

2024.08.07 • 昆明  
LHAASO数据用户培训会暨暑期学校



# X射线双星与微类星体

冯 骞

粒子天体物理重点实验室  
中国科学院高能物理研究所  
[hfeng@ihep.ac.cn](mailto:hfeng@ihep.ac.cn)



中國科學院高能物理研究所

*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences*

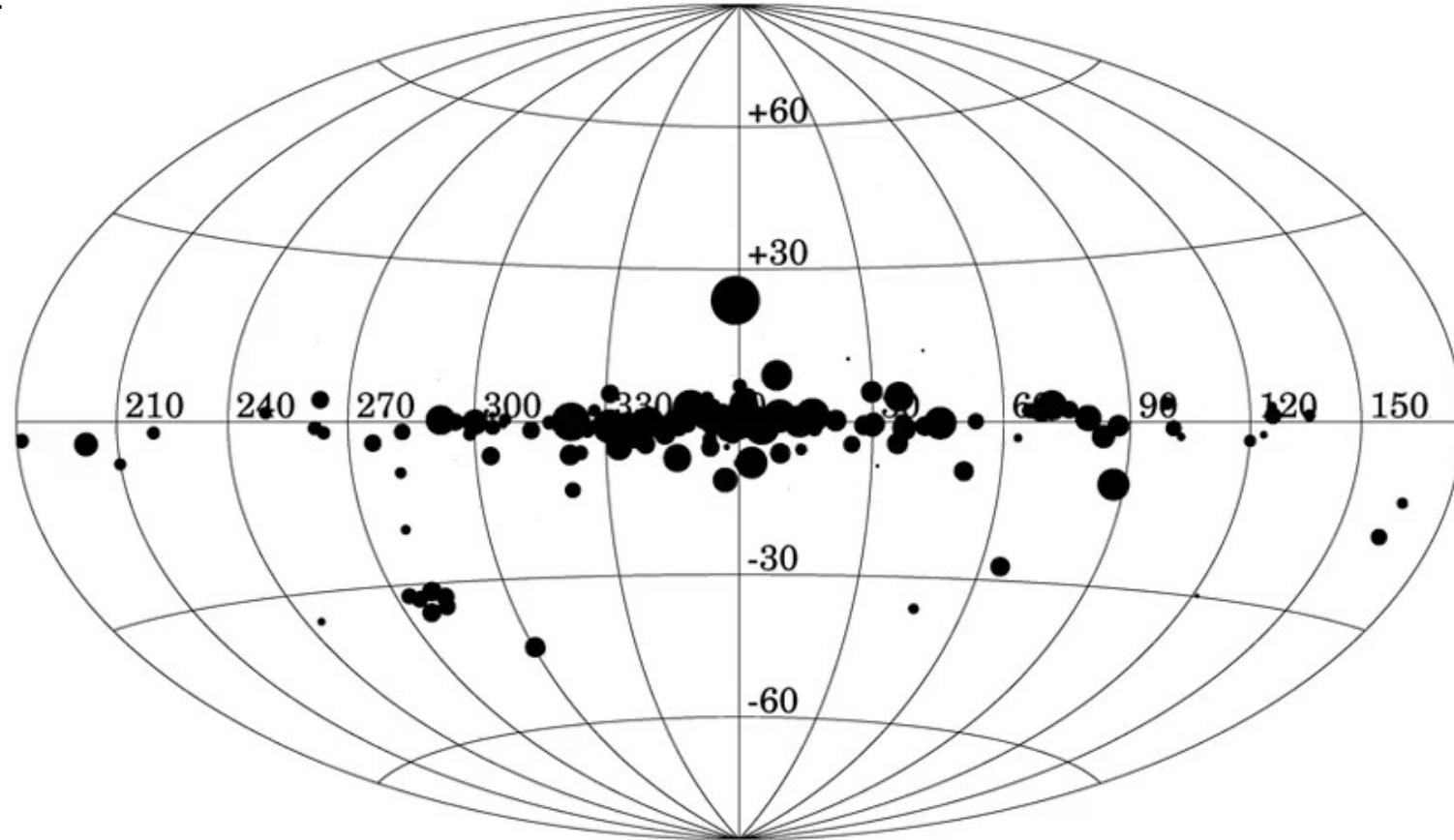
# 目录

---



- 吸积：X射线双星的能量来源
- 双星中的物质转移
- 相对论喷流与微类星体

# X射线双星

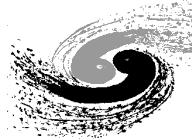


MJD50100

(余文飞提供)

# X射线双星

---



- 为什么这么亮?
- 为什么变化这么快?
- 为什么辐射集中在X射线波段?

# 吸积能

物质质量为 $m$ , 吸积体质量 $M$ , 半径为 $R$ , 物质从无穷远转移到吸积体表面, 释放引力势能 $GmM/R$ 。

吸积能与 $M/R$ 成正比



致密星体的吸积效率最高

中子星:  $M = 1 M_{\odot}$ ,  $R = 10 \text{ km}$

物质释放吸积能  $10^{20} \text{ erg/g}$

$\text{H} \rightarrow \text{He}$ 聚变能  $6 \times 10^{18} \text{ erg/g}$

白矮星:  $M = 1 M_{\odot}$ ,  $R = 10^9 \text{ cm}$ ,  $\Delta E = 1/50 \Delta E(\text{H} \rightarrow \text{He})$

吸积的效率：吸积能占物质总质量能的比例

$$L_{acc} = \frac{dE_{acc}}{dt} = \frac{GM}{R} \frac{dm}{dt} = \frac{GM\dot{m}}{R} = \eta \dot{m}c^2$$

$$\eta = \frac{GM}{Rc^2}$$

$\dot{m}$  吸积率，单位时间吸积的质量

吸积的效率正比于  $M/R$ ，星体越致密，吸积能释放的效率越高。给定  $M/R$ ，吸积能释放的功率和质量吸积率成正比

吸积的效率  $\eta = \frac{GM}{Rc^2}$

H→He核聚变:  $\eta = 0.007$

白矮星:  $M = 1 M_\odot$ ,  $R = 10^9$  cm,  $\eta = 0.00015$

中子星:  $M = 1 M_\odot$ ,  $R = 10^6$  cm,  $\eta = 0.15$

黑洞:  $R_S = 2GM/c^2$ ,  $\eta = 0.5$

由于黑洞没有“硬表面”，吸积物质不能把所有吸积能以辐射形式释放出来。部分吸积能可以动能形式带入黑洞视界内部。

# 爱丁顿极限：吸积所能达到的最大光度

假设球对称吸积，吸积物质为完全电离的氢。辐射与吸积物质的主要作用力来自于光子与带电粒子的汤姆逊散射。

散射截面与粒子质量的关系  $\sigma_T \propto \frac{1}{m^2}$

电子质子质量比  $\frac{m_e}{m_p} \approx 5 \times 10^{-4}$

电子质子截面比  $\frac{\sigma_T(e)}{\sigma_T(p)} \cong 3 \times 10^6$

辐射与吸积物质的主要作用是光子与电子的汤姆逊散射

# 爱丁顿极限：光压=引力时吸积停止

电子-质子对，距离致密星体距离为 $R$ ，所受引力：

$$GM(m_p + m_e)/R^2 \approx GMm_p/R^2$$

光子能量 $h\nu$ ，动量 $p = h\nu/c$ 。力是动量随时间的变化率 $f = dp/dt$ 。一堆光子产生的辐射压  $d(\Sigma h\nu/c)/dt = L/c$ ，其中 $L$ 是单位时间辐射的能量即光度 (erg/s)。一个电子所受辐射压为  $L\sigma_T/(4\pi R^2 c)$

$$\frac{L_{\text{Edd}}\sigma_T}{4\pi R^2 c} = \frac{GMm_p}{R^2} \quad \longrightarrow \quad L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c GMm_p}{\sigma_T}$$

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1}$$

会不会质子被引力带入吸积体，电子被辐射压吹跑？

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1}$$

## 致密星体可以达到的最高光度

中子星:  $M \sim 1 M_{\odot}$ ,  $L_{\text{Edd}} \sim 10^{38} \text{ erg/s}$

恒星级质量黑洞:  $M \sim 10 M_{\odot}$ ,  $L_{\text{Edd}} \sim 10^{39} \text{ erg/s}$

超大质量黑洞, 如果  $M = 10^6 M_{\odot}$ , 则  $L_{\text{Edd}} = 10^{44} \text{ erg/s}$ ,  
和星系总光度相当!

# 典型温度

定义温度  $T_{\text{rad}}$  使得出射光子  $h\nu \sim kT_{\text{rad}}$

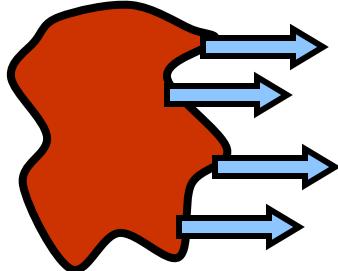
- 如果吸积能以黑体辐射形式释放

$$T_b = \left( L_{\text{acc}} / 4\pi R^2 \sigma \right)^{1/4}$$

- 如果吸积能全部转换成热能

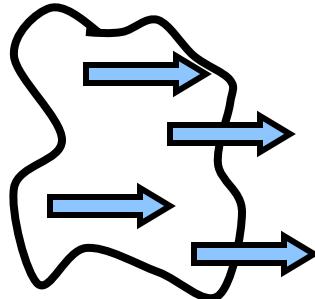
$$G \frac{M(m_p + m_e)}{R} = 2 \times \frac{3}{2} k T_{\text{th}} \rightarrow T_{\text{th}} = \frac{GMm_p}{3kR}$$

