

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.02.04

阻尼莱曼 α 吸收线系统研究进展 (II) ——金属元素柱密度的测量方法

侯金良, 尹 君, 傅承启

(中国科学院 上海天文台, 星系宇宙学重点实验室, 上海 200030)

摘要: 利用天体光谱上 DLAs 系统吸收线测定星际或星系际介质的金属元素丰度, 是研究星系际介质和星系化学演化的基础。目前主要有三种测定元素柱密度的方法: 生长曲线法、谱线轮廓拟合法和视光深法。古老的生长曲线法目前主要应用于光谱分辨率不高的观测, 而且常常只用于气体云光学薄的情形, 但是这种方法不受仪器轮廓的影响。在当今光谱分辨率观测普遍较高以及计算机技术相当发达的情况下, 谱线轮廓拟合法和视光深法获得了更多的应用, 尤其是谱线轮廓拟合法。只是它有较多的自由参数需要确定, 从而需要大量的计算时间, 有时会出现几个不同收敛解的情况; 另外, 在谱线混合严重的情况下这种方法也会引入较多的偏差。至于介于这两种方法之间的视光深法, 由于简单而可靠, 当今也受到部分研究者的偏爱; 只是由于谱线隐性饱和的存在, 使这种方法的应用受到限制。

关 键 词: 星系际介质; 元素丰度; 巡天

中图分类号: P157.9 **文献标识码:** A

1 引 言

本文是我们关于阻尼莱曼 α 吸收线系统 (DLAs) 的第二篇评述文章。第一篇文章主要介绍中性氢柱密度巡天观测和统计结果^[1]。在下一篇文章中, 我们将着重介绍 DLAs 金属丰度的测定结果以及利用 DLAs 元素丰度研究宇宙化学演化和星系形成的最新进展。

遥远天体的光谱例如类星体光谱上, 常常可以发现插入天体产生的吸收线, 这成为研究星系际气体或星际气体的重要工具。例如, 根据这些吸收线可以导出星系际云的分布、元素丰度及其多普勒运动速度等, 这些参数对星系际介质、星系形成、宇宙丰度演化等研究具有重要的意义。目前, 已经在 $z = 7$ 的类星体光谱上发现了可能的 DLAs^[2]。

收稿日期: 2013-11-08; 修回日期: 2014-02-18

资助项目: 自然科学基金项目 (11173044); 973 项目 (2014CB845702); 基金委创新群体 (11121062)

通讯作者: 侯金良, houjl@shao.ac.cn

在理想情况下, 视线上类星体的光线只穿越一个气体云, 吸收线一般呈现为 Voigt 轮廓, 在谱线不强, 信噪比很好而且仪器分辨率很高的条件下, 利用观测光谱上的吸收线可以导出更可靠的元素丰度及其多普勒速度。但是实际上, 类星体发出的光可能穿越多个气体云, 这些云有多少个? 它们的径向速度分布如何? 丰度如何? 我们都不清楚。因此, 观测到的谱线可能呈现为很复杂而不对称的轮廓结构, 有些很强的谱线还会出现谱线饱和情况。这就给从吸收线导出元素丰度等参数的工作带来很大的困难和误差。为此, 发展起来了一些不同的方法。

最早的方法是 20 世纪 30 年代发展起来的生长曲线法。这种方法与具体的轮廓无关, 它非常适合光谱仪分辨率普遍不高的年代。近 30 多年来, 随着望远镜口径的迅速增大, 光谱仪的光谱分辨率也越来越高, 加上计算机的发展, 使得谱线轮廓精确的拟合方法随之而生。本文目的就是介绍和评述从吸收线导出元素丰度的 3 种现有方法, 以便了解星系际介质的元素丰度是如何导出的, 以及它们的可靠程度如何, 并恰如其分地用到自己的研究工作中。

2 光深与元素柱密度的关系

任何一种利用谱线导出元素丰度的方法都建立在谱线的吸收 (或发射) 与视线方向上该谱线离子数量之间的关系, 即谱线光深与离子数密度之间的关系之上。

考虑星际气体云中某个 i 核素离子在 $j \rightarrow k$ 能级之间跃迁形成的吸收线。星际气体在视线方向上频率 ν 处的光深为:

$$\tau_\nu = \int a_\nu n_i dh \quad , \quad (1)$$

其中, n_i 为星际气体云中 i 核素离子的数密度, a_ν 为该离子在频率 ν 处的原子吸收系数, 积分沿星际云在视线方向上的长度进行。简单假定原子吸收系数 a_ν 在星际气体云内不变, 并定义 $N_i = \int n_i dh$ 为视线方向上 i 核素离子的柱密度 (原子数/cm²), 则频率 ν 处的光深可改写为:

$$\tau_\nu \approx a_\nu N_i \quad , \quad (2)$$

式 (2) 中的原子吸收系数为:

$$a_\nu = \frac{\pi e^2}{m_0 c} (1 - e^{-h\nu/(kT)}) f_{jk} \varphi(\nu) \quad , \quad (3)$$

