

# VLBI 与视超光速源<sup>\*</sup>

## (II) 观测特征和理论探讨

吴盛殷

(中国科学院北京天文台)

朱含枢

(中国科学院紫金山天文台)

### 提 要

作为上一篇文章<sup>[1]</sup>的继续,本文从总结迄今已探测到的视超光速源的一般特征出发,简要地讨论了视超光速源在活动星系核分类研究中的地位,并综述了较普遍接受的对于视超光速源的一些理论探讨。文章的最后简述了目前对视超光速源观测的问题和前景。

已经观测证实的近30个SLS,固然各有其特殊的结构形态及自行特征,但仍有一些共同的观测特征。合理及成功的理论模型必须受这些观测特征所约束,能产生在SLS中观测到的致密射电子源的形态和快速结构变化,也能解释来自SLS辐射的频谱、偏振、时变及其他方面特征。

## 一、SLS的一般观测特征

从对个别SLS的监测研究,到几个以研究射电致密源结构及其演化为主要目的的系统选源普测,都揭示了SLS的一些共同的特征。

(1) 在较强的射电源中,超光速膨胀或运动是相当普遍的现象。

(2) 在瓣优势源中探测到的膨胀速度,表观上低于核优势源中相应的速度。

(3) 致密源周围一般存在核-喷流形的角秒尺度结构。足够高动态范围的观测证明,多数SLS有双边大尺度结构。

(4) 视超光速运动常在有核-喷流的毫角秒结构的类星体或活动星系核中发现。角秒及毫角秒尺度的喷流通常在核的同一侧——单边性。“反喷流”如果存在的话,其流量必然少于观测到的喷流流量密度的百分之几,事实上仅对如1928+738的个别源,发现有“反喷流”的迹象。3C395是另一种例外,其两种尺度的不对称是大体相反的;而3C179及3C390.3等源

\* 国家自然科学基金资助项目  
1987年2月12日收到。  
1988年4月28日收到修改稿。

是经典的双瓣射电源。

(5) 在已知的SLS中,核一般是源中最亮、最致密的成份,有逆转谱或较平的谱。对3C345的多年监测<sup>[2]</sup>证实,核相对邻近致密源 NRAO 512 是固定的 ( $\beta_{app} < 0.4h^{-1}$ ), 以此推广到其他源,认为 SLS 的核也都是固定的。而被认为是毫角秒或亚毫角秒尺度喷流中的节的其他子源,则以高于光速的视横向速度相对于核运动,运动方向一般远离核。在 3C454.3, 3C111, 4C39.25 及 3C395 等源中观测到的现象,也许是例外。

(6) 多子源或节远离核运动的视速度即使不完全相同,在同一源中相差也不多。其运动方向通常与角秒尺度结构中最亮的子源方位相近。但不仅 3C454.3 及 3C395,而且近年发现在经典的 SLS, 3C273 及 3C345 中也存在与此特征不相符合的事例。

(7) 离核运动的子源或节,都经历着“发生或可观测到——膨胀——衰退或不能再观测到”的演化过程。在演化过程中,节的亮度是可变的。新子源发生时,线偏振成分明显增加,偏振位置角和子源运动径迹几乎平行。离核运动的子源具有越来越陡的频谱。

(8) 节在喷流中的位置和径迹与观测频率无关。但同一源中不同的节可以有不同的分离速度和径迹,如在 3C279 及 3C345 中所观测到的那样。某些子源在分离中也可能产生加速或减速,在 3C345, 3C454.3, 及 BL Lac 等源中都观测到这类现象。

(9) 与SLS相关联的 VLBI 喷流相对于大尺度结构的对称轴常呈现弯曲和不对直,而且其弯曲程度和超光速现象的明显程度相关连。

(10) 观测到在 SLS 中,特别是在喷流中的相当高的线偏振成分,但圆偏振成分却很难观测到。

## 二、活动星系核研究中的 SLS

致密结构的变化和 SLS 的发现是活动星系核研究中的重要内容和结果之一,自然产生这样的问题: SLS 是活动星系核中一类特殊的源吗?历史上,曾因着眼于其一两个性质而将活动星系核分为塞弗特、马卡良、星爆、LINER、N、宽线和窄线射电星系、射电宁静和射电类星体,及 BL Lac 型源等类。有时还采用一些相互交叉的分类,如高偏振类星体、光学剧变源和闪炽源 (blazars) 等。这些源间有什么联系,是同样的源因观测角度和机会不同而出现不同观测性质呢?还是基于同样物理过程而具不同的临界参数或仅仅是处于不同演化阶段呢?或者它们本质上是不同的源呢?这些问题至今还没有明确的结论。

