测量不一致^[69] (如图 14 所示)，这可能是由于原子数据计算不足引起的。

(3) 温度敏感的谱线强度比

双电子复合线与电子碰撞激发线强度比对电子温度很敏感^[70]，这已被广泛地应用在类氦金属离子的 K 壳层光谱研究。对于主量子序数 $Z < 20$ 的类氦离子，其双电子复合线是观测不到的，这些线在类氦的 C-O 光谱中也非常弱，需要很高的统计质量才能从背景辐射或噪声

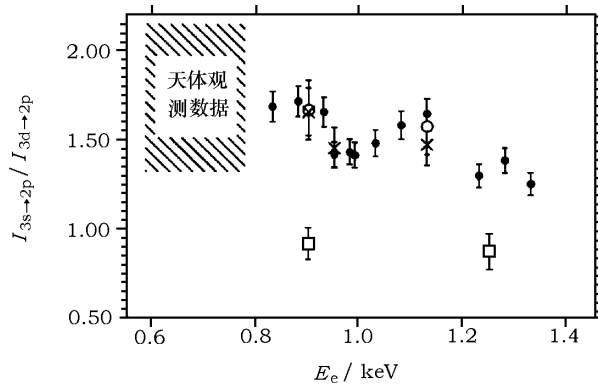


图 14 Fe XVII 的 $3s \rightarrow 2p$ 与 $3d \rightarrow 2p$ 谱线强度比随能量的变化 [68]

利弗莫尔数据源于 Beiersdorfer 等人 [68]：实心点为 XRS 微热量仪测量结果，交叉点为晶体光谱仪测量结果，空心点为光栅光谱仪结果。空心方框为 NIST 结果 [67]。X 轴上的能量尺度没有实际意义。在碰撞电离平衡等离子体中，Fe XVII 发射线主要由阈值附近电子的碰撞控制。

中分辨出来。同样，双电子复合线在 L 壳层光谱中也很弱，需要其他的光谱诊断线提供温度信息。另外，Gabriel [70] 认为还有一些谱线强度比也对温度非常敏感，例如， $3s \rightarrow 2p$ 与 $3d \rightarrow 2p$ 谱线强度比。但事实可能并不是这样，其强度比对温度只有弱依赖性。有些高主量子数能级的发射线与低激发态能级谱线之比也敏感于温度 [71]，例如， $n = 3 \rightarrow n = 1$ 的 $L\gamma \beta$ 线与 $n = 2 \rightarrow n = 1$ 的 $L\gamma \alpha$ 线强度比。这些强度比对温度敏感的原因是由于激发阈值不同，激发到高 n 能级比激发到低 n 能级需要更高的电子能量，更高的温度使更多的电子激发到高 n 能级，也使谱线更亮。

图 15 显示了类氢 O VIII 的 $L\gamma \beta$ 线与 $L\gamma \alpha$ 线相对比的温度变化行为。这个实验是 EBIT-I

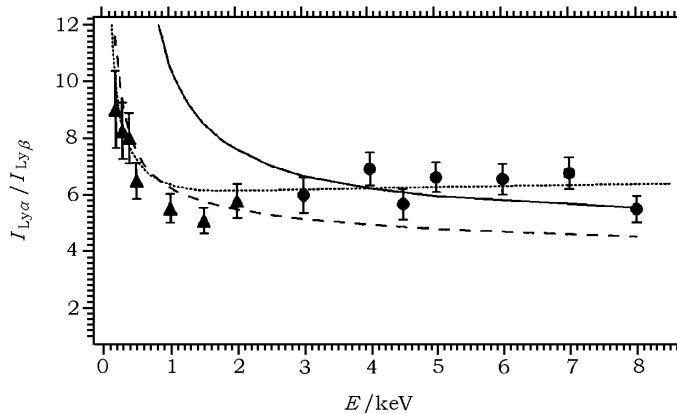


图 15 O VIII 的 $L\gamma \alpha$ 与 $L\gamma \beta$ 线强度比 [20]

虚线为 Raymond-Smith 模型 [72]；实线为 MEKAL 模型 [28]；点线为 APEC 模型 [73]。实验值是在利弗莫尔电子束离子阱上用 XRS 微热量仪测量到的，实心圆点是采用单电子能量，三角形是采用麦克斯韦电子温度。

电子束离子阱上进行的, 实验使用了麦克斯韦模拟器和单电子束能量。结果表明 APEC 模型与实验室测量值符合得很好 [73]。

(4) 密度敏感的谱线强度比

类氦离子的禁戒线 $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ 与电偶极允许的互组合跃迁 $1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ 的谱线强度比一直以来就被用于推导等离子体的电子密度 [74]。当密度增加时, 这个比值趋向于零, 且低 Z 的类氦离子比高 Z 类氦离子趋于零的速度更快。其他的密度诊断依赖于基组态能级占据的碰撞混合, 这已在金属 K 壳层光谱的各种托克马克测量中得到了证实 [38], 这种现象也能在同种离子的 L 壳层发射谱中观测到。例如, 理论预测类硼 FeXXII 的 $2s^22p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 2s^24d\ ^2D_{3/2,5/2}$ 跃迁谱线与 $2s^22p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 2s^24d\ ^2D_{3/2}$ 跃迁谱线的强度比对电子密度敏感。