其中 m_0, c, e 为基本物理常数, $\varphi(\nu)$ 为谱线形状 ($\int_0^\infty \varphi(\nu) d\nu = 1$), 通常取 Voigt 轮廓, f_{jk} 为该离子 $j \rightarrow k$ 能级之间跃迁的振子强度。对于温度不高的星系际云, 在光学波段有 $h\nu \gg kT$ 可忽略括号内的指数因子, 于是谱线内的总光深为:

$$\tau(\nu_{jk}) = \int_0^\infty \tau_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_{jk} N_i \quad . \quad (4)$$

式 (4) 将谱线的光深与视线方向上的离子柱密度联系起来, 因此利用该式可以导出元素的丰度。Savage 和 Sembach^[3]简单总结了现代测量吸收线导出星际气体金属元素柱密度的

4种方法。除此之外还有禁线强度方法,不过后者对 DLAs 而言似乎并不普遍。虽然测定元素柱密度的方法很多,但在 DLAs 的实际观测处理中,主要采用下面3种:(1)生长曲线法(Curve Of Growth method);(2)谱线轮廓拟合法(Line Profile Fitting method);(3)视光深法(Apparent Optical Depth Method)。下面我们概要介绍这3种方法。

3 生长曲线法

生长曲线法(COG)建立在吸收线的等值宽度与元素柱密度关系的基础上。某离子吸收线的等值宽度 W_λ 代表了视线方向上该离子的总吸收量;因此,一旦测定了谱线的等值宽度,就可利用这种关系得到视线方向上的离子柱密度。

根据等值宽度的定义有:

$$W_\nu = \int_0^\infty \{1 - \exp[-\tau_\nu]\} d\nu \quad (5)$$

当元素柱密度很小即光深很薄时,式(5)指数可以展开,于是等值宽度近似等于光深在谱线范围内的积分:

$$W_\nu \cong \int_0^\infty \tau_\nu d\nu \quad (6)$$

因此,由式(4)可建立光学薄时等值宽度与柱密度的关系:

$$W_\nu \approx \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_{jk} N_i \quad (7)$$

或以波长为单位的等值宽度与柱密度的关系:

$$W_\lambda \approx \frac{\pi e^2}{m_0 c^2} \lambda_{jk}^2 f_{jk} N_i \quad (8)$$

于是星际介质光学薄时的离子柱密度:

$$N_i \approx \frac{m_0 c^2}{\pi e^2 \lambda_{jk}^2 f_{jk}} W_\lambda \quad (9)$$

当上述公式的常数用厘米克秒制数值代入得到柱密度为:

$$N_i \approx 1.13 \times 10^{20} \left(\frac{\text{\AA}}{\lambda^2} \right) \left(\frac{1}{f} \right) \left(\frac{W_\lambda}{\text{\AA}} \right) \text{ cm}^{-2} \quad (10)$$

上述式(9)或(10)是用等值宽度方法计算元素柱密度最常用的公式。不过,它们只适用于气体云光学薄的情形。此时,等值宽度 $W_\lambda \propto f_{jk} N_i$,而且与多普勒参数 b 无关(b 参数见下面说明),这属于生长曲线的线性段。

将式(10)用于中性氢的 Ly α 线($\lambda = 1215.67 \text{ \AA}$, $f = 0.4164$),有

$$N(\text{Ly}\alpha) \approx 1.84 \times 10^{14} \left(\frac{W_\lambda}{\text{\AA}} \right) \text{ cm}^{-2} \quad (11)$$

显然, 当光深比较大或很大时, 式 (8) 并不成立。这时等值宽度与 $f_{jk}N_i$ 的关系呈非线性关系:

$$W_\lambda = \frac{2b\lambda_{jk}}{c} [\ln\tau_0]^{1/2}, \quad (10^3 > \tau_0 > 10); \quad (12)$$

$$W_\lambda^2 \approx \frac{e^2\lambda_{jk}^4}{m_e c^3} \gamma_{jk} f_{jk} N_i, \quad (\tau_0 > 10^4). \quad (13)$$

其中式 (13) 中的参数 γ_{jk} 为辐射阻尼常数, 上式中的参数 τ_0 为谱线中心光深^[4]:

$$\tau_0 = \frac{\sqrt{\pi}e^2\lambda_{jk}}{m_e cb} f_{jk} N_i, \quad (14)$$

其中 b 称为多普勒参数 (单位为 km/s), 即径向速度弥散。在这两种情形下, 谱线往往已经饱和, 也即线心的谱线深度等于 1。

显然, 谱线较强时, 由式 (12) 可见等值宽度与 $f_{jk}N_i$ 的关系呈 $W_\lambda \propto \sqrt{\ln(f_{jk}N_i)}$, 变化十分缓慢, 这时生长曲线处于平坦段。当谱线很强时, 由式 (13) 可见 $W_\lambda \propto \sqrt{f_{jk}N_i}$, 变化快于式 (12), 但慢于线性情形 (9), 这时生长曲线处于缓慢增长段或阻尼部分, 一般说来这种情形仅对中性氢的 Ly α 线重要, 有:

$$N(\text{Ly}\alpha) \approx 1.88 \times 10^{18} \left(\frac{W_\lambda}{\text{\AA}} \right)^2 \text{ cm}^{-2}. \quad (15)$$