- 光学厚：辐射达到热平衡



$$T_{\text{rad}} \sim T_b$$

- 光学薄：吸积能转换成辐射后光子立即逃逸



$$T_{\text{rad}} \sim T_{\text{th}}$$

# 出射光子能量

$$T_{\text{b}} \leq T_{\text{rad}} \leq T_{\text{th}}$$

中子星,  $M=1 M_{\odot}$ ,  $L=10^{38} \text{ ergs/s}$ ,  $R=10 \text{ km}$

$$1 \text{ keV} \leq h\nu \leq 50 \text{ MeV}$$

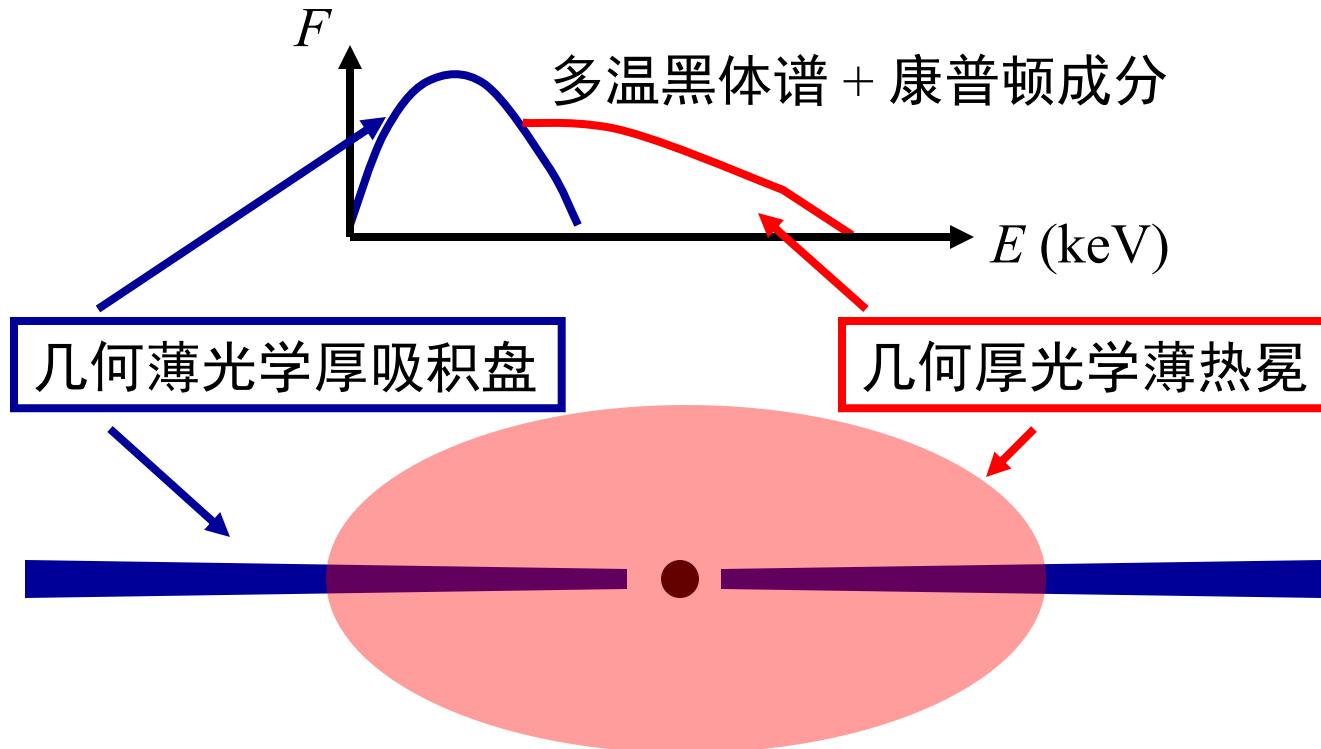
软X射线、硬X射线, 甚至伽马射线

白矮星,  $M=1 M_{\odot}$ ,  $L=10^{33} \text{ ergs/s}$ ,  $R=5000 \text{ km}$

$$6 \text{ eV} \leq h\nu \leq 100 \text{ keV}$$

光学、UV、X射线

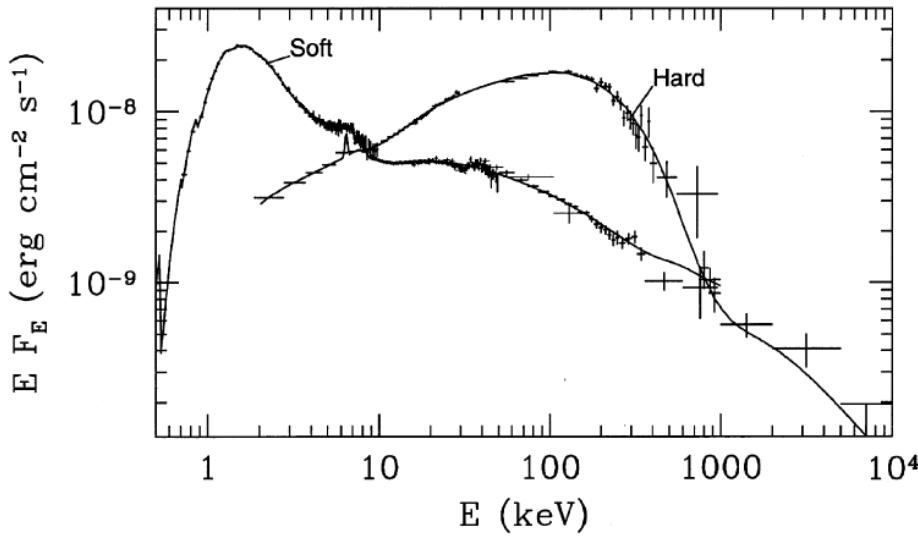
# X射线双星辐射的标准图像



辐射成分：光学厚吸积盘产生多温黑体谱  
光学薄的热冕产生幂律或者逆康普顿散射谱

# 两种成分的竞争：谱态转换

谱态转换最早发现于Cyg X-1，  
从低硬态到高软态的转换



HID q-diagram与谱态转换



# 标准薄盘的多温黑体谱辐射

假设

- 稳定薄盘，吸积物质作开普勒运动
- 质量守恒，质量吸积率不随半径变化 ( $\dot{m}$  = 常数)

由于某些不稳定性，吸积物质损失角动量向内部缓慢迁移，根据能量守恒，释放的势能等于动能和内能的增加

$$\Delta U = \Delta E_i + \Delta E_k$$

假设用了  $\Delta t$  时间，吸积物质从半径  $R$  转移到  $R - \Delta R$ ，释放的引力势能

$$\Delta U = GM\Delta m\Delta R/R^2$$

增加的轨道动能

$$\Delta E_k = 1/2GM\Delta m\Delta R/R^2$$

# 标准薄盘的多温黑体谱辐射

内能的增加 = 释放的引力势能 – 动能的增加

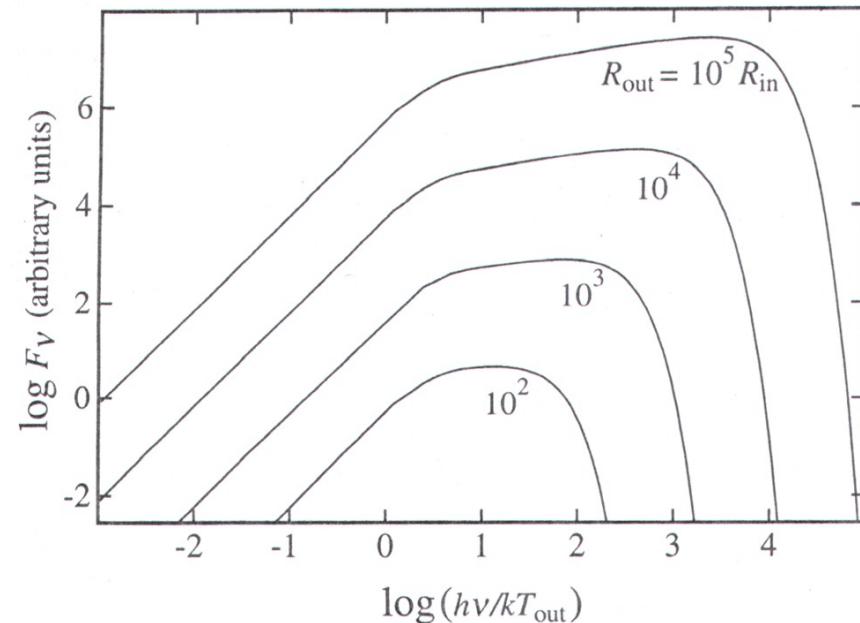
$$\Delta E_i = 1/2 GM \Delta m \Delta R / R^2$$

内能以黑体形式释放

$$\Delta E_i = 2 * 2\pi R \Delta R \sigma T^4 \Delta t$$

多温黑体谱

$$T \propto R^{-3/4}$$



# 吸积盘光度

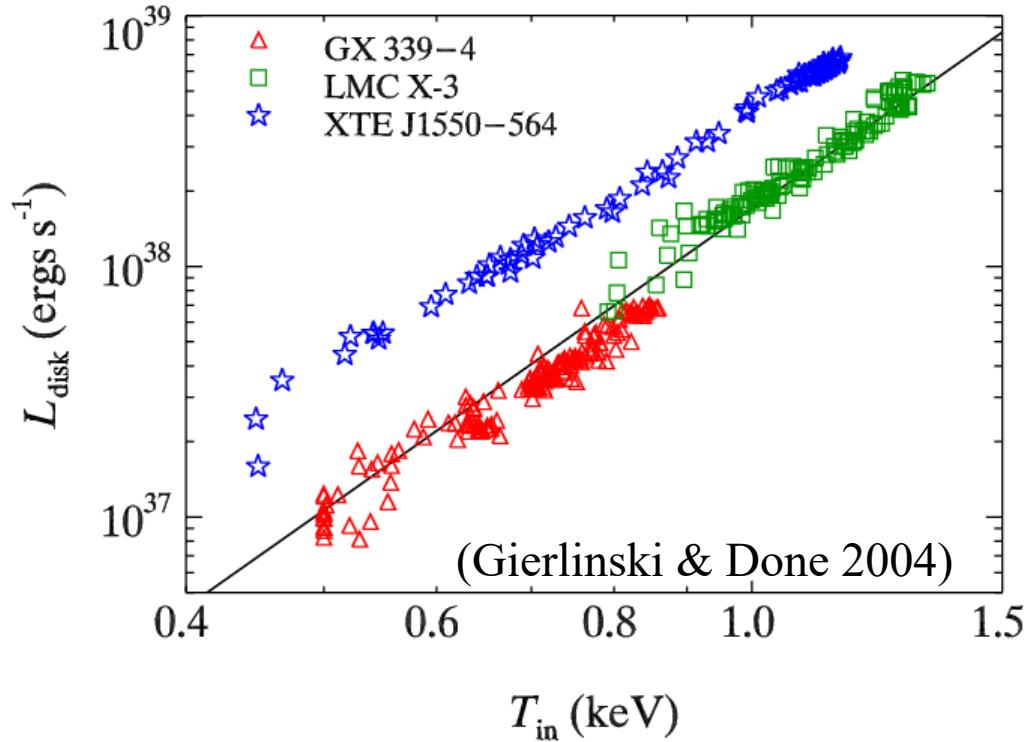
薄盘温度随与半径的关系  $T(r) = \frac{T_{\text{in}}}{R_{\text{in}}^{-3/4}} r^{-3/4}$

$$\begin{aligned} L_{\text{disk}} &= 2 \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \sigma T^4(r) 2\pi r dr = 4\pi\sigma \frac{T_{\text{in}}^4}{R_{\text{in}}^{-3}} \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} r^{-2} dr \\ &= 4\pi\sigma R_{\text{in}}^3 T_{\text{in}}^4 \left( R_{\text{in}}^{-1} - R_{\text{out}}^{-1} \right) = 4\pi\sigma R_{\text{in}}^2 T_{\text{in}}^4 \left( 1 - \frac{R_{\text{in}}}{R_{\text{out}}} \right) \\ &\approx 4\pi\sigma R_{\text{in}}^2 T_{\text{in}}^4 \end{aligned}$$