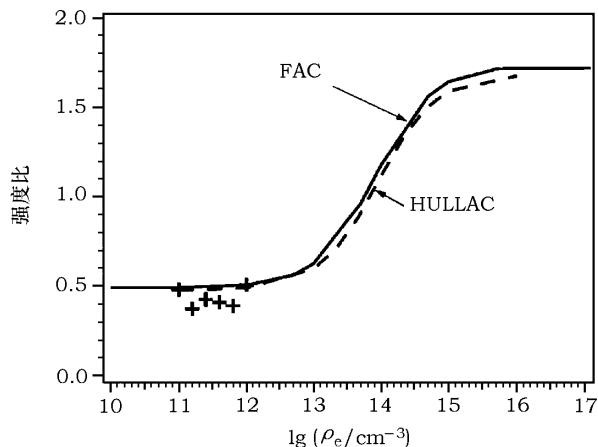


图 16 类硼 Fe XXII 的 $2s^22p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 2s^24d\ ^2D_{3/2,5/2}$ 跃迁谱线与 $2s^22p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 2s^24d\ ^2D_{3/2}$ 跃迁谱线的强度比随电子密度的变化 [75]

虚线和实线分别是 HULLAC 和 FAC 程序计算结果, + 表示电子束离子阱的实验数据。

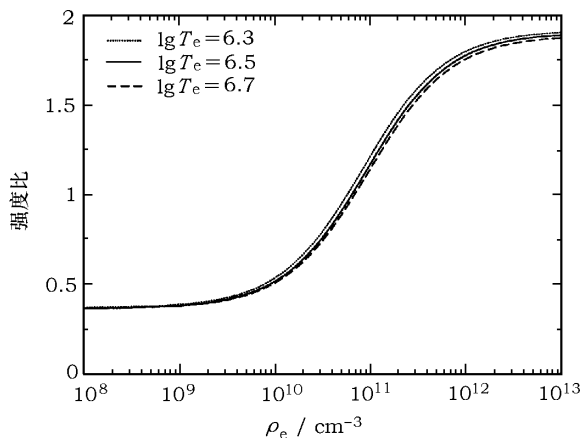


图 17 类硼 Ar XIV 的两条谱线强度比 $I(27.631\ \text{\AA})/I(28.329\ \text{\AA})$ 随电子密度的变化 [32]

理论谱线强度比源于 Liedahl 的 HULLAC 程序计算 [75], 如图 16。图中两条线分别位于 $9.068\ \text{\AA}$ 和 $8.974\ \text{\AA}$ 。在托克马克观测中没有这两条线。EBIT-I 电子束离子阱上进行的实验室测量建立了这个比值的低密度极限, 且这个比值与理论计算符合得很好。对电子密度为 $10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ 的理论计算定标实验正在 NSTX 托克马克装置上进行 [18]。此外, 类硼 Ar 离子的两条最强的 L 壳层跃迁谱线对电子密度敏感, 而对电子温度不敏感 (如图 17)。这两条谱线强度比不仅消除了由温度引起的不确定性, 而且也减小了天体观测中由弱噪声引起的流强不确定性。因此, 这

两条谱线强度比是极好的电子密度诊断工具, 可以精确诊断天体发射 Ar XIV 谱线区域等离子体的电子密度。

(5) 磁场的诊断

对磁场的了解有助于对等离子体中的磁约束及电流的理解。天体等离子体中的磁场测量依赖于塞曼效应引起可见光谱线分裂的测定。例如, 中性原子或低电荷态离子的可见光谱线的塞曼效应已被用于测定太阳或 τ Tauri 恒星光球层几个 KT 量级的磁场 [76,77]。X 射线的分裂明显要比可见光谱线分裂小很多, 因此这种技术在 X 射线波段不实用。目前, 还没有磁场强度的 X 射线诊断方法。因此, 探索可能的磁场强度光谱诊断是实验室 X 射线天体物理学研究的一个基本问题。这个项目正在利弗莫尔电子束离子阱上进行。此工作已经证实一些 X 射线强度随近邻磁场变化而变化。只要存在很强的磁场, 类氩 Fe 粒子能从 $(1s^2 2s^2 2p_{1/2}^5 3s)_{J=0}$ 能级衰减到基态 $(1s^2 2s^2 2p^6)_{J=0}$ 。没有磁场时, 这个衰变通道是严格禁戒的。在有磁场存在情况下, $(2p_{1/2}^5 3s)_{J=0}$ 能级与 $(2p_{1/2}^5 3s)_{J=1}$ 和 $(2p_{3/2}^5 3s)_{J=1}$ 能级混合, 这样使到基态的衰减成为可能 [78,79]。图 18 显示了低 (1 T) 和高 (3 T) 磁场下类氩 Ar^{8+} 的 L 壳层发射谱。在高磁场中可以清楚地看到由磁场诱导的谱线 B, B 线与共振线 $(2p_{1/2}^5 3s)_{J=1} \rightarrow 2p_{J=0}^6(3F)$ 的强度比随磁场变化, 因此可以通过谱线强度比来诊断高能等离子体中的磁场强度。上述原理可以应用到所有类氩离子, 高 Z 的类氩离子可以测量强磁场, 比如 Fe XVII; 低 Z 的类氩离子可以测量弱磁场, 比如 S VII。