当 Ly α 线的等值宽度为 10 \AA 时, $N(\text{Ly}\alpha) \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 。这个柱密度值就是定义阻尼莱曼阿尔法吸收线系统 (DLAs) 的下限^[5]。

由上文可知, 对于未饱和的弱线, 可以直接用式 (9) 或 (10) 简便快速地得出有较高精度的元素离子柱密度; 对于较强的谱线, 适用于式 (12) 或 (13), 等值宽度与柱密度呈非线性关系, 因此, 需要构筑生长曲线来确定柱密度。通常是用与等值宽度有关的量 (如 $\lg W_\lambda/\lambda$) 作纵坐标, 用与谱线振子强度有关的量 (如 $\lg Nf\lambda$) 作横坐标, 这样得到的曲线即为理论生长曲线。然后根据光谱观测, 测量吸收线的等值宽度 W_λ 和波长 λ 。于是, 利用该谱线的 $\lg W_\lambda/\lambda$, 从理论生长曲线上可以得到相应的横坐标 $\lg Nf\lambda$, 已知振子强度便可计算柱密度 N 。

事实上, 当谱线较强时, 从式 (12) 可见, 等值宽度与多普勒参数 b 有关。这时谱线的等值宽度发生简并: 同样的等值宽度对应多个不同的柱密度, 它们具有不同的多普勒参数 b , 较大的柱密度具有较小的 b 。因此, 单条谱线无法确定它在生长曲线的位置, 除非观测谱线轮廓完全得到分辨, 可以确切知道多普勒参数。实际上, 由于观测轮廓受到仪器轮廓的污染 (等于谱线本征轮廓与仪器轮廓的卷积), 因此多普勒参数 b 存在一定的误差, 这种误差将影响柱密度的测定精度。为此, 通常采用双重线 (仅总角动量 J 不同的谱线) 来确定等值宽度对应的柱密度。理论上可以依据谱线能级的统计权重 $(2J+1)$ 确定双重线的等值宽度之比。例如 C IV 的双重线 $\lambda\lambda 1548, 1550$ 的理论等值宽度之比为 2, 如果观测等值宽度之比为 2, 那么这对双线落在生长曲线的线性部分; 如果观测等值宽度之比为 $\sqrt{2}$, 那么双线落在阻尼部分 (即缓慢增长段)。所以, 只要双线等值宽度之比大于 1.4, 就可以比较放心地用等值宽度导出柱

密度。如果等值宽度之比小于 1.4, 双线落在生长曲线的平坦部分 (即对数部分), 这时谱线出现饱和, 导出的柱密度误差较大; 所以利用多重线可以估计谱线相对饱和情况^[6]。更一般的是, 用多组有很不相同的 $f_{jk}\lambda_{jk}$ 的多重线来构筑观测生长曲线, 每一组多重线对应生长曲线上一小段曲线, 这样多组多重线可以获得较完整的观测生长曲线。观测生长曲线与理论生长曲线的横坐标只相差一个与多普勒参数 b 以及辐射阻尼系数 γ_{jk} 有关的常数, 比较观测与理论的生长曲线可以确定这两个参数, 然后得到柱密度。

由上可见, 元素柱密度只与谱线的总吸收有关, 而与谱线具体的形状即谱线轮廓无关; 根据这一特点建立的生长曲线方法, 既避免了天体谱线轮廓的复杂性, 又摆脱了观测仪器分辨率和仪器轮廓的影响。因此, 在谱线不能完全分辨或难以测量谱线轮廓或分析困难的情况下, 可以用生长曲线方法导出元素柱密度。但是生长曲线方法也有许多严重的缺点^[5-7]:

(1) 主要用于弱线的柱密度分析^[9], 这时谱线落在生长曲线的线性段, 在谱线较强或饱和严重情况下将产生较大的误差。另一方面, 对于弱线, 又往往存在振子强度未知以及谱线混合严重难以与附近强线分离等因素, 给柱密度的测定带来很大的误差。

(2) 要求观测数据有较高的信噪比, $N/S > 10$ ^[7], 而弱线往往不能达到这一要求^[6]。

(3) 对于 $\tau_0 > 10^4$ 的谱线, $W_\lambda \propto \sqrt{f_{jk}N_i}$, 也能提供较准确的柱密度。但是这种谱线的线翼延伸很大, 等值宽度的测量已经很不实际, 这时需要用阻尼翼的光深或轮廓来导出准确的柱密度。