大多数 SLS 在光学和红外波段显示高偏振和快速可变性,这些正是闪炽源的典型性质。这类源还包括 BL Lac 源,高偏振类星体 (HPQs) 和光学剧变类星体 (QVVs)。闪炽源具有如下一些性质而易于和其他活动星系核相区别<sup>[3]</sup>: 它们一般是强射电变源、强毫米波发射源,有非幂律而呈略弯曲或复杂的射电频谱、高射电光度 ( $> 10^{24} \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1}$ ), 有明亮的光学对应源,其射电和光学光度可比较,其 X 射线光度与射电/光学发射相关而又比预期的低,它们还具有强 ( $> 1-2\%$ ) 而可变的射电偏振及更强 ( $> 3\%$ ) 而可变的光学偏振。

值得注意的是至少有 70% 的 SLS<sup>[4]</sup> 证认为闪炽源。这只是一个下限,因为偏振可变,不能排除某些闪炽源观测时偏振下降到 2—3% 的可能性。已有的强源巡天表明,每一个致

密射电源有可能最终会被发现具有视超光速运动及闪炽源的性质。另一方面闪炽源(blazar)性质的探测又和致密射电源的呈现密切相联系。自然可归结到这样的问题: 闪炽源就是已知和潜在的SLS吗?

如果假设辐射是各向同性和非相对论的, 在解释闪炽性质时就会遇到一些严重问题: 其红外光度常超过爱丁顿限, 变化时间尺度对标准的引力吸积模型来说还太短, X射线流量密度常比同步加速自康普顿模型所预期的低数个量级。而且, 所有不相干同步加速模型的参数将因极端的闪炽源性质而伸展到令人难以置信的程度。例如为防止过量逆康普顿X射线辐射, 要求磁场强度很高( $B \sim 10^2 \sim 10^3 \text{G}$ ); 电子加速时间尺度很短, 约 1—10s; 并得到有效的再加速(在发射体积内  $10^3 \sim 10^4$  次再加速); 亚毫米波亮温度很高( $T_b \sim 10^{11} \sim 10^{18} \text{K}$ )。只要存在近视线方向的相对论运动, 使多普勒因子  $\delta \sim 2 \sim 10$ , 以上这些矛盾都可以减轻或消除。这和为解释VLBI观测到的 SLS 所得结论(见下一节)是相符合的。

### 三、SLS 的模型探讨

如果认为观测到的超光速运动现象表明宇宙中存在着固有速度超过光速的物质运动, 那末广义相对论及现代物理的基础都将会动摇。天体物理学家和物理学家试图在现代物理的框架上解释视超光速运动, 提出过形形色色的模型, 文献[5]—[7]对各种解释作过评述。提出的模型基本上可归为五大类。

(1) 非宇宙学红移, 即红移指数  $Z$  不是距离的指示值。

(2) 引力透镜、引力屏效应, 这种效应固然能使流量密度及表观运动得以放大, 但难以形成观测到的结构形态。

(3) 光反射屏及灯塔效应, 也包括了某种由相对论喷流或激波所激活的屏模型。

(4) 偶极磁场模型。

(5) 相对论喷束模型(The relativistic beaming model)或相对论喷流模型。

我国学者也曾提出过一些模型, 如相对论激波模型[8], 引力透镜效应[9]和双重相对论效应[10]等, 这些模型大体仍可归入上述五类。

有的模型能解释SLS的某些主要特征, 如超光速运动, 不同尺度喷流的弯曲或不对直, 但与另一些观测特征不相符, 难以得到广泛的接受。例如偶极磁场模型预示了比观测到的圆偏振高得多的值, 难以解释; 光回波(light-echo)模型所要求的射电波的散射也是难以实现的。上述几类模型中, 相对论喷束或喷流模型和由此发展起来的各种变形, 得到射电天文学家较为广泛的接受。限于篇幅, 本文仅以此模型为主线, 简单介绍对 SLS 的理论探讨, 并仿照文献[11], 将此模型称为 SLS 的“标准模型”。