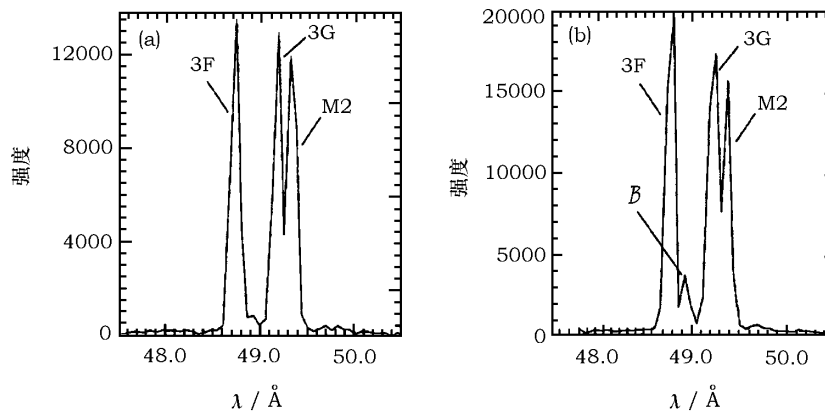


图 18 不同磁场下 Ar^{8+} 的 $3s \rightarrow 2p$ 发射线谱 [78]

(a) 1 T; (b) 3 T。其光谱在利弗莫尔的电子束离子阱上获得。

4.4 非平衡态谱线形成过程模拟

许多天体等离子体并不处于碰撞电离平衡状态。比如, 光电离的行星状星云、超新星遗迹以及恒星耀斑。后两者是正在电离的碰撞等离子体, 其值滞后给定温度下的平衡值。正在电离的等离子体通过一个电离参数来表征: $\eta = n_e t$, 即电子密度与时间的积。只要时间 $t < \tau_{\text{equ}}$ (τ_{equ} 是到达平衡所需要的时间), 那么等离子体就处在电离阶段, 如果密度很高时, 很快就可以到达平衡。

电子束离子阱具有快速扫描电子能量的能力, 能模拟非平衡条件。通过模拟发射谱对正

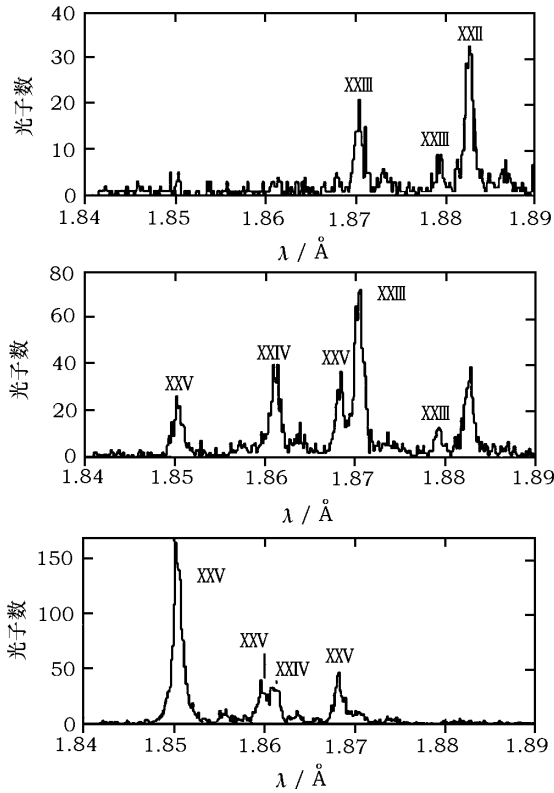


图 19 EBIT-II 测量的不同电离参数下的金属离子 K 壳层发射谱 [78]

(a) $\eta = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$; (b) $\eta = 20 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$; (c) $\eta = 50 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ 。Fe XXIII 的 1.879 Å 和 Fe XXV 的 1.868 Å 谱线大大增强。

要形成过程 [81,82]。太阳风与相互作用的星际介质的电荷交换,被认为是软 X 射线背景辐射的主要来源 [83]。电荷交换可能也在超新星遗迹的谱线形成机制 [84] 和星系的 X 射线产生中起着一定的作用 [85]。