上面的讨论都是建立在天体与观测者之间只有一个气体云的基础上, 而且假定云内离子的径向速度分布满足高斯分布。考虑到云内的湍流运动, 多普勒参数 b 可表为:

$$b^2 = b_{\text{th}}^2 + b_{\text{turb}}^2, \quad (16)$$

其中热运动径向速度 $b_{\text{th}}^2 = 2kT/m$, b_{turb} 是湍流的径向速度。

实际上, 正如引言中所述, 遥远天体的光线在到达我们观测者之前穿越的不会只有单个气体云, 而是众多子气体云吸收的合成; 因此吸收线形状会变得十分复杂, 谱线轮廓不再满足单一的高斯分布。尽管如此, 实际计算中还是假设视线上众多子气体云的径向速度呈高斯分布, 并且都有相同的 b 值^[6], 然后构筑生长曲线。实际上, 它代表的是众多子云集合的生长曲线。虽然 Stromgren^[8] 早已指出, 集合生长曲线在一些特定的条件下等同于单个高斯轮廓气体云的生长曲线, 只是前者的 b 更大; 他还证明, 在条件不很好的情况下 (譬如子云在速度上有部分重叠), 两者也没有很大的差别。事实上, 多重线构筑的生长曲线还隐含着二个简化假定: 一是假定所有的离子都有相同的多普勒速度 b , 二是假定所有的谱线都有相同的阻尼系数; 这显然不符合实际。因此, 这样得到的柱密度存在很大的系统误差^[9,10]。所以, Jenkins^[6] 指出, 当一条谱线由众多子云吸收形成且存在严重饱和的情况下, 不适宜采用常规的生长曲线方法。为此他导出了一个十分复杂的生长曲线计算公式。为了验证自己的公式, 他假定子云的径向速度与光深的分布——两者均呈高斯分布或前者呈高斯分布而后者呈幂律分布, 在这两种情形下导出了等值宽度与光深之间的关系。他得到的最后结论是, 无论是子云的数目无限还是有限, 无论这些子线速度上是否重叠或部分饱和 (光深在 5~10 之间), 用他导出的生长曲线公式计算的柱密度与真值没有很大的偏离。不过, 他的公式相当复

杂, 所以, 很少有人实际采用。

必须指出, 对于弱线或者光谱分辨率不足的观测谱线, 例如某些伽玛暴 (GRB) 天体吸收线的观测, 生长曲线还是最合适的处理方法。

4 谱线轮廓拟合法

谱线轮廓拟合法是设定理论轮廓的参数进行吸收线轮廓的数学模拟, 使模型与观测轮廓之间的 χ^2 值最小, 从而获得谱线参数的方法^[11-14]。

谱线轮廓拟合法是近年从观测导出气体云元素柱密度的主要方法, 这主要得益于大望远镜和高分辨率光谱仪的日益增多。例如, 哈勃空间望远镜高分辨光谱仪 (GHRS) 的分辨率为 90 000, 对应于 3.3 km/s^[15], Keck I 望远镜 HIRES 的分辨率为 45 000, FWHM(半峰全宽) 为 7 km/s, $S/N \approx 30$ ^[14]。

常用的谱线轮廓拟合法软件有 VPFIT (Voigt Profile Fitting Program), FITLYMAN, Xvoigt 等^[16,17]。这些方法概要如下。

假定视线方向上有 n 个子气体云, 每个子云产生的谱线均呈 Voigt 轮廓, 于是可以将这 n 个轮廓组合成一条理论的吸收线轮廓, 然后去与观测轮廓进行比较。设定这 n 个轮廓的参数——每个子云谱线中心的视向速度 $V_0(i)$ 或红移 z_i 、多普勒参数 b_i 、柱密度 N_i ($i = 1, 2, \dots, n$) 的初始值, 这样每条谱线将有 $3n$ 个待定拟合参数, 如果考虑湍流径向速度, 那么参数的总数将增加到 $3n$ 以上。利用这些参数可计算理论模型轮廓, 然后选择合适的仪器轮廓。通常选择很弱的谱线作为仪器轮廓, 例如 H_2 $\lambda 1024.366 \text{ \AA}$ 线, 因为该线的速度结构简单, 通常对应单个子云; 简单地用高斯函数 (或用三角形函数) 拟合这条吸收线^[11], 获得仪器轮廓的 FWHM, 也即仪器轮廓。将仪器轮廓与理论模型轮廓卷积便得到卷积后的理论轮廓; 将卷积后的理论轮廓与观测轮廓进行比较, 并计算 χ^2 值。然后调整理论模型轮廓的各个参数值, 反复比较观测轮廓, 直至理论与观测轮廓之间的 χ^2 值最小为止。这样, 可以同时得到包括柱密度在内的全部谱线参数。

由于待定参数很多, 所以谱线拟合非常耗费计算时间。当然, 可以设定某些约束条件来减少拟合参数, 例如可以假定同一个子云内所有的离子都有相同的温度和湍流速度, 或者湍流远大于热运动速度, 这样各子云都有相同的多普勒参数^[18]。