$L_{\text{disk}} \propto T_{\text{in}}^4$  的充要条件： $R_{\text{in}}$  为常数

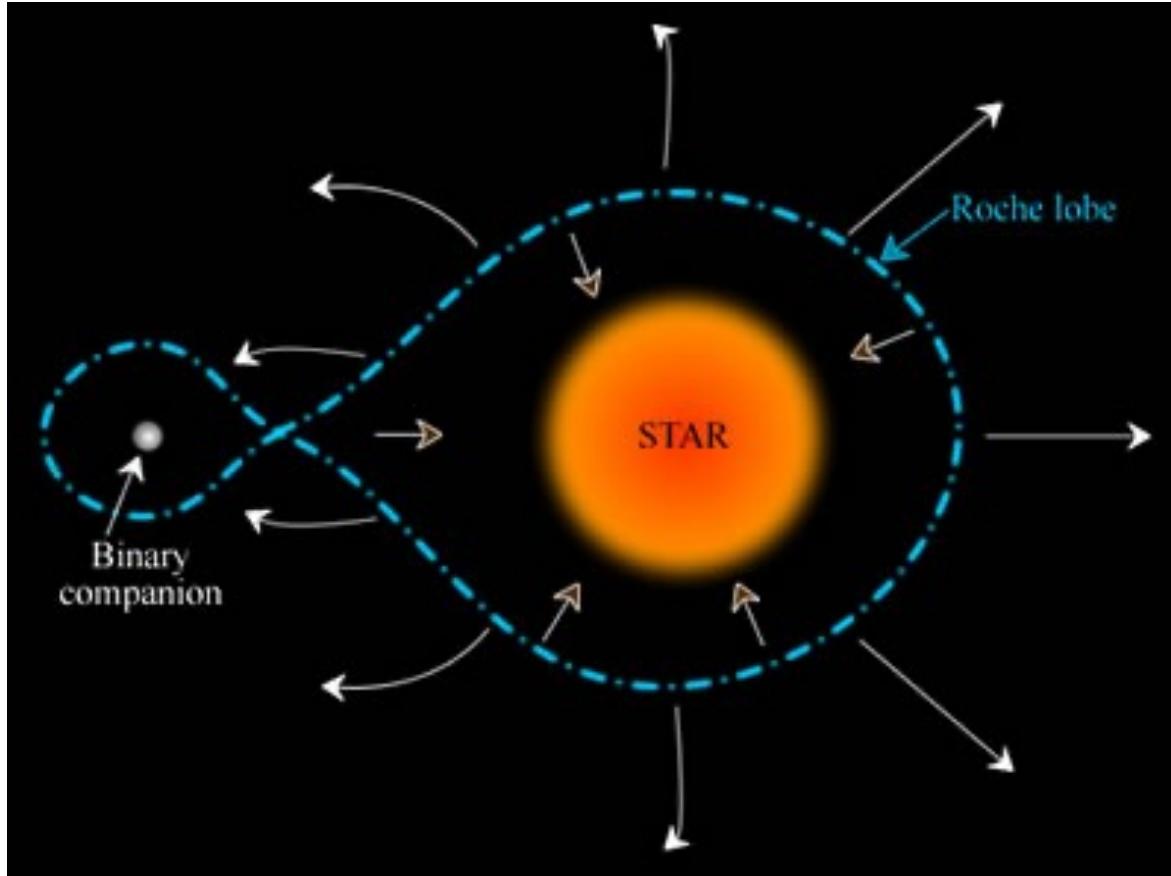
$R_{\text{in}}$  为常数暗示着什么？有什么意义？

# 黑洞热主导态吸积盘内半径温度和光度的关系

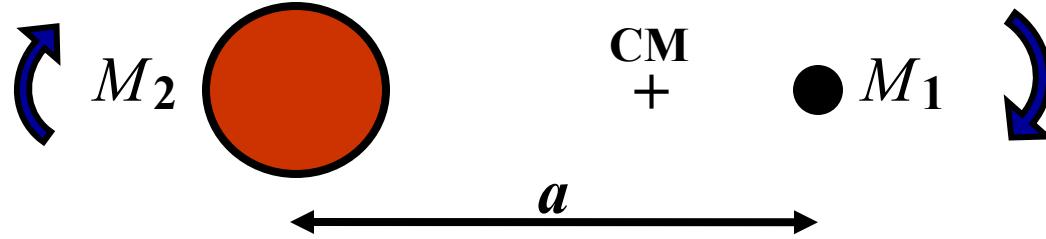


吸积盘内半径 = 最内稳定圆形轨道 (ISCO) 半径  
 $R_{\text{ISCO}}$ 由黑洞质量和自旋确定

# 双星中的物质转移：洛希瓣溢出吸积



## 双星轨道



致密星体质量 =  $M_1 = m_1 M_\odot$

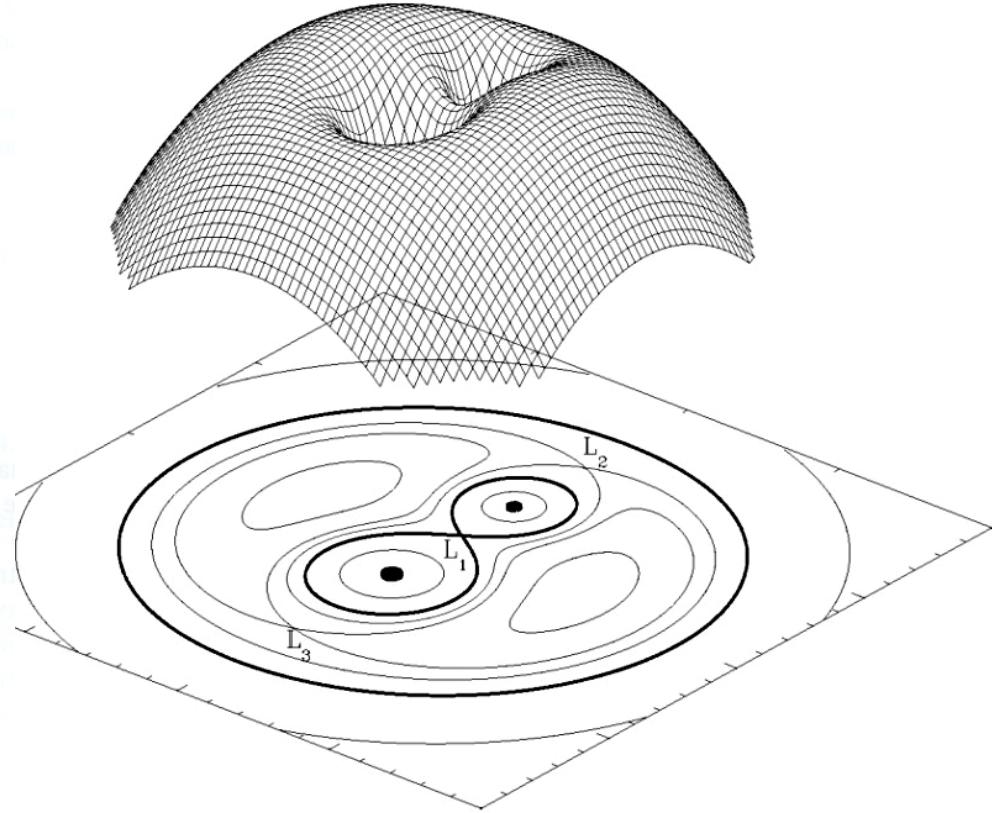
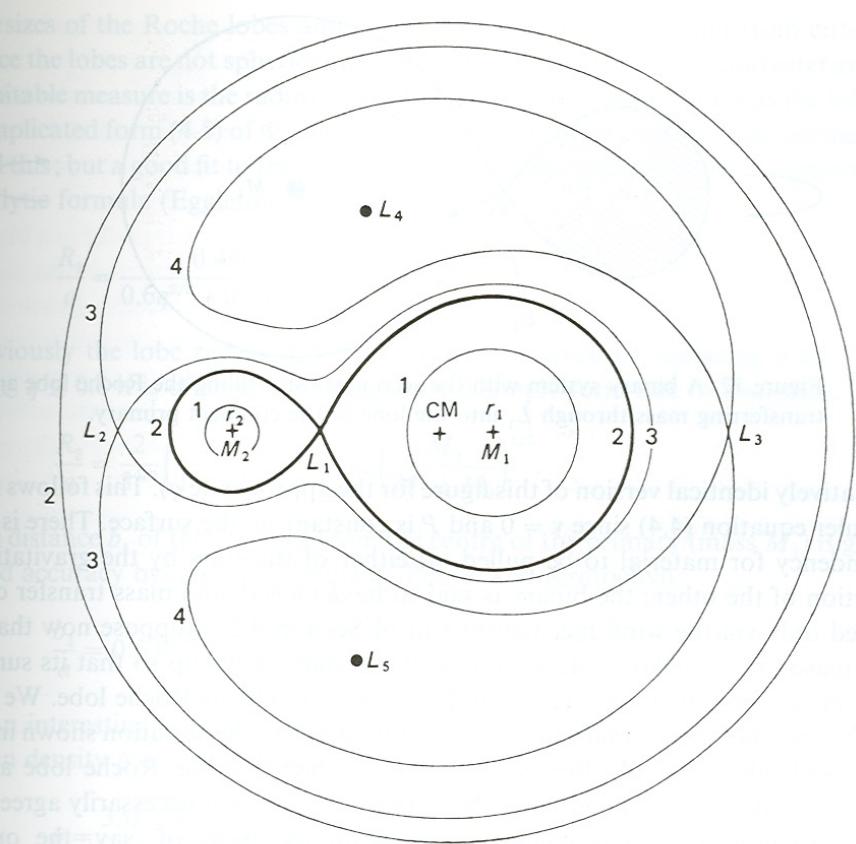
普通恒星质量 =  $M_2 = m_2 M_\odot$

双星距离 =  $a$ , 质量比  $q = M_2/M_1$ , 共转周期 =  $P$

开普勒定律  $4\pi^2 a^3 = G(M_1 + M_2)P^2$

双星距离  $a = 3.5 \times 10^{10} m_1^{1/3} (1+q)^{1/3} P_{\text{hr}}^{2/3} \text{ cm}$

# 洛希等势面



洛希半径：星体质心到 $L_1$ 点的距离

$$\frac{R_2}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}$$

数值拟合结果  
(Eggleton 1983)

当  $0.1 < q < 0.8$  时，可近似为

$$\frac{R_2}{a} = 0.462 \left( \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^{1/3}$$

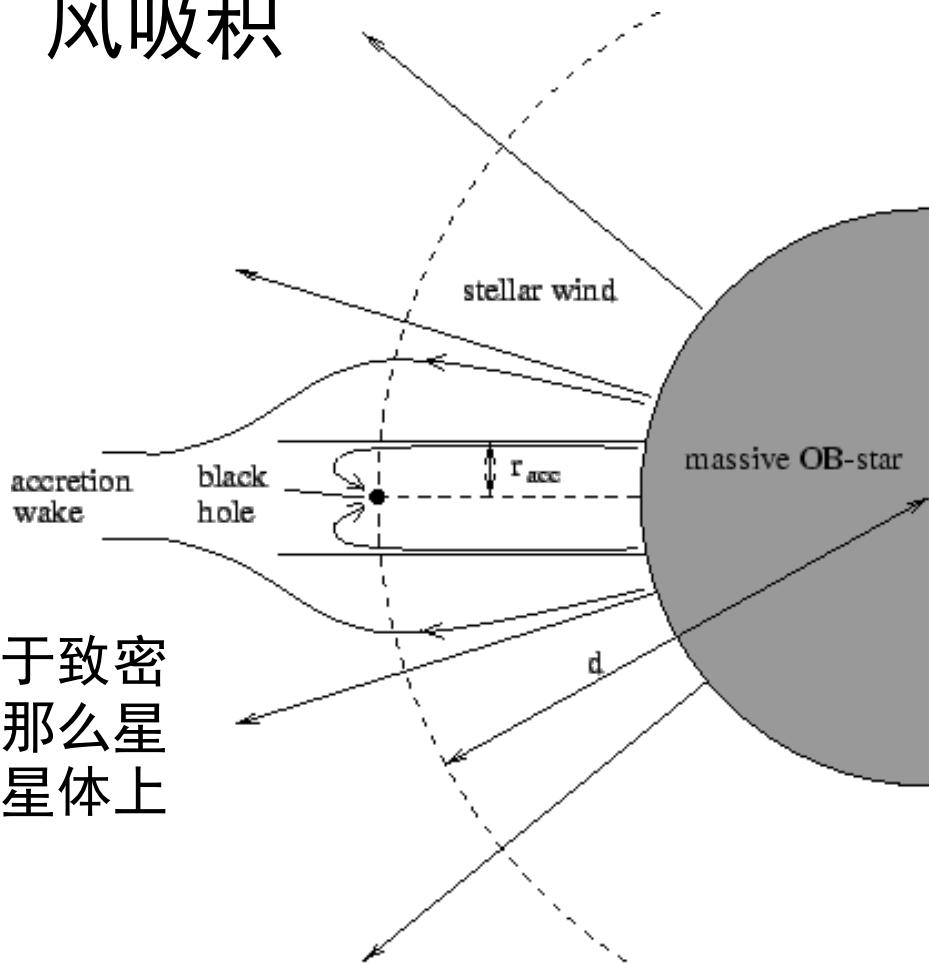
恒星的平均密度

$$\bar{\rho} \approx \frac{3M_2}{4\pi R_2^3} \cong 110 P_{\text{hr}}^{-2} \text{ g cm}^{-3}$$

洛希瓣溢出吸积，通过双星周期即可确定伴星密度

# 双星中的物质转移：风吸积

## Wind-fed accretion



如果星风的速度小于致密星体的逃逸速度，那么星风就会被吸积到密星体上

大质量恒星，通常是OB型恒星，通过辐射压驱动星风

质量损失率  $\dot{M}_w \approx 10^{-6} - 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$

速度  $v(R) \approx v_\infty (1 - R_* / R)^\beta$        $\beta \approx 1/2$

最终速度 (terminal velocity)  $v_\infty \approx 3v_{\text{esc}} = 3(2GM_*/R_*)^{1/2}$

俘获半径  $R_a = \frac{2GM_1}{v_{\text{rel}}^2}$        $v_{\text{rel}}^2 = v_1^2 + v_w^2$

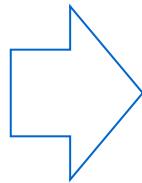
$v_{\text{rel}}$ 是星风相对于致密星体的速度

$v_1$ 是致密星体的轨道速度

$v_w$ 是星风在  $R = a$  处的速度

吸积率  $\dot{M}_a = \pi R_a^2 \rho_w v_{\text{rel}}$

其中星风密度  $\rho_w = \dot{M}_w / 4\pi a^2 v_w$



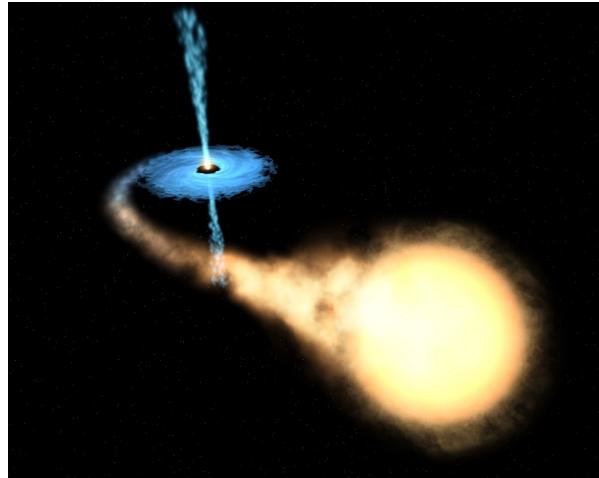
$$\dot{M}_a = \frac{1}{4} (R_a / a)^2 (v_{\text{rel}} / v_w) \dot{M}_w$$