尽管几十年来,电荷交换截面在多种设备上进行了测量,但是专向的实验室 X 射线天体物理数据收集还只是最近几年的事。第一个与彗星 X 射线辐射相关的电荷交换诱导辐射光谱是 Greenwood 等人 [19] 利用 JPL 回旋加速器中 (ECR) 的裸核离子 Ne^{10+} 与 H_2O 相互作用得到

在向电离平衡态演化的等离子体,可以证认正在电离的等离子体金属 K 壳层发射谱。图 19 显示了 EBIT-II 测量的不同电离参数下的金属离子 K 壳层发射谱。随着时间的推移,等离子体的温度升高,高电离态离子谱线出现。

在 EBIT-I 上,光电离等离子体的 X 射线辐射模拟,是通过先产生一给定电离态,然后把电子束能量降低,直至只有复合是谱线形成唯一的过程。图 20 显示了电子俘获到类氢 Fe XXVI 过程中形成的 Fe XXV K 壳层光谱。这个光谱看上去完全不同于平衡状态下热的电子碰撞等离子体所形成的光谱,三重态谱线比单重态谱线更强些,完全与电子激发过程形成的光谱相反,而且没有卫星线的跃迁,即没有源于低电离态的内壳层激发卫星线,也没有双电子复合卫星线。电子碰撞激发由于没有具有 K 壳层空缺的低电离态离子形成,因此排除了复合过程中发生 K 壳层跃迁的可能性。这是识别复合等离子体的唯一特征。

4.5 电荷交换诱导产生的 X 射线辐射

彗星大气与太阳风中的重离子间的电荷交换可能是彗星中 X 射线辐射的主

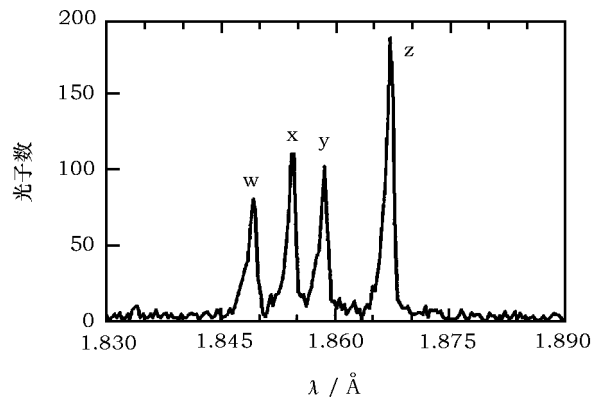


图 20 低能量电子复合形成的 K 壳层光谱 [35]

所有的谱线源于 Fe XXV, 其中 w 表示 $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2$, y 表示 $1s2p \ ^3P_1 \rightarrow 1s^2$, x 表示 $1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s^2$, z 表示 $1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2$ 。

的, 其碰撞能量与高能太阳风相当 (70 keV), 如图 21 所示。

电子束离子阱中离子具有更低的能量。EBIT 的离子温度可以在 50~400 eV 内变化^[86], 相应的碰撞能量小于 20 eV/amu。这些能量处于彗星 X 射线辐射低能量端, 它弥补了 ECR 测量的不足。图 22 是 EBIT-II 测量的类氢离子 Ne^{9+} 与中性 Ne 碰撞形成的 X 射线辐射。由于测量中使用了高分辨的微热量仪, 这个光谱分辨出了每一条谱线。从上能级 2p、3p、4p、5p 和 6p 跃迁到基态的谱线分别标为 $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ 、 $\text{Ly}\gamma$ 、 $\text{Ly}\delta$ 和 $\text{Ly}\epsilon$ 。图

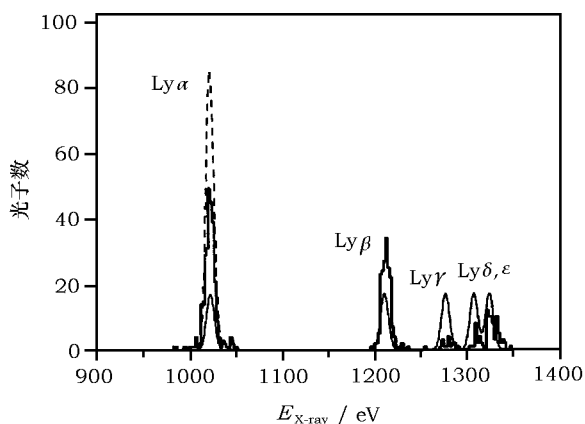


图 22 EBIT-II 的戈达德微热量仪测量的 Ne IX 的 K 壳层发射谱 (粗线)^[86]

这个光谱是由 Ne^{10+} 与中性 Ne 的电荷交换复合形成的。为比较, 图中也显示了 Häberli 等人 (虚线)^[81] 和 Wegmann 等人 (细实线)^[82] 发展的彗星 X 射线模型的理论计算。