轮廓拟合法的一个关键问题是视线方向上子云数目 n ——谱线速度结构的选定。习惯上是先根据分辨清晰的谱线确定子云的数目及径向速度差, 然后用于混合严重的谱线 (这种谱线的轮廓一般不对称) 的拟合^[13]。这种做法实际上就是假设所有的离子和元素都有相同的速度结构^[14]。当然, 实际拟合时, 如果觉得效果不满意 (相对观测数据的信噪比), 可以再增加新的子云^[15]。又如 Dessauges-Zavadsky 等人^[18]为了减少待定参数, 将谱线按电离度分类, 如低电离 (中性原子和一次电离的谱线)、中等电离 (如 Fe III, Al III) 和高电离 (如 C IV, Si IV) 谱线, 然后假定电离度相同的谱线都有相同数量的子云。也有人先拟合振子强度相差较大的一对谱线, 如振子强度相差 5 倍的 Fe II $\lambda 2026.1370 \text{ \AA}$ 和 Si II $\lambda 2056.2569 \text{ \AA}$ 线,

在确定了子云数目后,再用到别的谱线上^[19]。

不管怎样,确定子云的数目和减少需要拟合的自由参数是这种拟合方法要考虑的两个因素。通常的做法是同时拟合不同离子的谱线,或者同时拟合同一种离子的不同谱线^[16];因为这些谱线的参数不完全独立,彼此有些关系联系着。这样能减少自由参数数目和获得自洽的参数。

谱线轮廓拟合法的主要缺点还是子云数量的确定问题,有时需要较多的子云,如 Guimaraes 等人对 GRB 源 SDSS 081634+144612 的观测进行拟合时得出 8 个子云分量^[20]。Prochaska 等人^[21]指出,金属线子云速度结构的确定有时很任意。习惯上人们总喜欢引入足够多的子云,使 χ^2 尽量地小;结果是高质量的谱线得到的子云数量往往多于质量差的。更麻烦的是,如果是一对丰度相差很大的谱线,那么得到的两个解可能不自洽。例如某种离子谱线对应的子云在另一种离子谱线中没有找到,其结果是引起丰度有偏。Mar 和 Bailey^[17]也指出,对于复杂谱线,拟合方法可能会导致错误的结果,得出不正确的子云数;即使不存在上述问题,确认子云数量的计算也非常耗费时间。因此他们倾向于光深法。Welty 等人^[15]也指出,对于很弱的谱线,拟合方法得到的结果并不好;对于各子云混合严重的强而宽的谱线也很难拟合得出唯一的解,常常收敛到只具有一个宽子云成分的解。

另外,必须非常小心选取拟合的谱线范围,不然会引起拟合参数的很大弥散并出现严重的系统误差,特别是谱线有饱和以及其他谱线(别的离子谱线或大气谱线)混合的情况下^[22],拟合结果强烈地依赖接近连续背景处的谱线形状。因此,谱线拟合的范围必须尽可能地宽,使谱线的拟合范围延伸到连续区^[16]。

此外,仪器轮廓的宽度和形状以及连续谱的误差也会影响最后拟合的参数数值,所以,仪器轮廓和连续背景也必须仔细研究和选择。

尽管有这些缺点,谱线轮廓拟合法还是当今最普遍使用的方法,尤其对速度结构分辨清楚的谱线,拟合效果很好。Welty 等人^[15]指出,对于信噪比很高且既没有饱和也没有混合的谱线,得到的柱密度的误差不超过 10%,多普勒参数 b 和视向速度 V 的误差不超过 0.1 ~ 0.2 km/s。

顺便指出,拟合谱线时需要谱线的静止波长和振子强度,许多作者都选取 Morton 给出的数值^[23-26]。

5 视光深法

视光深法 (AODM) 也是目前使用较多的一种导出星际介质柱密度的方法,在我们统计的 80 多篇论文中,约有 1/4 的论文采用 AODM 方法。

视光深法实际上是介于生长曲线法与轮廓拟合法之间的一种方法。其基本原理十分简单。由式 (4) 可见,谱线中某个波长处的光深与造成该波长处吸收的原子柱密度之间存在简单的线性关系。将式 (4) 转换到波长域,则两者关系为:

$$\tau(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_0 c^2} f \lambda^2 N_i(\lambda) . \quad (17)$$

光深与谱线处连续辐射强度 $I_0(\lambda)$ 和剩余辐射强度 $I(\lambda)$ 的关系为:

$$\tau(\lambda) = \ln[I_0(\lambda)/I(\lambda)] . \quad (18)$$

如果不考虑仪器轮廓, 光深 $\tau(\lambda)$ 是个可观测量, 于是可以简单地计算柱密度。事实上, 仪器轮廓对谱线的加宽作用使得实际观测到的剩余辐射强度不是 $I(\lambda)$, 而是 $I_{\text{obs}}(\lambda)$ 。这时可以定义:

$$\tau_a(\lambda) = \ln[I_0(\lambda)/I_{\text{obs}}(\lambda)] , \quad (19)$$

称之为视光深, 以区别于真光深 $\tau(\lambda)$ 。视光深 $\tau_a(\lambda)$ 受到仪器轮廓卷积的影响。当谱线比仪器轮廓宽得多或者仪器分辨率很高时, 视光深近似等于真光深。这时可用视光深取代后者, 于是对整条谱线内进行积分可获得该原子总的柱密度:

$$N_{i,\text{tot}} = \frac{m_0 c^2}{\pi e^2 \lambda^2 f} \int_{\text{line}} \tau_a(\lambda) d\lambda . \quad (20)$$