#### 1. 视超光速运动的“标准模型”[12]

通常用图 1 所示沿靠近视线方向的等离子团的整体相对论运动(BRM) 或相对论喷束来解释SLS中观测到的视超光速运动。

在这样的模型中, 观测到的等离子团自核分离的横向速度  $v_{app} = \beta_{app}c$  和真正速度  $v = \beta c$  及其与视线的夹角  $\theta$  间有如下关系。

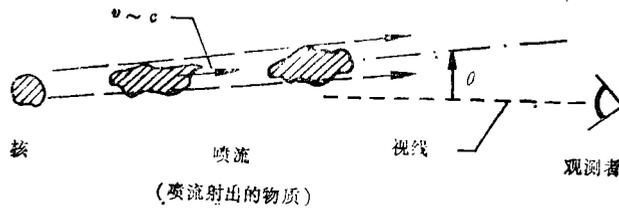


图 1. 整体相对论运动示意。

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (1)$$

而喷束对观测者的多普勒因子用下式表示。

$$\delta = \gamma^{-1} (1 - \beta \cos \theta)^{-1} \quad (2)$$

这里  $\gamma$  为运动物质的洛仑兹因子。在满足条件  $\cos \theta = \beta$  或  $\sin \theta = \gamma^{-1}$  时, 有最大视横向速度:

$$\beta_{app, max} = \gamma \beta = \sqrt{\gamma^2 - 1} \quad (3)$$

对给定(如观测到)的  $\beta_{app}$ , 不难求出偏离视线方向  $\theta$  的上限及  $\gamma$  值的下限分别为:

$$\theta_{max} = 2 \cot^{-1}(\beta_{app}) \quad (4)$$

$$\gamma_{min} = \sqrt{1 + \beta_{app}^2} \quad (5)$$

不难证明, 对以速度  $\beta$  喷射方向随机的任一组源样本, 观测到的横向速度大于指定的  $\beta_{app}$  值的概率为:

$$P(>\beta_{app}) = \frac{\sqrt{1 - \beta_{app}^2} (\gamma^2 - 1)}{1 + \beta_{app}^2} \quad (6)$$

或利用(3)式, 写成更简单的估算形式:

$$P(>\beta_{app}) < (1 + \beta_{app}^2)^{-1} \quad (7)$$

此式可以在随机定向选源巡天中, 作为检验“标准模型”的判据。

由于相对论光行差效应, 迎向观测者的发射物质, 将有更大的表观亮度。在最简单的情况下, 当有各向同性流量密度  $S_0(\nu)$  的光薄等离子团如图 1 那样运动时, 在频率  $\nu$  观测到的流量密度为:

$$S(\nu) = S_0(\nu/\delta) \delta^3 = S_0(\nu) \delta^{3-\alpha} \quad (8)$$

这里假设源有幂律谱—— $S(\nu) \propto \nu^\alpha$ ,  $\delta$  为多普勒因子, 式中  $\delta^{3-\alpha}$  称为“多普勒增强”(Doppler boosting)因子。较复杂的模型, 如喷流由一系列寿命有限的等离子团组成, 增强因子应修正为  $\delta^{2-\alpha}$ 。多普勒增强效应对存在相对论运动的源是很强的, 它有选择地放大了朝向观测者运动的源成分的辐射, 从而显著地改变了源的本来形态, 在一定程度上说明了SLS的不对称或单边形态。

## 2. SLS的同步-康普顿发射

SLS基本的发射机制仍然被认为是非均匀磁场中不相干的、投射角随机的同步加速辐

射。它说明了观测到中等的线偏振而只观测到很弱( $<1\%$ )的圆偏振。

相对论电子与辐射场光子的碰撞产生的逆康普顿散射或“自康普顿”发射(“Self-Compton” emission), 可以认为是致密射电源同步加速辐射的副产品。在这过程中, 射电及红外同步加速辐射光子被散射到较高的频率范围, 原则上以 X 射线和  $\gamma$  射线的形式辐射。

按同步加速辐射理论, 在 高能粒子云为均匀和球形的假设下, 逆康普顿散射产生的 X 射线与同步加速辐射的射电流量之比是不确定的[13]。

$$\frac{S_{\nu}^c}{S_{\nu}^s} \approx C_3(\alpha) R N_0 \ln\left(\frac{\nu_2}{\nu_m}\right) \left(\frac{\nu^s}{\nu^c}\right)^{\alpha} \quad (9)$$