4 倍。这种硬度比随能量的变化关系可以用来诊断太阳风的能量和由于冲击引起的减速作用。不同的速度域对应于与彗星相互碰撞不同的太阳风离子区 (如图 23)。图 23 中实验值与计算值进行比较时, 采用了典型的跟踪蒙特 - 卡罗技术 (CTMC)^[89]。这种方法不仅给出了俘获到特定壳层 (n) 的截面, 而且给出了细致的角动量分布。上述计算正确地预言了观测值的变化趋势, 且证实了硬度比可以用于碰撞能量的诊断。

图 24 给出了彗星 Linear 的 Chandra 观测谱^[90]。原始的彗星光谱使用了 6 条谱线进行光谱拟合, 这 6 条线并不是物理光谱线。相反, 实验室 X 射线天体物理测量产生了第一个真实的彗星 X 射线模型来拟合观测数据^[91] (如图 24 中的实线所示), 这些数据基于 EBIT-I 上

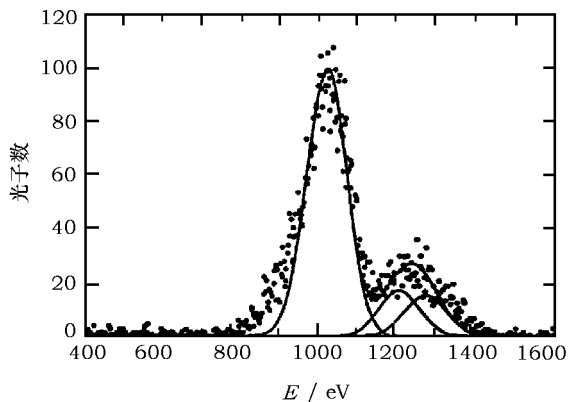


图 21 JPL 电子回旋加速共振离子源中的裸核离子 Ne^{10+} 与 H_2O 碰撞产生的 X 射线谱^[19]

实线表示源于主量子序数 $n = 2, 3, 4$ 能级的贡献。

23 也显示了早期的彗星 X 射线模型的理论计算结果^[81,82]。Häberli 等人^[81] 只包含 $2p \rightarrow 1s$ 跃迁的辐射, Wegmann 等人^[82] 则认为由电荷交换所占据的上能级的辐射是一样的。早期的这两个模型都不能很好地拟合实验数据, 更好的理论结果是最近 Perez 等人^[87] 及 Kharchenko 和 Dalgarno^[88] 发展的模型。

ECR 和 EBIT 测量中不同碰撞能量的互补特性在图 23 显得更为明显。该图显示了所列举的高能级谱线 $n \geq 3$ 相对 $n = 2$ 的 K 壳层谱线的强度比, 即 $\text{Ly}\beta$ 等相对 $\text{Ly}\alpha$ 谱线的强度比, 这是碰撞速度的函数, 个比值称之为硬度比。ECR 测量的硬度比要比 EBIT 小

的 XRS 记录的 K 壳层 X 射线, 其光谱源于 C V、C VI、N VI、N VII、O VII 和 O VIII, 实验室数据与 Chandra 上 100 eV 分辨率的检测仪观测结果相符合。

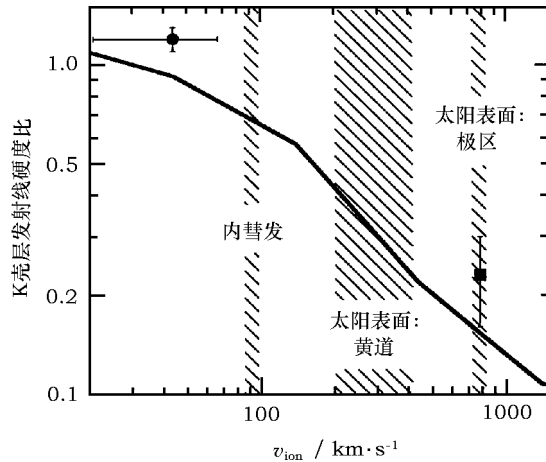


图 23 由电荷交换相互作用 $\text{Ne}^{10+} + \text{A} \rightarrow \text{Ne}^{9+} + \text{A}^+$ 引起的 K 壳层 X 射线辐射的硬度比随离子速度的变化^[19]

硬度比是指 $n \geq 3 \rightarrow n = 1$ ($\text{Ly}\beta$ 、 $\text{Ly}\gamma$ 等) 发射线相对 $n = 2 \rightarrow n = 1$ ($\text{Ly}\alpha$) 发射线的强度比。实线是 CTMC 技术的计算结果^[89]; 实心圈是 EBIT-II 电子束离子阱的结果; 实心方框是 ECR 离子源的结果^[19]; 阴影区表示不同太阳区的离子速度。