相比洛希瓣溢出吸积，风吸积的吸积率一般较低，  
相应的X射线双星的光度也较小。

# 两类X射线双星

## 低质量X射线双星

Low Mass X-ray Binaries (LMXBs)



洛希瓣溢出吸积

## 高质量X射线双星

High Mass X-ray Binaries (HMXBs)

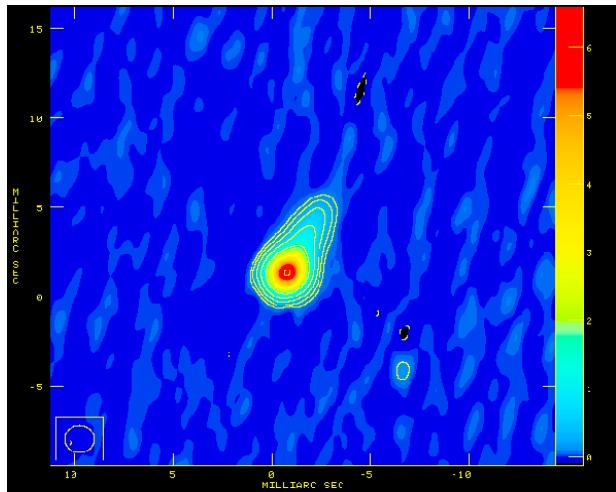


星风吸积

年龄不同、演化历史不同、吸积模式不同、辐射行为不同.....

# X射线双星中的喷流：两类不同的喷流

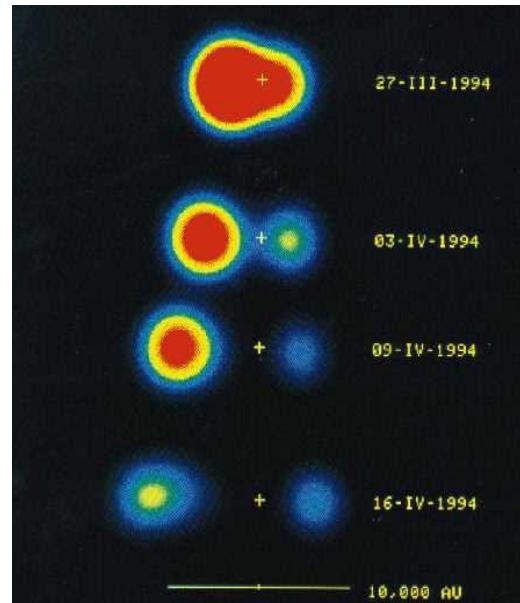
致密喷流，AU尺度  
持续喷发，在硬态产生



Cygnus X-1 8.4GHz  
Stirling et al. 2001

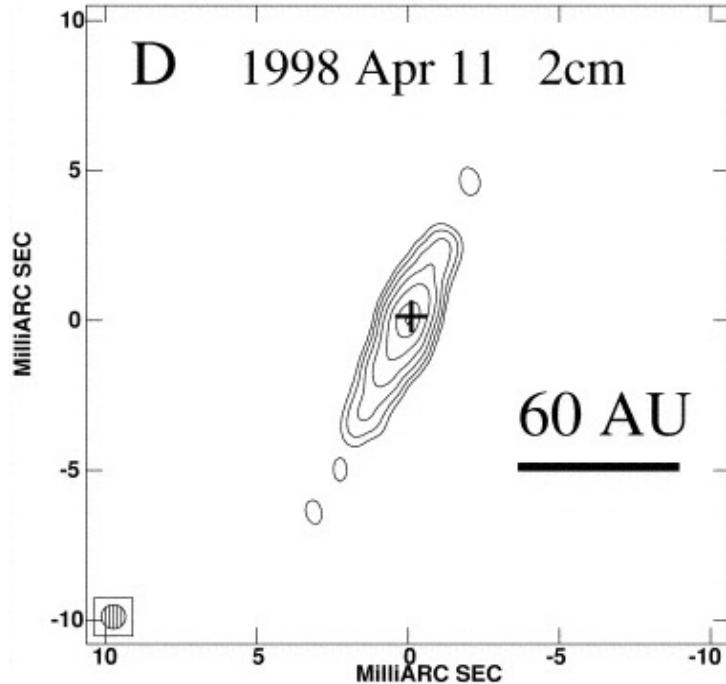
$$1 \text{ parsec} = 206,265 \text{ AU}$$

大尺度喷流，可达pc尺度  
离散喷发，在态转换时产生



GRS 1915+105  
Mirabel & Rodríguez 1994

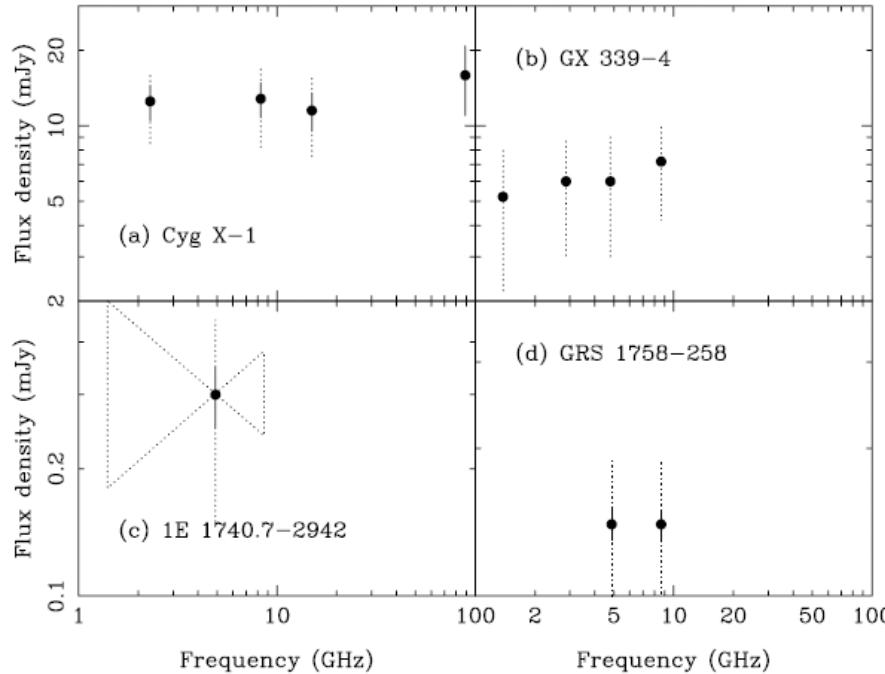
# 致密喷流 (Compact Jets)



GRS 1915+105  
(Dhawan et al. 2000)

空间尺度小，AU量级（毫角秒），必须用VLBA观测才能分辨。射电辐射是非热辐射，可能是光学厚自吸收同步辐射。

# 致密喷流的射电能谱

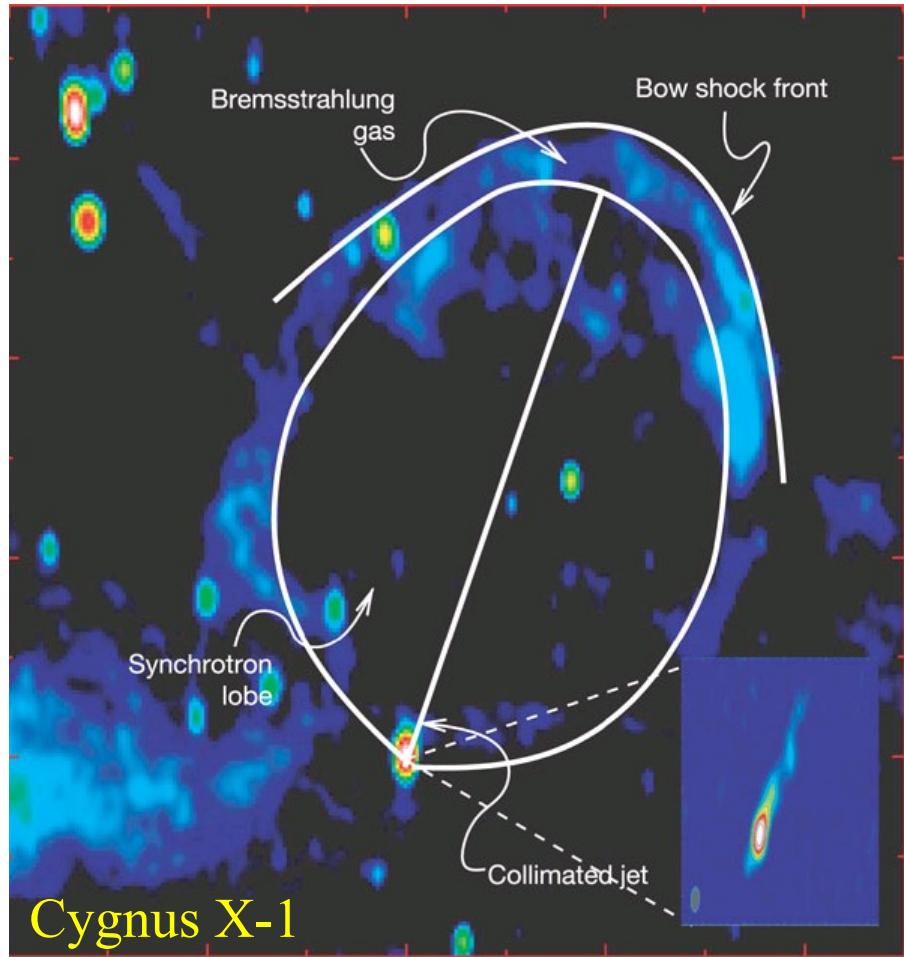


能谱  $F_\nu \propto \nu^\alpha$   
 $\alpha \approx 0$  (flat) 或者  
 $\alpha$  略大于0 (inverted)

(Fender et al. 2001)

观测到的光学薄同步辐射产生幂律谱  $\alpha$  都小于0，一般  $-1 \leq \alpha \leq -0.5$ 。所以，致密喷流的辐射可能光学厚带（部分）自吸收的同步辐射。

# 喷流与周围介质作用来推算喷流功率



喷流注入星际介质后与介质发生作用产生激波，激波加热气体后产生韧致辐射。由于边缘增量，我们只看到球壳的外边缘。球壳厚度  $1.6 \times 10^{18}$  cm，直径约  $3 \times 10^{19}$  cm。

与AGN的射电瓣类似！

(Gallo et al. 2005)

环的平均亮度  $L_{1.4\text{GHz}} = 10^{18} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{beam}^{-1}$

一个beam的体积约  $V = 4 \times 10^{53} \text{ cm}^3$

韧致辐射的辐射率  $\varepsilon \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$   $L_{1.4\text{GHz}} = V\varepsilon$

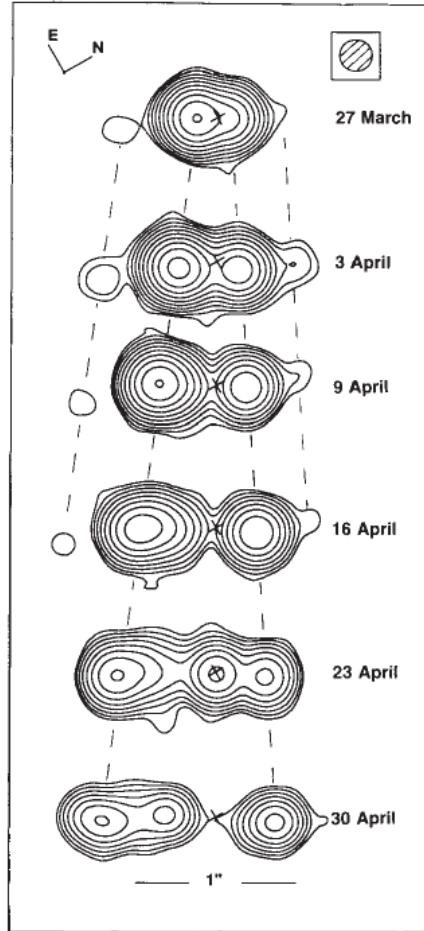
$$\varepsilon = 6.8 \times 10^{-38} g(\nu, T) T^{-1/2} n_e^2 \exp(h\nu/kT)$$