这里  $\nu^c$  及  $\nu^s$  分别表示自康普顿及同步加速辐射的频率;  $\nu_m$  及  $\nu_2$  分别表示同步加速射电频谱中的转折频率及高频截止频率;  $R$  为致密球形成分的半径 (Gpc);  $N_0$  为表征相对论电子幂律能量分布的常数; 当  $S_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$  时, 有如下关系

$$N(E) = N_0 E^{-(2\alpha+1)} \quad (10)$$

$$N_0 = n(\alpha) D_{\text{Gpc}}^{-1} \phi^{-(4\alpha+7)} \nu_m^{-(4\alpha+5)} \zeta_{\text{m}}^{2\alpha-3} (1+Z)^{2(\alpha+3)} \delta^{-2(\alpha+2)} \quad (11)$$

$S_m$  是  $\nu_m$  处的流量,  $D_{\text{Gpc}}$  为以 Gpc 为单位的光度距离,  $\phi$  为以毫角秒 (mas) 为单位的测量角径,  $C_3(\alpha)$  及  $n(\alpha)$  为与  $\alpha$  有关的系数, 对不同  $\alpha$  列表于文献[13];  $\alpha$  为大于  $\nu_m$  的频率区射电谱指数, 例如对  $\alpha = 0.75$ ,  $C_3(\alpha) = 3.9 \times 10^{-10}$ ,  $n(\alpha) = 0.012$ 。

观察到的很弱的 X 射线 ( $\lesssim 1 \mu\text{Jy}$ ) 意味着多普勒因子  $\delta$  比 1 大得多的整体相对论运动。事实上, X 射线也可能在热辐射等过程中产生, 测量到的 X 射线流量密度给出多普勒因子的下限  $\delta_{\text{min}}$ , 它可以写为[14],

$$\delta_{\text{min}} = a(\alpha) (1+Z) S_m \nu_m^p \phi^{-q} S_x^{-r} \quad (12)$$

这里  $S_x$  表示在  $(0.5-0.45)/(1+Z)$  keV 能谱范围, 以  $[10^{-11}(1+Z)^{\alpha-1}] \text{erg/cm}^2/\text{s}$  为单位的 X 射线的流量密度;  $\alpha = 0.75$  时,  $a(\alpha) \simeq 0.65$ ,  $p = 1.32$ ,  $q = 1.64$  而  $r = 0.18$ 。

可见从 VLBI 测量得到的射电同步加速谱、角径和 X 射线流量密度, 就可使用式(12)给出该致密子源的多普勒因子下限  $\delta_{\text{min}}$ 。根据式(2)这时可求与视线夹角  $\theta$  的上限  $\theta'_{\text{max}}$ ,  $\sin\theta'_{\text{max}} = 1/\delta_{\text{min}}$ ; 及  $\theta$  取 0 及  $\theta'_{\text{max}}$  二极端值时,  $\gamma$  的下限  $\gamma'_{\text{min}}$  及  $\gamma''_{\text{min}}$ , 它们的近似表达式分别为[14],

$$\left. \begin{aligned} \gamma'_{\text{min}} &= \frac{1}{2} (\delta_{\text{min}} + 1/\delta_{\text{min}}) \\ \gamma''_{\text{min}} &= \delta_{\text{min}} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

可见 X 射线理论预测值与观测值的不一致, 也即被有的作者称为 SLS 的康普顿问题[13], 可以用该致密成分靠近视线方向的相对论运动来解释。有的射电源, 如 NRAO140 正是先观测到远低于逆康普顿散射所预期的 X 射线, 而预测到它可能是 SLS, 最终为 VLBI 观测所证实的。在文[1]的表 2 中, 还列了 X 射线观测值明显低于理论值的另一个源 3C147, 作为有待证实的 SLS。

值得指出的是近年来一些射电天文学家认为以 X 射线短缺作为预测 SLS 的根据潜伏着不可靠因素。因为已观测到 X 射线频谱斜率, 变化时间尺度等与光学、毫米波、亚毫米波

及红外频段不一致<sup>[13]</sup>。而完全不相关的毫米-亚毫米波与X射线变化,可能说明观测到的X射线并非是自康普顿起源。任何明确的结论,当然有待进一步的协同观测。