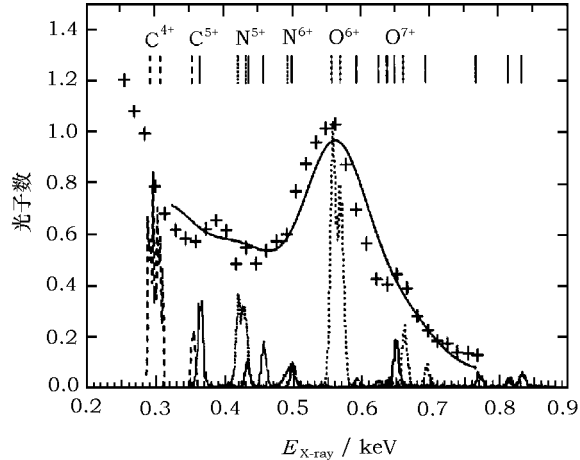


图 24 Chandra 观测的彗星 Linear 光谱 (用 + 表示)^[90]

仪器的分辨率为 100 eV, 实线是 EBIT-I 的 X 射线辐射的实验数据拟合结果。拟合中所用的光谱线及相对强度如下: C^{4+} 对应中等虚线, C^{5+} 对应细实线, N^{5+} 对应点线, N^{6+} 对应长虚线, O^{6+} 对应宽点线, O^{7+} 对应细实线。

5 结论与讨论

现有的实验室设备能够产生正确和可靠地理解天体观测所需要的大量原子数据。靶式实验室 X 射线天体物理学为分析天体光谱提供了坚实的基础, 并在解决观测中所存在的困惑方面取得了很大的进展。然而, 这是一个年轻的领域, 仍有大量工作要做。而且天体观测也在不断发展, 比如: 下一代的 X 射线卫星期望具有更高的分辨率和更高的信噪比。为了匹配或超越卫星所具有的能力, 实验室 X 射线天体物理学也需要不断地改进。它必须把卫星上的仪器耦合进实验室中来。一个典型的范例就是把 ASTRO-E 上的微热量仪应用到利弗莫尔电子束离子阱上。这样的相互交换在操作上是很便利的, 它不仅在实验室里产生了与空间数据一样格式的数据, 而且以不同于通常的定标法检测了仪器性能。ASTRO-E 微热量仪在实验室 X 射线天体物理学中的使用, 为滤波定标以及消除宇宙射线响应的软件需求起了决定性的作用, 也对未来在轨空间仪器的设计很有好处。

更多的研究仍需要进一步进行, 比如, Fe XVII 的 $3s \rightarrow 2p$ 相对 $3d \rightarrow 2p$ 强度比的测量值与理论值之间存在较大差异的原因还需要解决。Fe XVIII 中也观测到了这样的偏差; 大多

数谱线的激发截面和速率系数还未得到测量; 由电荷交换引起的 L 壳层离子的 X 射线发射谱研究即使在理论上也不清楚, 如果以测量 K 壳层发射谱的经验为指导, 那么该实验室测量就有一定的可行性; 许多离子的光谱分类还不完整, 比如: Mg、Al、Si 和 Ni, 而谱线混合及高 n 双电子复合卫星线的贡献对正确计算谱线强度很重要; 尽管在贮存环上的双电子复合速率测量已经取得很大的进展, 但大多数速率还未得到。因此电离平衡计算还不可靠, 磁场 X 射线诊断的开拓需要找到别的离子态谱线来改进磁场强度测量, 以及填补天体电离平衡中的空白区域。在完善控制实验条件下的温度和密度谱线诊断定标实验还需继续进行; 托克马克等离子体源需要定标目前电子束离子阱不能达到的密度区域的谱线诊断。现代同步加速器提供了探测天体相关离子所需的 X 射线流量, 但这样的实验还没有进行。高电离态的离子源在合适的同步加速器中产生。另外高密度的激光和 Z 束等离子体也是可能的实验数据源。这些数据将非常有价值, 可以扩展到天体所需的低密度区域。

中国科学院物理研究所 TW 级超强脉冲激光为我们在这一领域的工作提供了坚实的实验平台。这一装置可以产生高电离态离子, 其中实验室高光谱分辨率的平场 X 射线光谱仪可以观测到从软 X 射线到 EUV 波段的光谱, 下一步的工作就是用这一激光装置在高温下获得高电离态的 Si、S、Ar 光谱的实验数据, 利用这些数据对天体观测的谱线进行验证。另一方面, 把我们现有低密度下的非局域热动平衡的碰撞-辐射模型拓展到高密度区。在程序能再现实验光谱的情况下, 利用已知的诊断谱线比对实验等离子体的电子温度及密度进行诊断, 并与别的诊断方法进行对比验证。此外, 进一步探索对高温等离子体诊断的光谱学方法。

参考文献:

- [1] Voges W, Aschenbach B, Boller T *et al.* A&A, 1999, 349: 389
- [2] Paerels F, Kahn S. ARA&A, 2003, 41: 291
- [3] Stenke M, Aichele K, Hartenfeller U *et al.* J. Phys. B, 1999, 32: 3627
- [4] Stenke M, Hartenfeller U, Aichele K *et al.* J. Phys. B, 1999, 32: 3641
- [5] Müller A, Teng H, Hofmann G *et al.* Phys. Rev. A, 2000, 62: 062720
- [6] Müller A, Bartsch T, Brandau C *et al.* Hyperfine Interact., 1998, 114: 229
- [7] Spies W, Glans P, Zong W *et al.* Hyperfine Interact., 1998, 114: 237
- [8] Beiersdorfer P, Phillips T W, Wong K L *et al.* Phys. Rev. A, 1992, 46: 3812
- [9] Knapp D A, Marrs R E, Schneider M B *et al.* Phys. Rev. A, 1993, 47: 2039
- [10] Smith A J, Beiersdorfer P, Widmann K *et al.* Phys. Rev. A, 2000, 65: 052717
- [11] Kelly R L. J. Phys. Chem. Ref. Data, 1987, 16 (Suppl. 1): 1
- [12] Reader J, Sugar J, Acquista N *et al.* J. Opt. Soc. Am. B, 1994, 11: 1930
- [13] Engström L, Litzén U. J. Phys. B, 1995, 28: 2565
- [14] Träbert E. MNRAS, 1998, 297: 399
- [15] Decaux V, Beiersdorfer P. Phys. Scr., 1993, T47: 80
- [16] Stratton B C, Moos H W, Finkenthal M. ApJ, 1984, 279: L31
- [17] Savin D W, Bartsch T, Chen M H *et al.* ApJ, 1997, 489: L115
- [18] Beiersdorfer P, Bitter M, May M J *et al.* Rev. Sci. Instrum., 2003, 74: 1974
- [19] Greenwood J B, Williams I D, Smith S J *et al.* ApJ, 2000, 533: L175
- [20] Beiersdorfer P. ARA&A, 2003, 41: 343
- [21] Brown G V, Beiersdorfer P, Widmann K. Rev. Sci. Instrum., 1999, 70: 280
- [22] Beiersdorfer P, Crespo López-Urrutia J R, Springer P *et al.* Rev. Sci. Instrum., 1999, 70: 276

- [23] Silver E, Schnopper H, Bandler S *et al.* ApJ, 2000, 541: 495
- [24] Brown G V, Beiersdorfer P, Chen H *et al.* ApJ, 2001, 557: L75
- [25] Drake J J, Swartz D A, Beiersdorfer P *et al.* ApJ, 1999, 521: 839
- [26] Savin D W, Beiersdorfer P, Kahn S M *et al.* Rev. Sci. Instrum., 2000, 71: 3362
- [27] Brown G V, Beiersdorfer P, Liedahl D A *et al.* ApJS, 2002, 140: 589
- [28] Kaastra J S, Mewe R. Legacy, 1993, 3: 16
- [29] Dere K P, Landi E, Mason H E *et al.* ApJS, 1997, 125: 149
- [30] Landini M, Monsignori-Fossi B C. A&AS, 1990, 82: 229
- [31] Natl. Inst. Stand. Techno. (NIST). http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd 1, 2003
- [32] Liang G Y, Zhao G, Zeng J L *et al.* MNRAS, 2004, 350: 298
- [33] Thomas R J, Neupert W M. ApJS, 1994, 91: 461
- [34] Lepson J K, Beiersdorfer P, Behar E *et al.* ApJ, 2003, 590: 604
- [35] Beiersdorfer P, Brown G V, Chen H *et al.* <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/atomic/>, 2002
- [36] Harra-Murnion L K, Phillips K J H, Lemen J R. A&A, 1996, 306: 670
- [37] Kato T, Safronova U I, Shlyaptsseva A S *et al.* At. Data Nucl. Data Tables, 1997, 67: 225
- [38] Beiersdorfer P, Phillips T, Jacobs V L *et al.* ApJ, 1993, 409: 846
- [39] Decaux V, Beiersdorfer P, Kahn S M *et al.* ApJ, 1997, 482: 1076
- [40] Brickhouse N S, Drake J J. Rev. Mex. Astron. Astrofis., 2000, 9: 24
- [41] Brickhouse N S, Dupree A K, Edgar R J *et al.* ApJ, 2000, 530: 387
- [42] Brown G V, Beiersdorfer P, Liedahl D A *et al.* ApJ, 1998, 502: 1015
- [43] Beiersdorfer P. ARA&A, 2003, 41: 343
- [44] Beiersdorfer P, Lepson J K, Brown G *et al.* ApJ, 1999, 519: L185
- [45] Marrs R E, Levine M A, Knapp D A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60: 1715
- [46] Smith S J, Man K-F, Mawhorter R J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1991, 67: 30
- [47] Wallbank B, Djuric N, Woitke O *et al.* Phys. Rev. A, 1997, 56: 3714
- [48] Reisenfeld D B, Gardner L D, Janzen P H *et al.* Phys. Rev. A, 1999, 60: 1153
- [49] Gu M F, Kahn S M, Savin D W *et al.* ApJ, 1999, 518: 1002
- [50] Chen H, Beiersdorfer P, Scofield J H *et al.* ApJ, 2002, 567: L169
- [51] Berrington K, Tully J. A&AS, 1997, 126: 105
- [52] Zhang H L, Sampson D H, Fontes C J. At. Data Nucl. Data Tables, 1990, 44: 31
- [53] Decaux V, Bitter M, Hsuan H *et al.* Phys. Rev. A, 1991, 44: R6987
- [54] Bely-Dubau F, Gabriel A H, Volonté S. MNRAS, 1979, 189: 801
- [55] Wargelin B J, Kahn S M, Beiersdorfer P. Phys. Rev. A, 2001, 63: 022710
- [56] Biedermann C, Radtke R, Fournier K B. Phys. Rev. E, 2002, 66: 066404
- [57] Savin D W, Kahn S M, Linkemann J *et al.* ApJ, 2002, 576: 1098
- [58] Waljeski K, Moses D, Dere K P *et al.* ApJ, 1994, 429: 909
- [59] Mohan M, Sharma R, Eissner W. ApJ, 1997, 108: 389
- [60] Brown G V, Beiersdorfer P, Boyce K R *et al.* Phys. Scr., 2001, T92: 130
- [61] Beiersdorfer P, von Goeler S, Bitter M *et al.* Phys. Rev. A, 2001, 64: 032706
- [62] Bely O, Bely F. Sol. Phys., 1967, 2: 285
- [63] Brinkman A C, Gunsing C J T, Kaastra J S *et al.* ApJ, 2000, 530: L111
- [64] Bautista M A. J. Phys. B, 2000, 33: 71
- [65] Zhang H L, Sampson D H. At. Data Nucl. Data Tables, 1989, 43: 1
- [66] Arnaud M, Raymond J. ApJ, 1992, 398: 394
- [67] Kink I, Laming J M, Takaács E *et al.* Phys. Scr., 2001, T92: 454
- [68] Beiersdorfer P, Behar E, Boyce K R *et al.* ApJ, 2002, 576: L169
- [69] Xu H, Kahn S M, Peterson J R *et al.* ApJ, 2002, 579: 600
- [70] Gabriel A H. MNRAS, 1972, 160: 99