Gaunt factor:  $g \approx 6$  电子温度  $T \approx 10^4 \text{ K}$

⇒  $n_e \approx 25 \text{ cm}^{-3}$   $T \approx 10^4 \text{ K}$ 时的电离比例约0.02,  
所以总粒子密度 ⇒  $n_t \approx 1300 \text{ cm}^{-3}$

由密度、温度、尺度可估算出喷流的总能量，根据Kaiser & Alexander (1997) 模型，Gallo et al. (2005) 估算出喷流的平均功率为  $9 \times 10^{35} - 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$ ，占X射线辐射总光度的0.03-0.5。

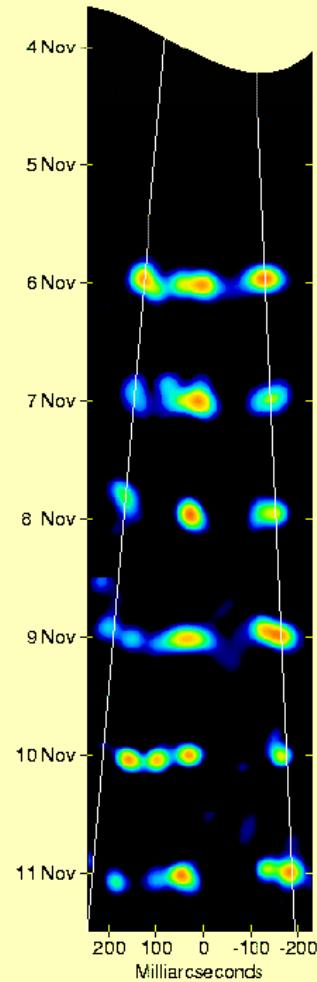
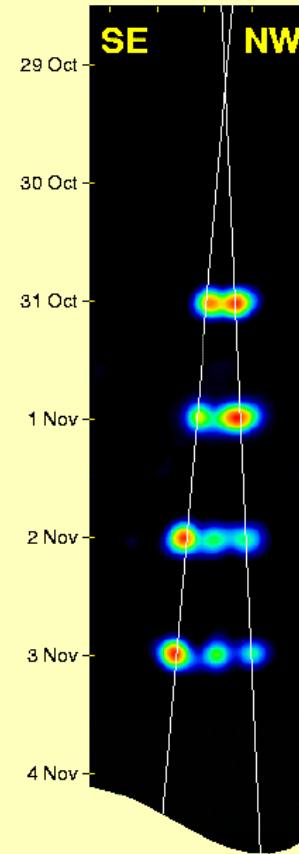
# 大尺度喷流：超光速运动？



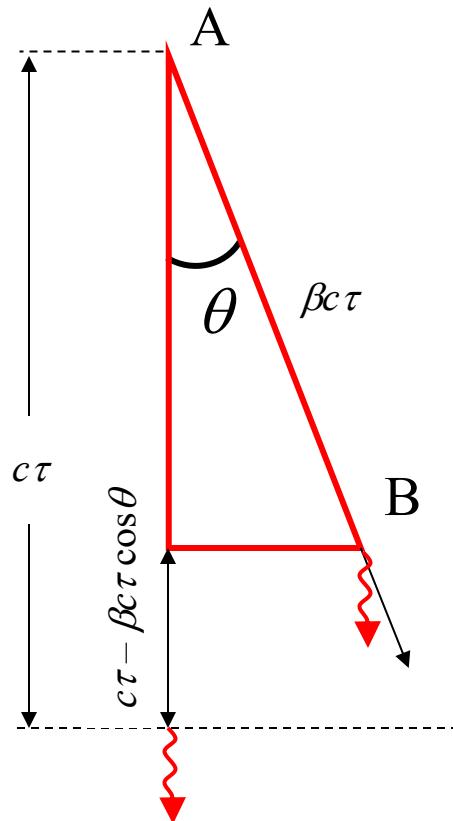
VLA

MERLIN

GRS1915+105 4994 MHz



假设喷流的速度为 $\beta c$ , 与观测者视线夹角为 $\theta$ , 经过时间 $\tau$ 从A点运行到B点。



在天上投影距离  $d = \beta c \tau \sin \theta$

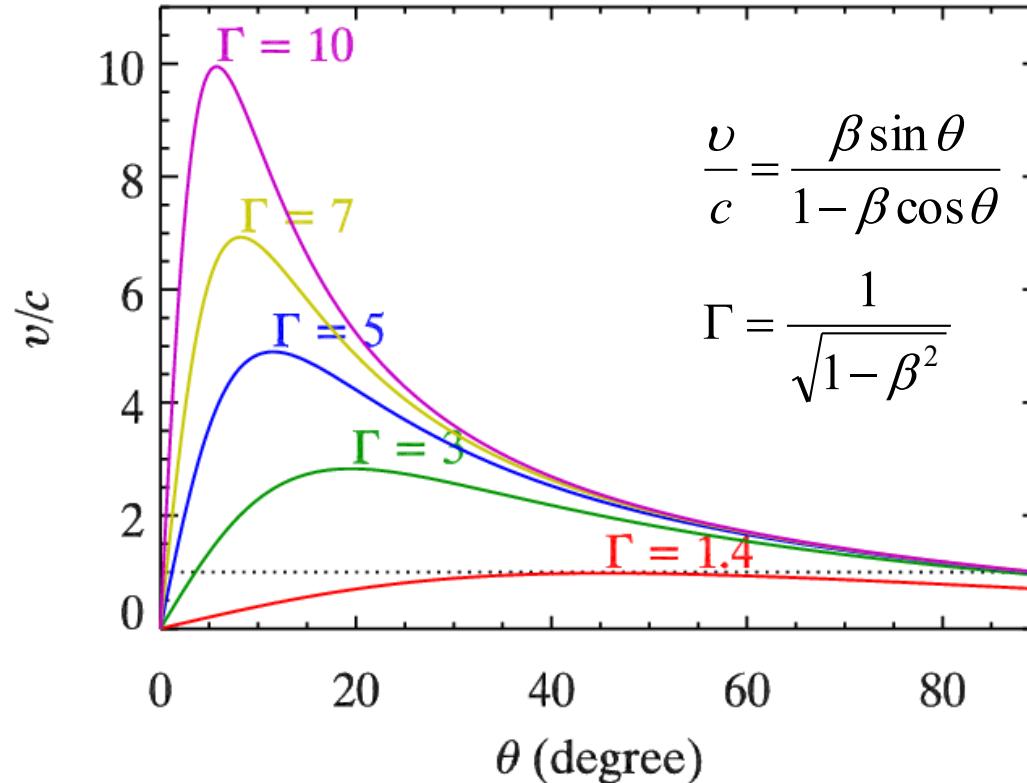
当喷流到达B点时, 它在A点辐射的光子已经运行了距离 $c\tau$ , 领先B点光子距离 $c\tau - \beta c\tau \cos \theta$ , 所以, 观测者观测到的A点光子与B点光子的时间差

$$\delta t = \tau - \beta \tau \cos \theta$$

观测到的喷流速度

$$v = \frac{\beta c \tau \sin \theta}{\tau - \beta \tau \cos \theta} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} c$$

# 不同洛仑兹因子的喷流对应的自行速度



当  $\beta > \frac{1}{\sqrt{2}}$ ,  $\Gamma > \sqrt{2}$  才有可能出现视超光速

自行角速度	接近的喷流 $\mu_a = \frac{\beta \sin \theta}{(1 - \beta \cos \theta)} \frac{c}{D}$
	退行的喷流 $\mu_r = \frac{\beta \sin \theta}{(1 + \beta \cos \theta)} \frac{c}{D}$

如果同时测得接近与退行喷流的自行速度

$$\beta \cos \theta = \frac{\mu_a - \mu_r}{\mu_a + \mu_r}$$

$$D = \frac{c \tan \theta}{2} \frac{\mu_a - \mu_r}{\mu_a \mu_r}$$

得到距离的上限	$D \leq \frac{c}{\sqrt{\mu_a \mu_r}}$
---------	---------------------------------------

如果距离已知，可以求出喷流速度和倾角

# 喷流辐射的相对论效应

相对论运动引起频率改变，由洛仑兹变换可得

$$\text{喷流的多普勒因子 } \delta_a = \frac{\nu_a}{\nu_0} = \Gamma^{-1} (1 - \beta \cos \theta)^{-1}$$
$$\delta_r = \frac{\nu_r}{\nu_0} = \Gamma^{-1} (1 + \beta \cos \theta)^{-1}$$

假设喷流辐射的能谱是幂律谱  $S_\nu = \nu^\alpha$

观测到的辐射  
的流量比

$$\frac{S_a}{S_0} = \delta_a^{k-\alpha} \quad \frac{S_r}{S_0} = \delta_r^{k-\alpha}$$

连续喷流  $k=2$ , 离散喷流  $k=3$

## 两个喷流离核心同样距离处的流强比

$$\frac{S_a}{S_r} = \left( \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{k-\alpha}$$

GRS 1915+105 1994年3月19日的爆发，测得

$$\beta \cos \theta = 0.323 \quad \alpha = -0.8$$

根据  $k$  的取值  $\frac{S_a}{S_r} \approx 6.5 - 12.8$

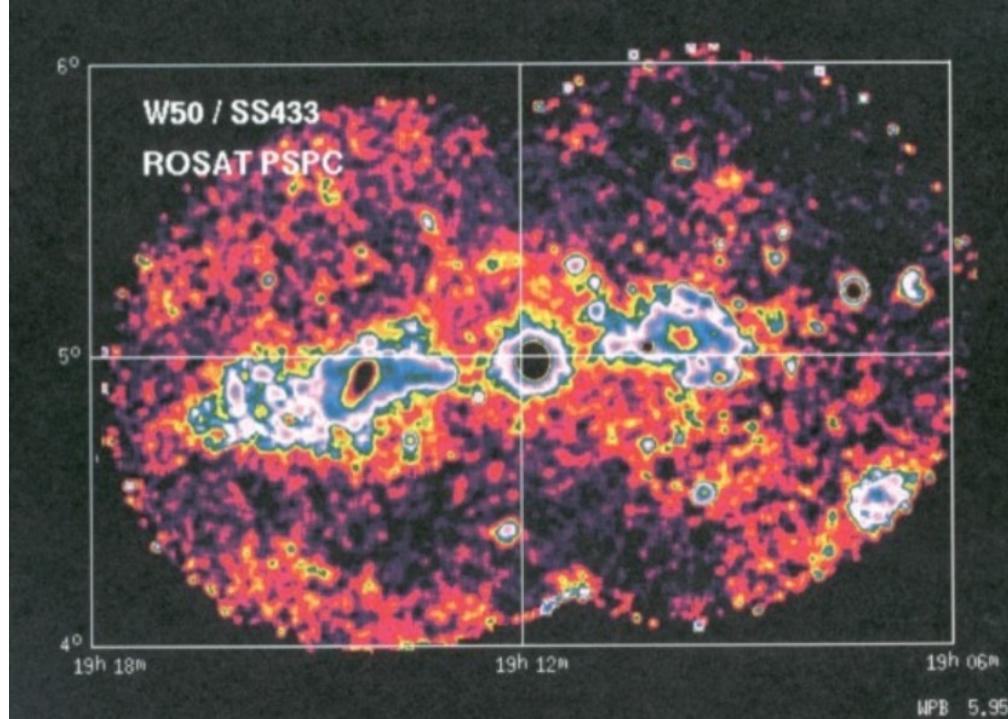
实际测量得到  $S_a/S_r = 8 \pm 1$ ,  $k = 2.3$  更像连续源