实际测量中, 光谱横坐标常用视向速度 (km/s) 表示, 故用单位速度间隔内的柱密度 $N_i(V)$ ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) 取代单位波长间隔内的柱密度 $N_i(\lambda)$ (cm^{-3}), 于是有:

$$N_{i,\text{tot}} = \frac{m_0 c^2}{\pi e^2 \lambda^2 f} \int_{-\infty}^{\infty} \tau_a(V) dV . \quad (21)$$

根据谱线观测得到 $I_0(\lambda)$, $I_{\text{obs}}(\lambda)$, 于是可以用式 (19) 和 (21) 计算金属元素的总柱密度。很显然, 相比谱线轮廓拟合法, 视光深法不存在设定子云数目的要求以及自由参数太多的问题。它保留了生长曲线方法的优点——与具体的轮廓形状没有关系, 因此即使子云数目众多、谱线轮廓呈现复杂结构, 也不影响最后的结果, 所以也不需要对于子云径向速度作高斯分布假设; 另一方面, 相对于生长曲线法, 视光深法还不存在光深大时的非线性问题。正是由于这种方法简单, 在河内星际介质的高分辨谱线观测中也常被应用^[27-30]。

但是, 视光深只是真光深的一种近似, 只在光学薄时成立。所以, 该方法要求光谱观测有足够高的分辨率, 以致可以忽略仪器轮廓; 其次, 要求谱线不能太强, 因为还存在一种 Savage 和 Sembach 称之为“隐性饱和结构 (unresolved saturation structure)”的问题^[3]。所谓的谱线隐性饱和是指一条浅度饱和的谱线, 由于仪器轮廓的展宽, 使之表面上显现出未饱和的形状。显然, 隐性饱和的存在, 会使视光深法低估星际介质的柱密度; 而且谱线越强, 偏离真值越大, 即低估越严重^[3]。

谱线是否为隐性饱和? 柱密度被低估到什么程度? Savage 和 Sembach^[3]建议, 同时对给定原子的两条或更多条有不同 $f\lambda$ 的吸收线 (一般取 $f\lambda$ 相差 2 倍的双线) 用视光深法计算柱密度, 然后用 $\tau_a(\lambda)$ 取代式 (17) 中的 $\tau(\lambda)$ 计算 $N_i(\lambda)$ 或 $N_i(V)$, 他用 $N_a(V)$ 表示; 然后比较这两条谱线的 $N_a(V)$ 轮廓, 可以估计是否存在隐性饱和以及饱和程度, 并对视柱密度轮廓 $N_a(V)$ 作适当的改正, 经过改正后能在很大程度上获得接近真实的柱密度。Savage 和

Sembach 认为谱线的 FWHM 即使只有仪器轮廓 FWHM 的 0.2~0.5 时还可运用视光深法, 只要作饱和和改正即可; 他们用模拟方法对一个高斯轮廓的谱线进行拟合, 得到了隐性饱和的改正数值; 但是这种改正值没有普遍性, 所以每次观测要计算改正值, 是很麻烦的事。

根据 Savage 和 Sembach^[3]的模拟计算得到, 在 $\tau_a(V)_{\max} < 2$ 时, 即使谱线含有多种速度成分, 视光深法得到的柱密度精确度好于 10%, 而简单的等值宽度法对于多成分且刚能分辨的强线会引入较大的误差; 但是在 $\tau_a(V)_{\max} \geq 2$ 时, 视光深法可能会引入较大的误差, 需要引入改正, 在引入改正后得到的柱密度至少与简单的生长曲线法一样可靠。Lu 等人^[31]也发现, 在没有隐性饱和成分时, 视光深法与谱线轮廓拟合法的結果相同; 但是当仪器轮廓宽度是谱线本征宽度 3 倍或以上时, 视光深法得到的柱密度必须谨慎对待。

在没有双线或只观测到一条谱线, 甚至在谱线出现复杂结构时, 视光深法优于生长曲线法和谱线轮廓直接拟合法^[3]。不过, 从实际应用来看, 一旦谱线混合严重或者饱和严重时, 人们仍会用轮廓拟合法来取代视光深法^[32,33], 也有人只是在谱线太弱和信噪比太糟致使谱线分辨困难情形下才采用视光深法^[34]。

另外, 视光深法对原始光谱数据精度要求较高, 因为强线和弱线的柱密度轮廓之差与之有关。在谱线很强时要求数据的信噪比达到 $S/N \geq 20 \sim 30$, 才能识别出未分辨饱和结构, 并施加改正。除此之外, 与生长曲线方法一样, 连续背景的误差、振子强度的误差都会影响最后测定的柱密度。