### 3. 统一射束模型

如果SLS的核朝向观测者的射束因前述相对论喷束效应而被增强,自然会产生一个问题,SLS现象是否是喷束与视线方向特殊几何条件下才观测到的?在简单的射束模型中,可以近似认为SLS的射束局限于以视线为轴的、半角为 $1/\gamma$ 的锥内。那末如果射束方向是随机分布的,就会有约 $\gamma^2$ 个相似的源,其射束朝向此锥外其他方向<sup>[5]</sup>。

Orr及Browne提出的“统一模式”对上述问题给出了一个答案<sup>[16]</sup>:SLS(或所有核优势的平谱射电源)的非集束(向观测者)的对应源是通常向两方向延伸的射电星系和类星体,它们一般是陡谱瓣优势源。文献<sup>[17]</sup>曾建议应将视线非准直的这种对应源的部分或全部证认为射电宁静类星体。当时这一论断曾推动了有关此问题的许多研究,但多年的观测与统计检验表明,射电宁静类星体难以归结为这种对应源。

统一模式解释了绝大多数SLS都是核优势源、它们的毫角秒尺度结构不对称性、其周围存在延伸的弱发射区等观测事实。平谱和陡谱类星体计数,视超光速类星体的表现速度与核和延展区射电光度比的相关等统计性质,也支持了统一模式<sup>[18]</sup>。致密热斑常处于有喷流的一侧,较低频率常观测到无喷流侧更明显的解偏振现象,也从另一方面证明相对论射束模型和统一模式是合理的<sup>[19]</sup>。

另一方面,不仅在经典的核-喷流源中,而且在一些有三重子源的源(如4C39.25,3C305中,在若干双瓣射电源(如3C179,3C263,3C245及1951+498等)的中央部分,以及陡谱致密源(3C216,3C390.3)中,都发现了视超光速运动的现象,但是难以用简单的相对论射束模型和统一模式来解释。此外,喷流的流量密度及速度的统计<sup>[19]</sup>,最大的双瓣类星体4C34.47仅观测到单边大尺度喷流<sup>[20]</sup>,按相对论射束模型解投影所得到的SLS的线性尺度,明显大于通常的射电源尺度等研究成果<sup>[18]</sup>,也无法用统一模式给予令人信服的解释。

### 4. 模型的修正和发展

统一模式及标准模型遇到的困难和表现出来的局限性,促使射电天文学家及理论天体物理学家致力于发展更完美的模型。限于篇幅,这里仅作极简单的介绍。

#### (1) 激波在相对论喷流中的传播

Blandford和Königl<sup>[21]</sup>曾建议沿用已存在的相对论喷流传播的激波来解释VLBI观测到的超光速子源。靠近视线方向的相对论物质喷流,其多普勒增强效应使致密子源有高表观亮度及高偏振度,而观测到的横向速度并非物质流速而是激波波前的速度,这速度可以和喷流本身的速度差异很大。在因核区爆发而产生一系列激波的情况下,视膨胀速度可能以任意方式改变,而且核也不总是最亮的成分<sup>[22],[23]</sup>。Lind和Blandford<sup>[24]</sup>指出相对论激波应有的若干约束条件,如非平面波、非球形结构等,并进行了射电喷流的半动力学模型讨论。Aller等对于任意源和磁场的几何结构,发展了研究弱激波通过喷流传播所产生的总流量和频谱演化,以及偏振特性变化的计算机程序<sup>[22]</sup>。这种喷流中激波传播的模型,对解释如3C454.3和3C111等源所显示的特殊结构演化和超光速运动是较为适宜的<sup>[25],[26]</sup>。