通过流强可以判断哪个喷流在接近我们，哪个是退行的

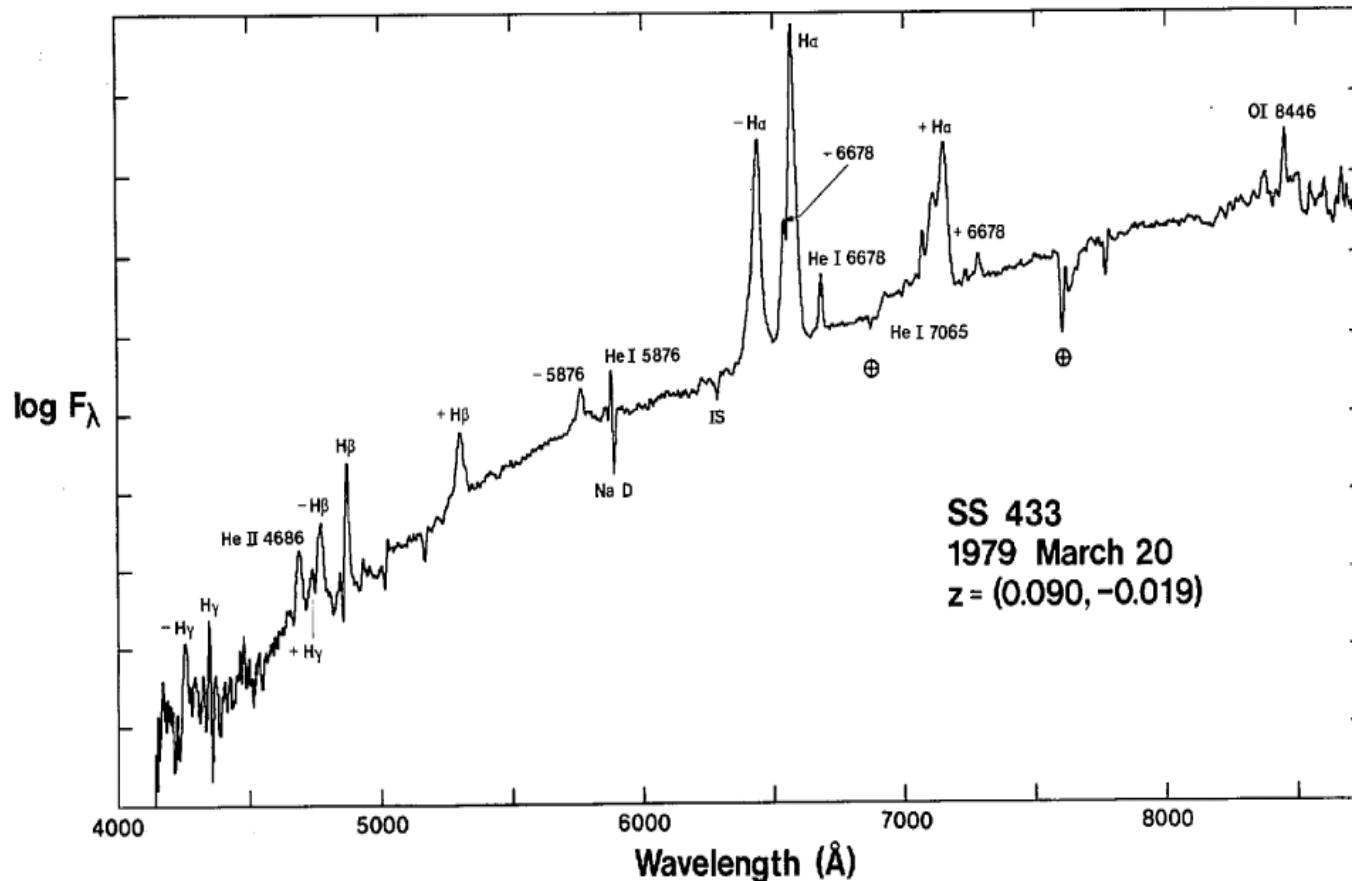
# 喷流的物质成分

“电子/正电子” 还是 “电子/重子” ?

银河系中一个非常重要的喷流源： SS 433

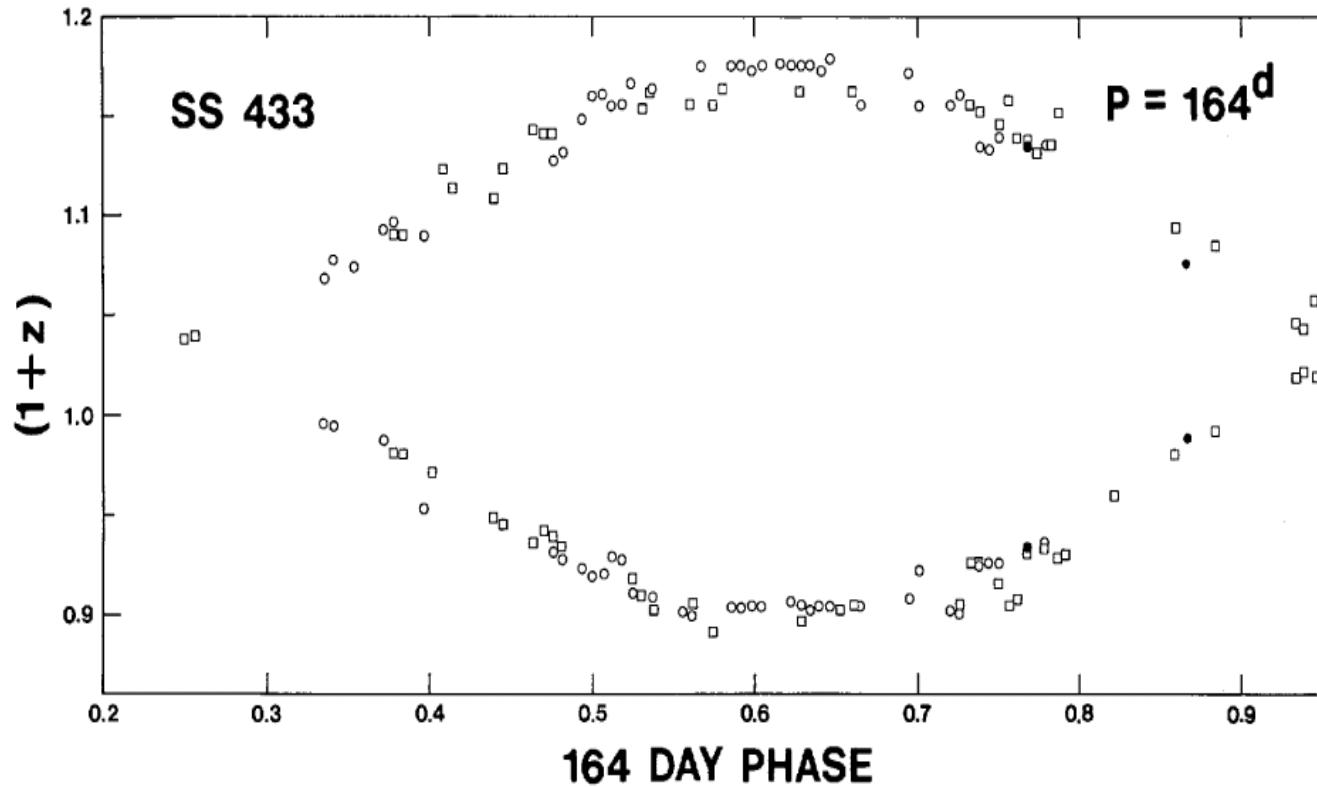


# SS 433喷流的光学能谱：红移和蓝移的巴尔末及He I线系



(Margon et al. 1979)

# SS 433 H $\beta$ 辐射线的速度变化：以164天为周期变化速度



喷流在进动

喷流速度0.26c

# SS 433喷流的运动学模型

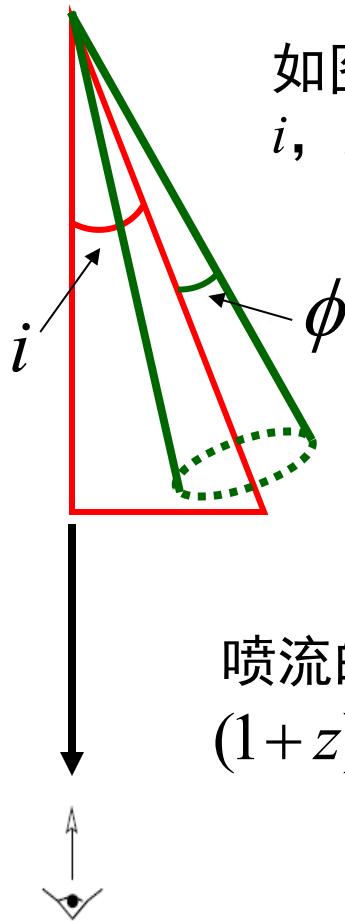
红移与波长频率关系

$$1+z = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\nu_0}{\nu} = \frac{1}{\delta}$$

无进动喷流多普勒红移

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\lambda_a}{\lambda_0} = \Gamma(1 - \beta \cos \theta) \\ \frac{\lambda_r}{\lambda_0} = \Gamma(1 + \beta \cos \theta) \\ \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{array} \right.$$

如图，假设喷流进动的中心轴倾角为  
 $i$ ，进动张角为  $\phi$ ，进动角频率为  $\omega$



进动引起倾角  $\theta$  随时间改变，最大倾角为  $i + \phi$ ，最小倾角为  $i - \phi$

$$\cos \theta = \sin i \sin \phi \cos \omega t + \cos i \cos \phi$$

喷流的运动学方程为

$$(1+z) = \Gamma [1 \pm \beta (\sin i \cos \phi \cos \omega t \pm \cos i \cos \phi)]$$

## 通过拟合得到喷流的参数

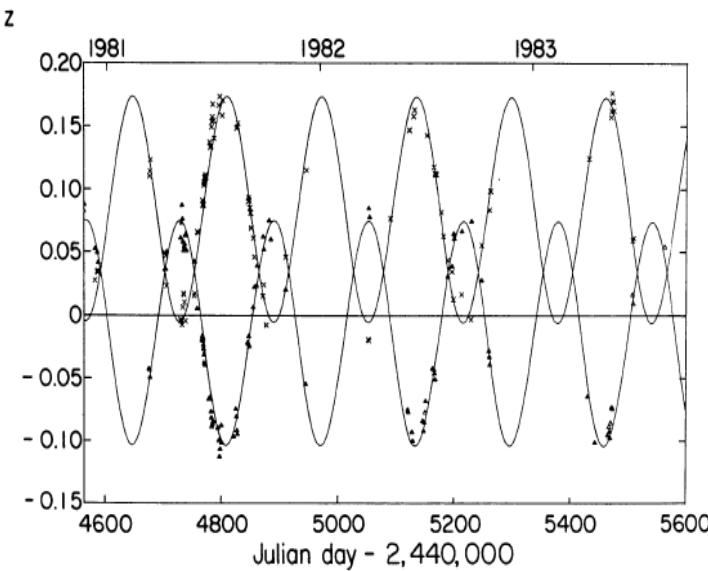
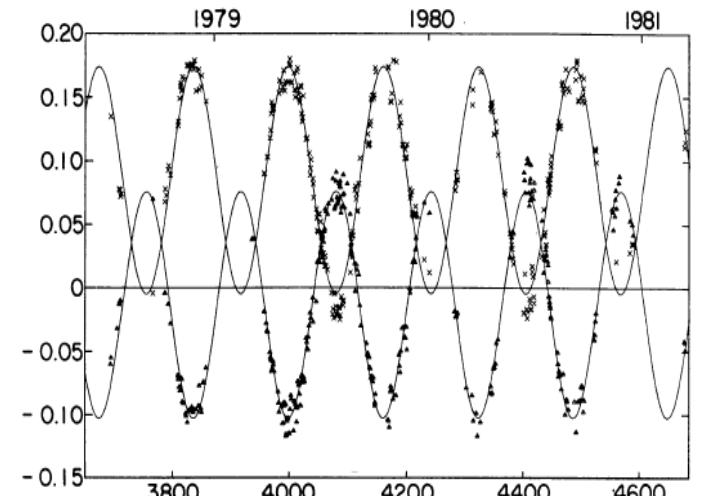
$$\beta = 0.26$$

$$i = 78.82^\circ$$

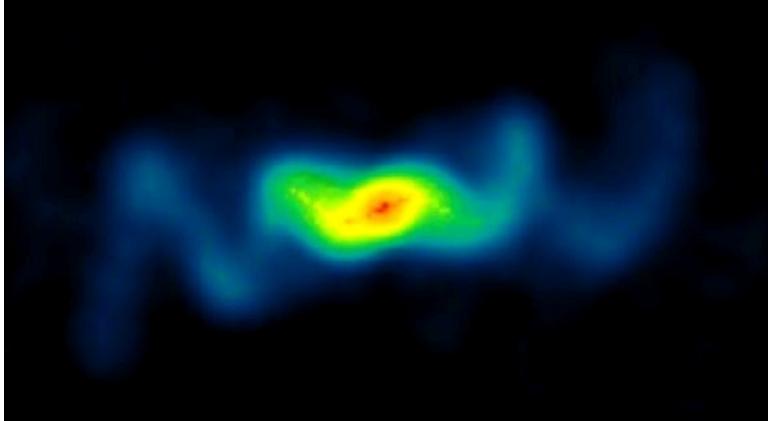
$$\phi = 19.80^\circ$$

$$P = 162.532 \text{ day}$$

(Margon 1984)