6 结 论

生长曲线法、谱线轮廓拟合法和视光深法, 是根据背景天体光谱上星际或星系际介质产生的吸收线计算它们的柱密度的三种基本方法。根据对近 20 多年的 80 多篇测定 DLAs 元素丰度文献的调查, 我们发现约有 3/4 采用谱线轮廓拟合法, 1/6 左右采用视光深直接积分法, 而采用生长曲线法的文献不到 10%, 另有少数同时采用谱线轮廓拟合法和视光深法, 或用视光深法进行校核, 或同时采用视光深法与生长曲线方法。由此可见, 在当今高分辨光谱观测普遍的情况下, 谱线轮廓拟合法和视光深方法已成为当前计算星系际介质元素丰度的主要方法。特别是谱线轮廓拟合法, 大部分作者都采用这一方法^[20,22,35-42], 采用视光深法的虽然也占了相当的数量, 但主要是以 Prochaska 为首的少数研究人员以及在缺乏高分辨光谱时^[43]采用。

很清楚, 在高分辨光谱观测使谱线的子云成分得以分辨并且不出现谱线饱和的情况下, 谱线拟合法与视光深法获得的柱密度较为一致, 可以互为检验, 甚至可以用这两种方法的平均作为最后的结果^[44,45]。但是在谱线混合严重, 尤其是出现饱和 (以及隐形饱和) 的情况下, 谱线拟合方法更胜于视光深法。而谱线很弱或者信噪比欠佳时, 由于不依赖于具体的轮廓, 所以视光深法可能方便些^[34]。至于生长曲线法, 现在用得很少, 主要是因为对于较强的谱线轮廓宽度与光深出现非线性的关系; 不过, 对于弱线, 生长曲线法仍不失为一种有效的方法, 甚至可以用它来检验其他两种方法。当然, 利用谱线轮廓拟合法和视光深法测定元素丰度时,

必须仔细确定连续谱和仪器轮廓。至于饱和十分严重的情况, 不论哪种方法, 都只能得到柱密度的下限。

最后需要提及的是, 有的 DLAs 星系光谱上还发现有电离 O、N、S 等的一些禁线, 利用禁线的强度比也同样可以测定元素的金属丰度^[35,36]。这类方法早期主要用于星云或 H II 区的元素丰度的测定。通过简单的粒子数统计平衡方程, 可以建立禁线的强度比与云温度的关系, 确定云温度及其分布以及谱线温度, 从而获得禁线元素的离子丰度, 这种方法可以详见有关早期文献^[46-49]。

参考文献:

- [1] 侯金良, 史习珩, 傅承启. 天文学进展, 2010, 3: 195
- [2] Maio U, Ciardi B, Muller V. MNRAS, 2013, 435: 1443
- [3] Savage B D, Sembach K R. ApJ, 1991, 379: 245
- [4] Tielens A G G S. The Physics and Chemistry of the interstellar Medium. Cambridge: Cambridge University Press, 2005: 309
- [5] Wolfe A M, Gawiser E, Prochaska J X. ARAA, 2005, 43: 861
- [6] Jenkins E B. ApJ, 1986, 304: 739
- [7] Savaglio S. New Journal of Physics, 2006, 8: 195
- [8] Stromgren B. ApJ, 1948, 108: 242
- [9] Nachman P, Hobbs L M. ApJ, 1973, 182: 481
- [10] Crutcher R M. ApJ, 1975, 200: 625
- [11] Spitzer L Jr, Morton W A. ApJ, 1976, 204: 731
- [12] Vidal-Madjar A, Laurent C, Bonnet R M, York D G. ApJ, 1977, 211: 91
- [13] Blades J C, Hunstead R W, Murdoch H S, Pettini M. MNRAS, 1982, 200: 1091
- [14] Murphy M T, Webb J K, Flambaum V V, et al. MNRAS, 2001, 327: 1208
- [15] Welty D E, Hobbs L M, York D G. ApJS, 1991, 75: 425
- [16] Fontana A, Ballester P. The Messenger, 1995, 80: 37
- [17] Mar D P, Bailey G. PASA, 1995, 12: 239
- [18] Dessauges-Zavadsky M, et al. A&A, 2004, 416: 79
- [19] Akerman C J, Ellison S L, Pettini M, Steidel C C. A&A, 2005, 440: 499
- [20] Guimarães R, Noterdaeme P, Petitjean P, et al. ApJ, 2012, 143: 147
- [21] Prochaska J X. ApJ, 2003, 582: 49
- [22] Sparre M, Hartoog O E, Krühler T, et al. ApJ, 2004, 785: 150
- [23] Morton D C. ApJS, 1991, 77: 119
- [24] Morton D C. ApJS, 2000, 130: 403
- [25] Morton D C. ApJS, 2003, 149: 205
- [26] Morton D C. ASPC, 2006, 357: 1
- [27] Hobbs L M. ApJ, 1971, 170: 85
- [28] Hobbs L M. ApJ, 1973, 180: 79
- [29] Hobbs L M. ApJS, 1978, 38: 129
- [30] Stokes G M. ApJS, 1978, 36: 115
- [31] Lu L M, Savage B D, Tripp T M, Meyer D M. ApJ, 1995, 447: 597
- [32] Prochaska J X, Henry R B C, O'Meara J M, et al. PASP, 2002, 114: 933
- [33] Ellison S L, Lopez S. MNRAS, 2009, 397: 467