### (2) 视超光速源在河外源演化中的地位

已经证实的近 30 个 SLS 中, 平谱核优势源、陡谱致密源和双瓣射电源的中央部分各占 76, 8 和 16%。引人注目的是还没有一个致密双源(CD)被证认为SLS。如果用统一模式及指向不同的相对论射束模型来解释核优势源(及其中的 SLS)和双瓣射电源, 那末致密双源和致密陡谱源是否本质上有别于前两种源呢? Hodge 及 Mutel 认为, 不应把 CD 看作是射束未指向观测者的 SLS, 它们之间的差别主要是环境介质的不同。邻近中央能源区气体的密度和流动、围绕喷流的环境介质等, 都将对喷流的光度、动量、弯曲及整体速度有影响[27]。如果认为三类源都有大体相同的整体相对论运动喷束, 那末双瓣源的幼年可以认为是 CD, 而 CSS (陡谱致密源) 可以看成处于其演化的青春期。另一方面 Fanti 等的研究表明, 3CR 源表中的小射电源, 即 CSS 是指向随机分布的、本质上线尺度较小的射电源。CSS 中核的相对强弱和 3CR 源表中其他的源没有明显差别, 其较小的尺度并非投影效应所致, 相对论喷束理论对这类源无需任何特殊修正[28]。注意到 SLS 较大的解投影线性尺度, 及在平谱核优势源的巡天中发现比例相当大的 SLS 等事实, 似能对 SLS 在几类射电源演化序列中的地位, 以及对 SLS 可能模型的修正, 提供线索。

### (3) 大统一模型(Grand Unified Models)

大统一模型试图把致密射电源纳入对星系核活动的广义解释的框架中。现在看来, 超光速膨胀是致密射电源共同的特性, 以至于在活动星系核的普遍讨论中, 不可能将其忽略。

一般认为, 吸积过程是天体物理学中重要的辐射能源。在接受活动星系核的能源是向黑洞或自旋黑洞吸积过程的前提下, 大统一模型认为[29], 光学类星体和它们的低光度对应天体-1 型赛弗特星系的中心是以爱丁顿(Eddington)极限吸积的黑洞, 大部分辐射功率在紫外波段; 射电星系的黑洞以大大低于爱丁顿极限的速度吸积; 而射电类星体有中等亚临界的吸积, 所以它们在以相对论粒子和电磁场为辐射条件的射电波段及紫外波段都有显著的辐射。闪焰源包括了光学剧变类星体, 其各向异性的喷流辐射远远超过发自中央吸积盘的、较为各向同性的辐射; 闪焰源中的 BL Lac 源是射束大体朝向我们的低光度射电星系; 与外部喷流相关联的大尺度低频发射向观测者集束、较内部的喷流发出的集束光学发射却远离观测者而束射的那些源, 可能就是陡谱致密源。

在上述简要勾画的大统一模式中, 又一次表明 SLS 多属闪焰源之列, 它们中心黑洞的吸积是亚临界的。

## 四、问题和展望

迄今对 SLS 的认识仍很不充分, 一方面还没有一种模型和理论能满意地解释类别及特点各异的 SLS, 及已经观测到的各种现象; 另一方面, 对 SLS 的搜寻、观测和监测仍然很不系统和完整, 完整样本的巡天不够, 对运动和演化中的子源的证认、定位和追踪的手段也不完备; VLBI 灵敏度和动态范围的限制, 使真正无偏向的选源样本巡天成为不可能; VLBI 分辨率及定位精度的限制, 使大红移源或低 $\gamma$ 值相对论射束源中可能存在的 SLS, 难以得到监

测和证实。例如  $Z = 1.258$  的 NRAO140, 在 2.48 年的时间间隔中, 子源 B 相对于子源 A1 (核) 的角位移只不过是  $0.37 \text{ mas}$  [30]。

对 SLS 的进一步系统观测, 将有助于深化对这类源的认识。

(1) 系统监测 SLS 中各子源的相对运动, 例如跟踪 3C345 中 C4 的径迹, 看 C4 是否尾随 C2 及 C3 运动及演化; 监测和追踪 3C454.3 等特殊变化的 SLS, 以了解各超光速运动子源的发生、消退、加速、减速及有无膨胀等演化细节。

(2) 系统巡天及选源跟踪, 扩大各种类型的 SLS 数目, 这是对 SLS 进行分类及统计研究所必需的。

(3) 更高频率及更高分辨率的 VLBI 观测, 有希望发现更接近核或喷流的喷嘴的视超光速运动, 探测更早期的超光速运动子源。而灵敏度及动态范围的提高, 可探测更远更弱的源。