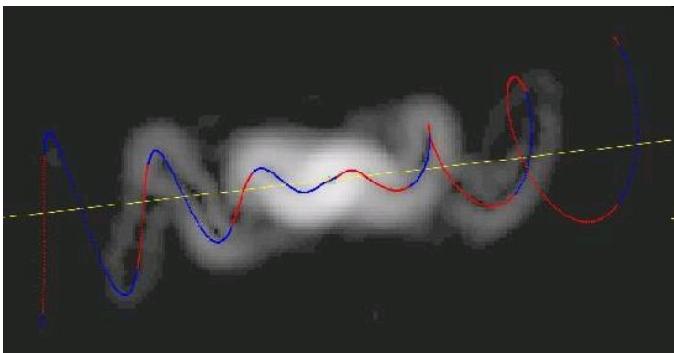


# VLA对SS 433的深度观测：双侧喷流速度同时改变

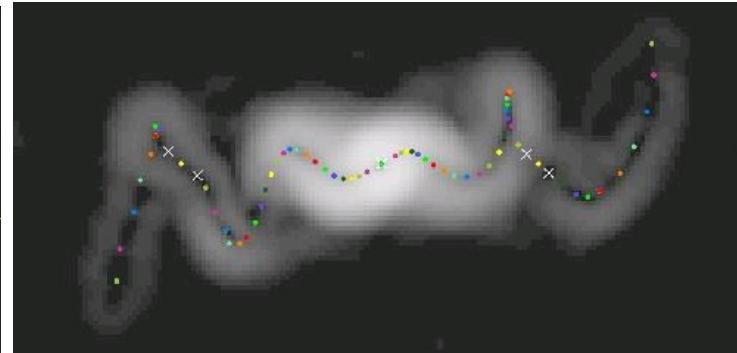


变化范围  $0.24c-0.28c$

恒速模型无法拟合

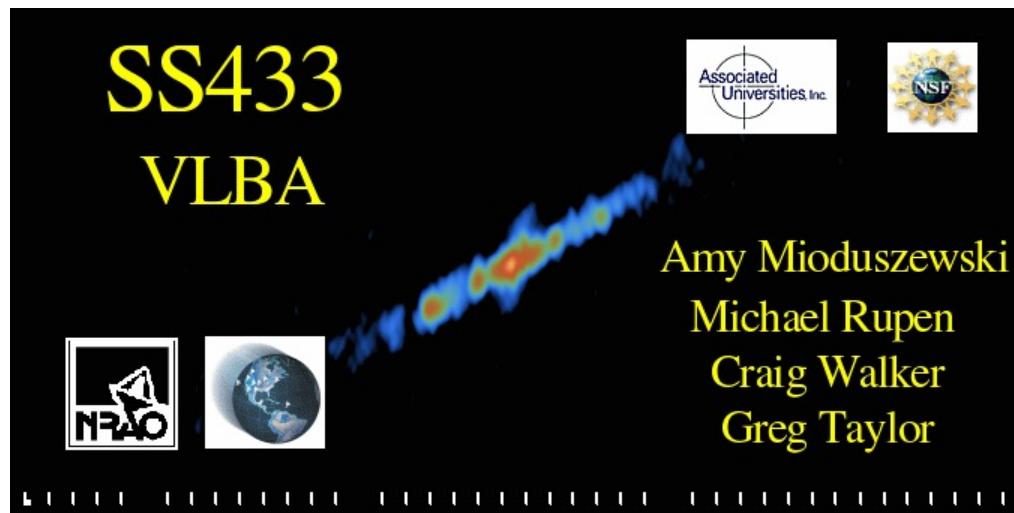
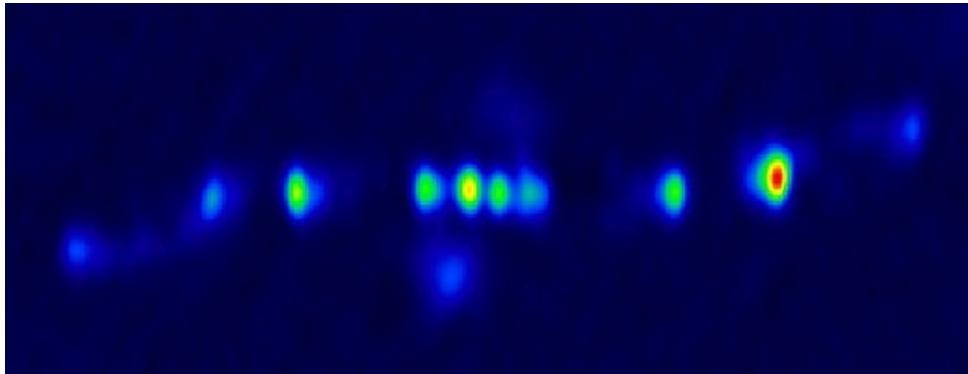


变速模型可以拟合

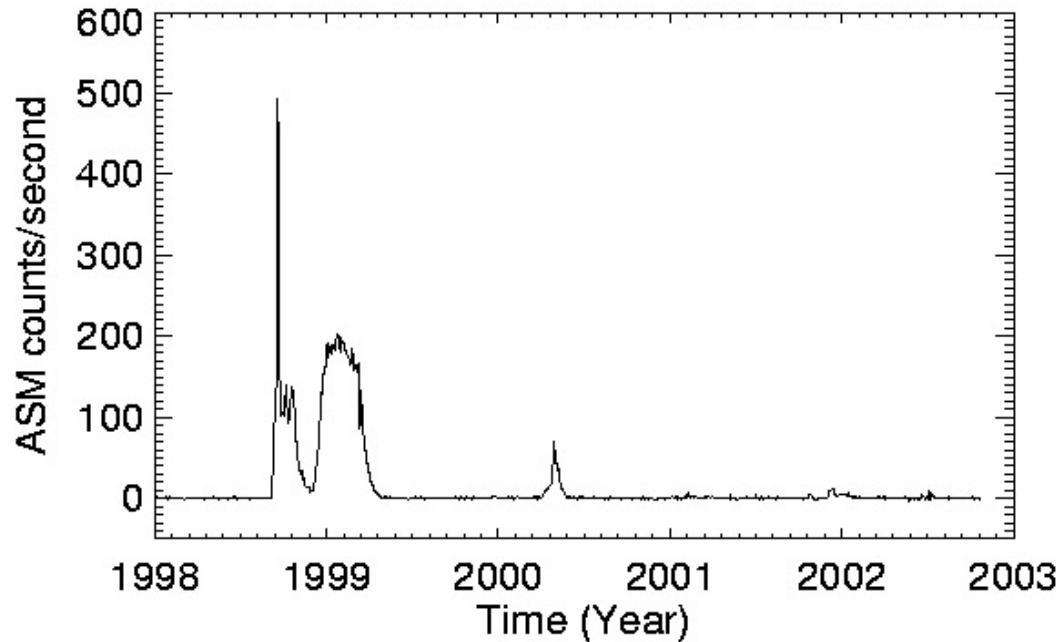


(Blundell & Bowler 2004)

# VLBA对SS 433的高分辨率观测

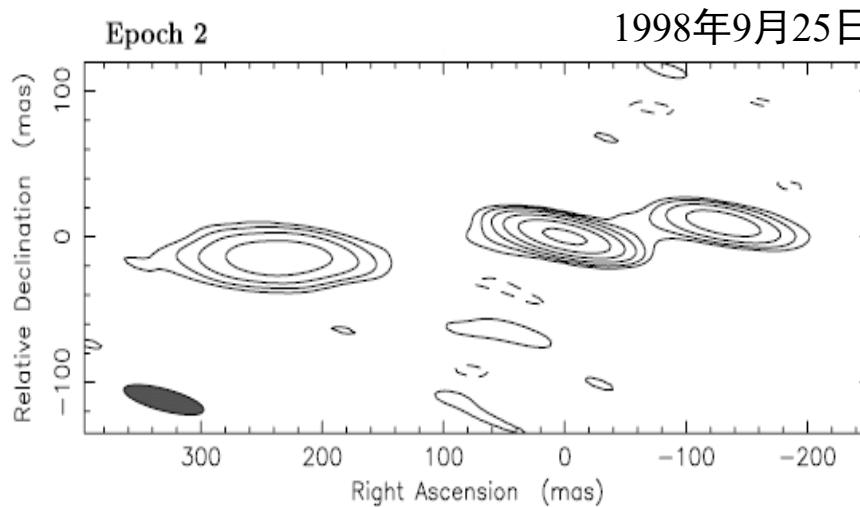
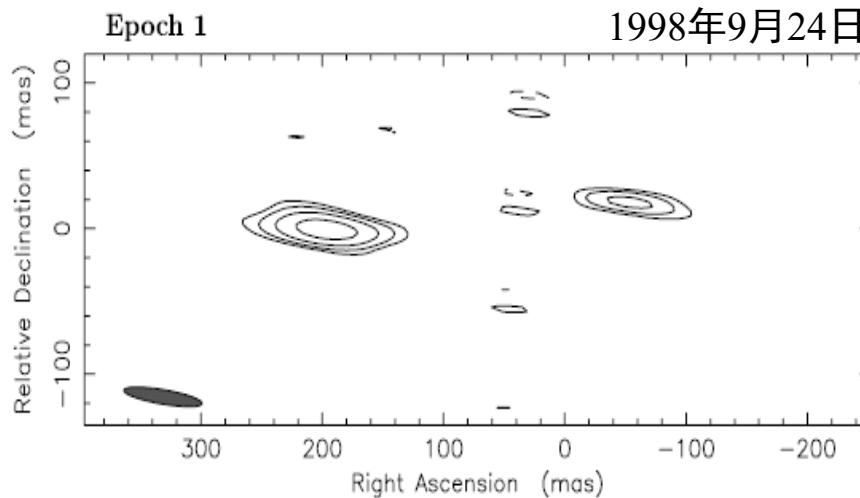


# 大尺度喷流与环境的相互作用



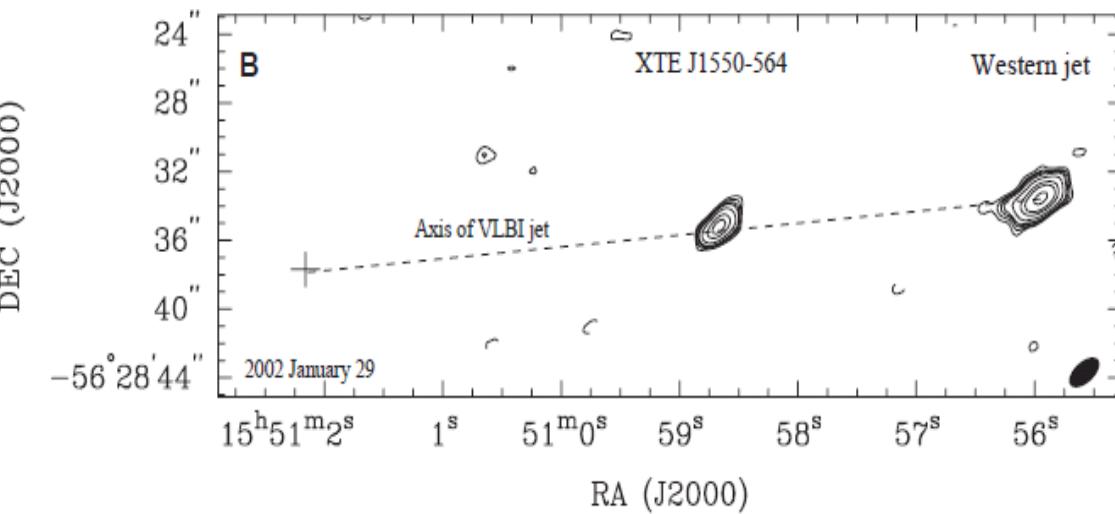
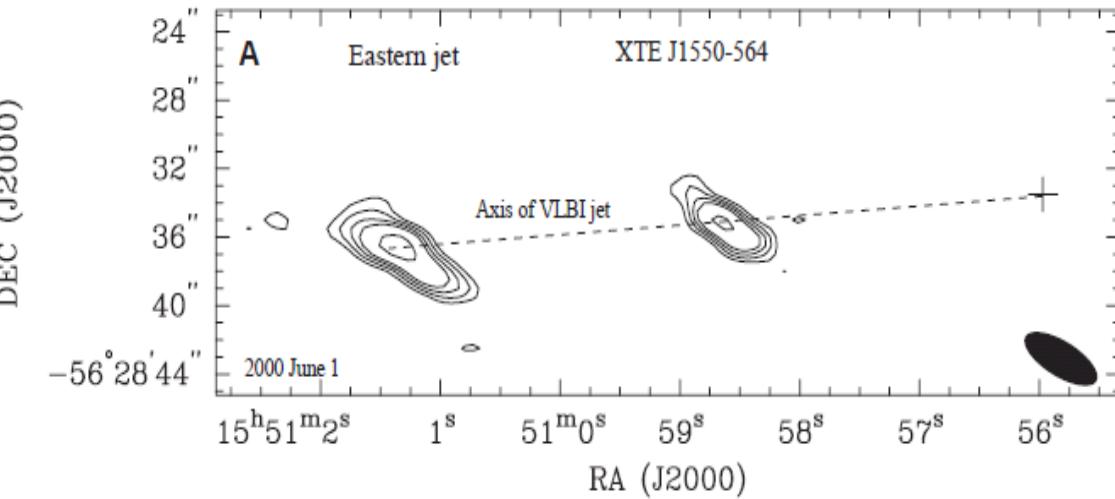
1998年9月7日，XTE/ASM发现了来自XTE J1550-564的X射线辐射，X射线强度持续增加，在9月19-20日，X射线爆发强度达到顶峰 $\sim 6.8$  Crab。