- [34] Ellison S L, Prochaska J X, Hennawi J, et al. MNRAS, 2010, 406: 1435
- [35] Krogager J-K, Fynbo J P U, Ledoux C, et al. MNRAS, 2013, 433: 3091
- [36] Fynbo J P U, Geier S J, Christensen L, et al. MNRAS, 2013, 436: 361
- [37] Fynbo J P U, Ledoux C, Noterdaeme P, et al. MNRAS, 2011, 413: 2481
- [38] Meiring J D, Tripp T M, Prochaska J X, et al. ApJ, 2011, 732: 35
- [39] Cooke R, Pettini M, Steidel C C, et al. MNRAS, 2011, 412: 1047
- [40] Cooke R, Pettini M, Steidel C C, et al. MNRAS, 2010, 409: 679
- [41] Fynbo J P U, Laursen P, Ledoux C, et al. MNRAS, 2010, 408: 2128
- [42] Cooke R, Pettini M, Murphy M T. MNRAS, 2012, 425: 347
- [43] Savaglio S, Rau A, Greiner J, et al. MNRAS, 2012, 420: 627
- [44] Wolfe A M, Fan X-M, Tytler D, et al. ApJ, 1994, 435: 101
- [45] Prochaska J X, Wolfe A M. ApJ, 1996, 470: 403
- [46] Peimbert M, Costero R. BOTT, 1969, 5: 3
- [47] Peimbert M. BOTT, 1971, 6: 29
- [48] Peimbert M, Torres-Peimbert S. ApJ, 1971, 168: 413
- [49] Pagel B E J, Edmunds M G, Blackwell D E, et al. MNRAS, 1979, 189: 95

Progress in Research of Damped Lyman Alpha Systems (DLAs)(II): Methods of Measuring the Metal Column Densities in Absorption Clouds

HOU Jin-liang, YIN Jun, FU Cheng-qi

(Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China)

Abstract: In the first of our series review paper about Damped Lyman Alpha systems (DLAs), we have mainly given a detailed introduction to the recent progress in DLA surveys. In this second paper of the series, we will review the main methods of measuring the metal column density in the gas clouds along the line of sight towards the background QSOs.

There are three main methods of measuring the metal column density of gas clouds: Curve of Growth; Line Profile Fitting and Apparent Optical Depth methods. The method of Curve of Growth (COG) was developed in about half a century ago. So far it has been mainly applied in observations with the low spectral resolution. Though the COG is unaffected by the instrumental profile, it is widely used in the case of optical thin gas clouds. In recent years, most of the observations are done with high resolution spectrographs, therefore the acquired spectra are of very high spectral resolution. In this case the Line Profile Fitting method (LPTM) and the Apparent Optical Depth method (AODM) are more frequently adopted by most of astronomers. The LPTM is often used in measuring the column density

of gas, but it has more fitting parameters. So, it will consume more time of calculation and sometimes will result in several convergence solutions. It will also introduce more deviations when a line is blended seriously with other lines. The AODM is adopted by some groups since it is more simple and reliable in some cases. But this method suffers from the indirect line saturation in spectra, so it is only used in some special cases.

Key words: intergalactic medium; elemental abundance; surveys

《天文学进展》征稿启事

一、本刊刊登反映国内外天文学研究的最新进展和作者见解的述评、研究论文、前沿介绍、专题讲座、研究快报。反映新思路、新手段、新成果的短评优先发表。

二、来稿须包括: 题名、作者署名、作者单位及所在地与邮政编码、摘要、关键词、正文、参考文献、英文摘要、英文关键词等。

三、来稿应论点明确、叙述精练、条理清晰、深入浅出, 以利非本分支学科的读者阅读。

四、摘要应简明扼要地概括正文中的主要信息。采用第三人称的写法, 不用“本文”、“作者”等作主语。稿件如果以中文发表, 英文摘要应有近一页的篇幅。

五、关键词请尽可能参照 ApJ、MNRAS 和 A&A 共同采用的关键词表选用, 可适当扩充。

六、稿件中引用论点、公式、图、表均需注明参考文献(按文中出现顺序编码, 在右上角用小方括号标出)。正文后则按编码次序依本刊要求的编排格式列出相应的参考文献。

七、审定稿后需提供清稿样的电子文本。本刊采用中西文 Latex 系统软件排版, 请从本刊网站 (<http://202.127.29.4/twxjz/index.htm>) 下载排版模版。

八、图、表务求精、简、规范, 以配合文字阐明观点。公式务求精约, 杜绝公式推导过程。

九、请勿一稿两投。来稿请通过 E-mail 发送至 twxjz@shao.ac.cn。

《天文学进展》编辑部

2014 年 5 月