- [71] Raymond J C, Smith B W. *ApJ*, 1986, 306: 762
- [72] Raymond J C, Smith B W. *ApJS*, 1977, 35: 419
- [73] Smith R K, Brickhouse N S. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 2000, 9: 134
- [74] Doschek G A. *ApJS*, 1990, 73: 117
- [75] Wargelin B J, Beiersdorfer P, Liedahl D A. *ApJ*, 1998, 496: 1031
- [76] Steflo J O. *Rep. Prog. Phys.*, 1978, 41: 865
- [77] Johns-Krull C M, Valenti J A, Koresko C. *ApJ*, 1999, 516: 900
- [78] Beiersdorfer P, Chen H, Hey D *et al.* In: Schultz D R, Meyer F W, Ownby F eds. *New Insights Into the X-ray Spectra of Helium-like and Neon-like Ions*, New York: AIP, 2002, 635: 135
- [79] Beiersdorfer P, Scofield J H, Osterheld A L. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90: 235003
- [80] Lotz W. *ApJS*, 1967, 14: 207
- [81] Häberli R M, Gombosi T I, Zeeuw D L D *et al.* *Science*, 1997, 276: 939
- [82] Wegmann R, Schmidt H U, Lisse C M *et al.* *Planet. Space Sci.*, 1998, 46: 603
- [83] Cravens T E. *ApJ*, 2000, 532: L153
- [84] Rasmussen A P, Behar E, Kahn S M *et al.* *A&A*, 2001, 365: L231
- [85] Tanaka Y. *A&A*, 2002, 382: 1052
- [86] Beiersdorfer P, Osterheld A L, Decaux V *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77: 5353
- [87] Perez J A, Olson R E, Beiersdorfer P. *J. Phys. B*, 2001, 34: 3063
- [88] Kharchenko V, Dalgarno A. *JGR*, 2000, 105: 18351
- [89] Beiersdorfer P, Olson R E, Brown G V *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 5090
- [90] Lisse C M, Christian D, Dennerl K *et al.* *Science*, 2001, 292: 1343
- [91] Beiersdorfer P, Bitter M, Brown G V *et al.* *Science*, 2003, 300: 1558

Laboratory X-ray Astrophysics

LIANG Gui-yun, ZHAO Gang

(*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China*)

Abstract: Laboratory astrophysics measurements are being conducted to address the needs of X-ray astronomy. The measurements have produced large sets of reliable atomic data, including ionization and recombination cross sections for charge balance calculations, line lists, excitation cross sections, and dielectronic recombination rate for interpreting X-ray line formation as well. Additional experiments focus on solving specific puzzles posed by astrophysical observations, calibrating and developing new X-ray line diagnostics. In this paper, we discuss the types of data produced and illustrate how the laboratory measurements support space missions such as ASCA, Chandra, XMM, and ASTRO-E2.

Key words: astrophysics; X-ray; review; atomic data; line formation; spectral diagnostic; spectral catalogues; laboratory facilities