(4) 低频高分辨率、较大视场的 VLBI 观测, 有助于探索喷流外围存在的结构演化及可能的自行, 并研究这种变化与近核区视超光速运动的可能关联。

在今后 5—6 年内, 随着美国正在建设中的 VLBA 的完成, QUASAT、RADIOASTRON 等 VLBI 专用轨道天线的发射及空间—地面 VLBI 联测的实现; 地理上分布更广泛的 VLBI 网的形成; 毫米波及米波 VLBI 网投入常规观测; 随着 VLBI 成图技术、自校技术及定位方法的进一步发展和完善。VLBI 观测的动态范围及可靠性将得到提高, 分辨率及对弱子源的证认和跟踪能力将有可观的改善, 上述期望是可以实现的。

本工作得到国家自然科学基金委员会 1860621 项目的支持, 在此表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] 吴肇殷, 朱含枢, 天文学进展, **6** (1988), 295.
- [2] Bartel, N. et al., *Nature*, **319** (1986), 733.
- [3] Rudnick, L., in *Superluminal Radio Sources, Proc. of A Workshop, California, 1986*, ed. by Zensus, J. A. and Pearson, T. J., p.217, Cambridge Univ. Press, (1987).
- Note: The proceedings is referred to as "SRS(1987)" hereinafter.
- [4] Impey, C., in SRS(1987), 233.
- [5] Blandford, R. D. et al., *Nature*, **267** (1977), 211.
- [6] Marscher, A. P. and Scott, J. S., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **92** (1980), 127.
- [7] Scheuer, P. A. G., in Proc. IAU Symp. No. 110, p.197, (1984).
- [8] Liang, B. L. and Cui, Z. X., *Scientia Sinica*, **4** (1981), 457.
- [9] Luo, L. F. and Xu, C. M., *Science Bulletin (Chin.)*, **23** (1984), 1422.
- [10] Qian, S. J., *Acta Astronomica Sinica*, **24** (1983), 388.
- [11] Pearson, T. J. and Zensus, J. A., in SRS (1987), 1.
- [12] Rees, M. J., *Nature*, **211** (1966), 468.
- [13] Marscher, A. P., in SRS (1987), 280.
- [14] Cohen, M. H. and Unwin, S. C., in Proc. IAU Symp. No. 110, p.95, (1984).
- [15] Blandford, R. D. and Rees, M. J., in *Pittsburgh Conference on BL Lac Objects*, ed. by Wolfe, A. M. P., 328, (1978).

- [16] Orr, M. J. L. and Browne, I. W. A., *MNRAS*, **200** (1982), 1067.  
 [17] Scheuer, P. A. G. and Readhead, A. C. S., *Nature*, **277** (1979), 182.  
 [18] Browne, I. W. A., in SRS(1987), 129.  
 [19] Scheuer, P. A. G., in SRS(1987), 104.  
 [20] Barthel, P. D., in SRS(1987), 148.  
 [21] Blandford, R. D. and Königl, A., *Astrophys. J.*, **232** (1979), 34.  
 [22] Aller, H. D. et al., in SRS(1987), 273.  
 [23] Wu, S. Y., *Acta Astrophysica Sinica*, **8** (1988), to be published.  
 [24] Lind, K. R. and Blandford, R. D., *Astrophys. J.*, **295** (1985), 358.  
 [25] Pauliny-Toth, I. I. K. et al., *Nature*, **328** (1987), 778.  
 [26] Pauliny-Toth, I. I. K., in Proc. IAU Symp. No. 121, p. 295, (1987).  
 [27] Hodges, M. W. and Mutel, R. L., in SRS (1987), 168.  
 [28] Fanti, C. and Fanti, R., in SRS(1987), 174.  
 [29] Blandford, R. D., in SRS(1987), 310.  
 [30] Marscher, A. P. and Broderick, J. J., *Astrophys. J.*, **290** (1985), 735.

(责任编辑 林一梅)

## VLBI and Superluminal Sources\*

### (II) Observed Characteristics and Theoretical Investigation

Wu Shengyin

(Beijing Astronomical Observatory, Academia Sinica)

Zhu Hanshu

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

#### Abstract

The superluminal motion within some QSSs and AGNs may be considered as one of the most important astrophysical phenomena revealed using VLBI technique. Following the first paper (I), the general characteristics of the superluminal sources revealed so far are summarized in the first section of the paper. Then the position of the superluminals in the classification frame of the AGN is discussed briefly. The theoretical models and investigations of SLS, which are widely accepted by radio astronomers, are reviewed in the third part of the paper. The limitations in observations and prospective development in the near future are outlined finally.

\* The project supported by National Natural Science Foundation of China.