在X射线爆发的几天后，利用射电干涉阵观测发现超光速相对论喷流，速度 $>2c$ 。



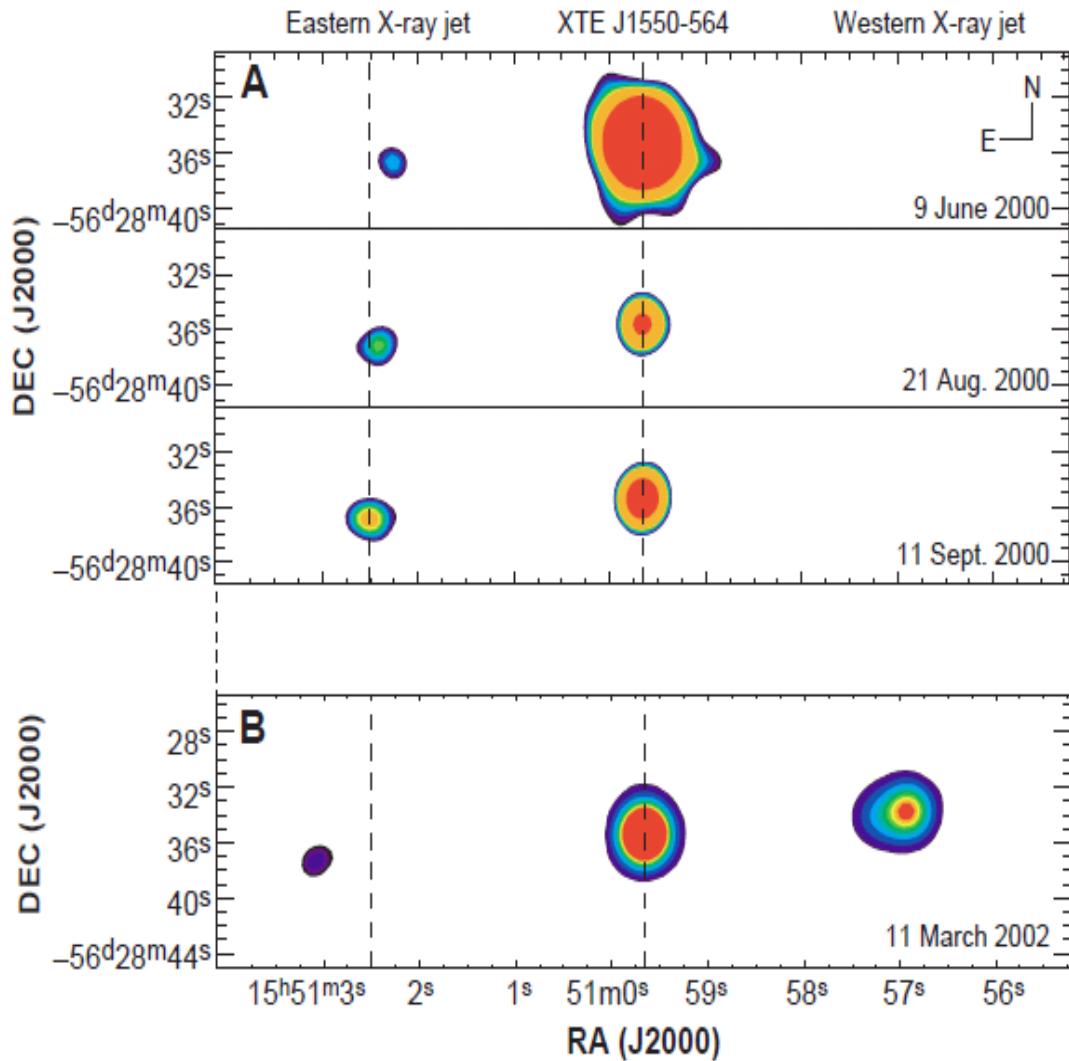
(Hannikainen et al. 2001,2009)

# XTE J1550-564的大尺度射电喷流

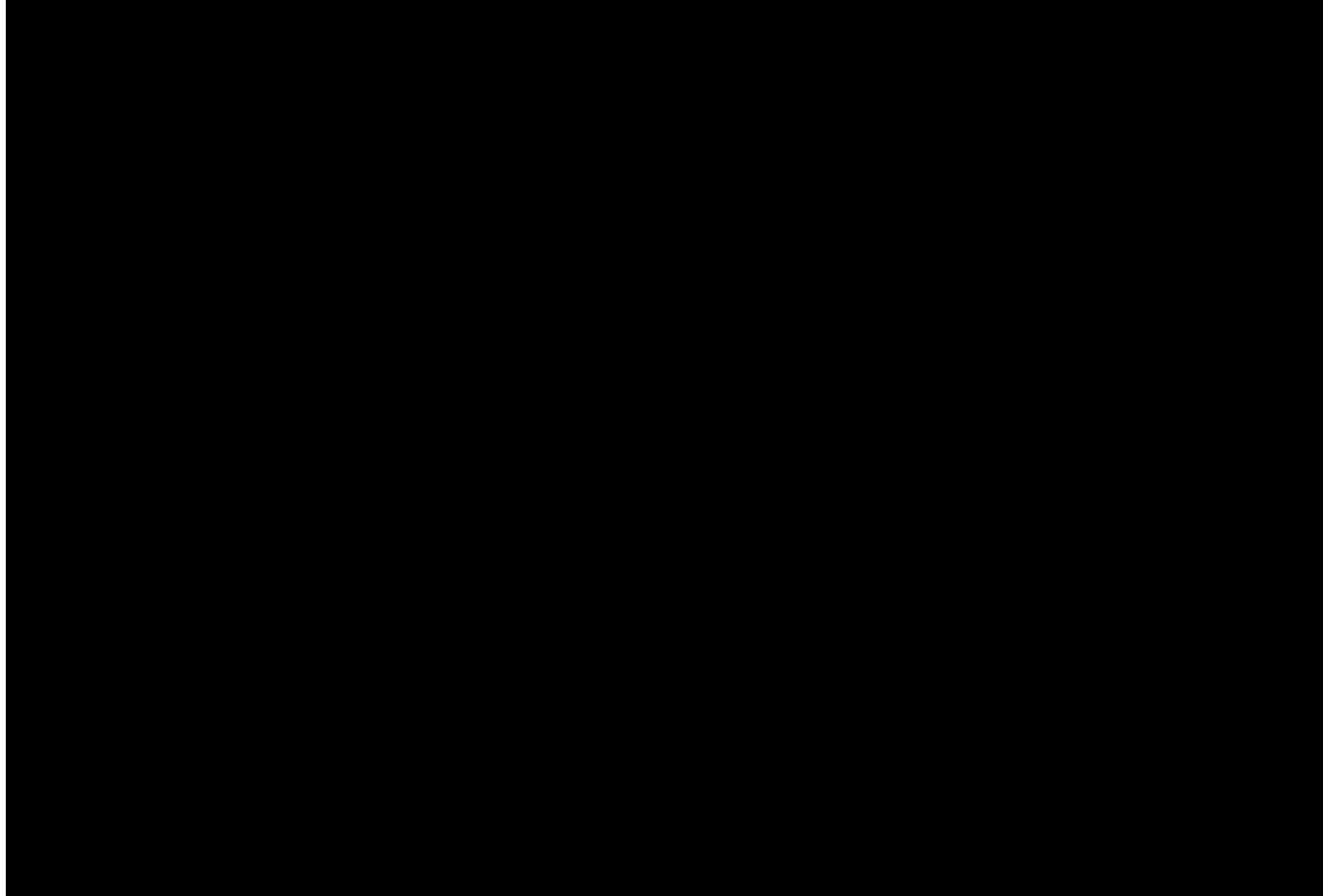


(Corbel et al. 2002)

# XTE J1550-564的大尺度射电喷流



西侧喷流突然变亮



# 喷流的X射线源自同步辐射

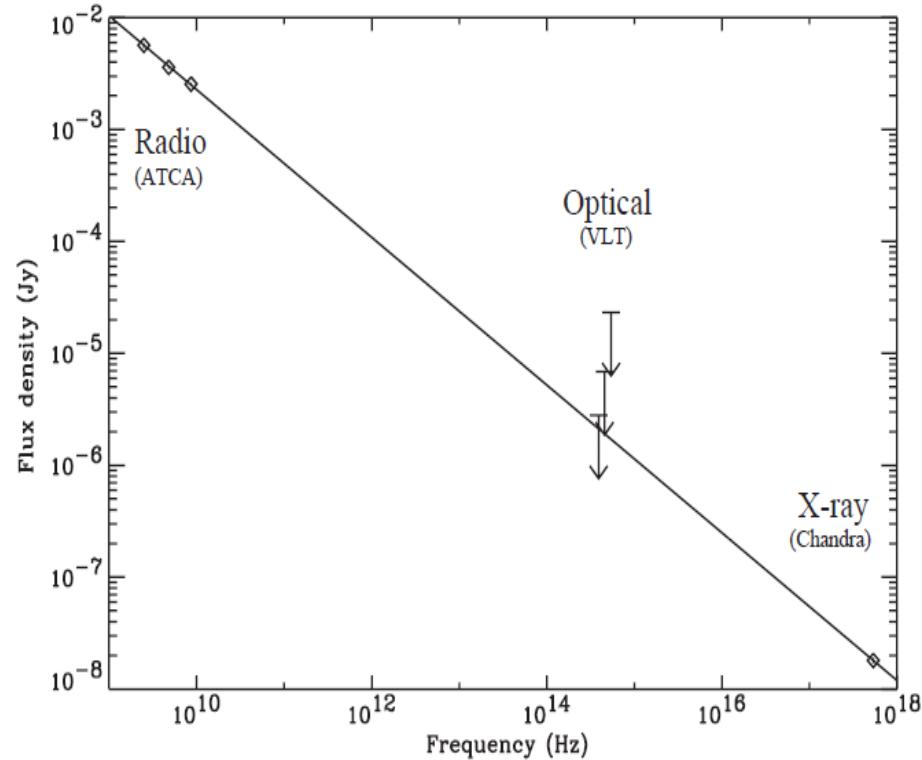
2002年3月11日，西部喷流的多波段能谱得到谱指数：

$$\alpha_R = -0.63 \pm 0.05$$

$$\alpha_X = -0.70 \pm 0.15$$

$$\alpha = -0.660 \pm 0.005$$

相同的谱指数：同步辐射



# 同步辐射的峰值频率与电子能量关系

$$\nu_m \approx 4.8B \left( \frac{E}{\text{MeV}} \right)^2 \text{ MHz}$$

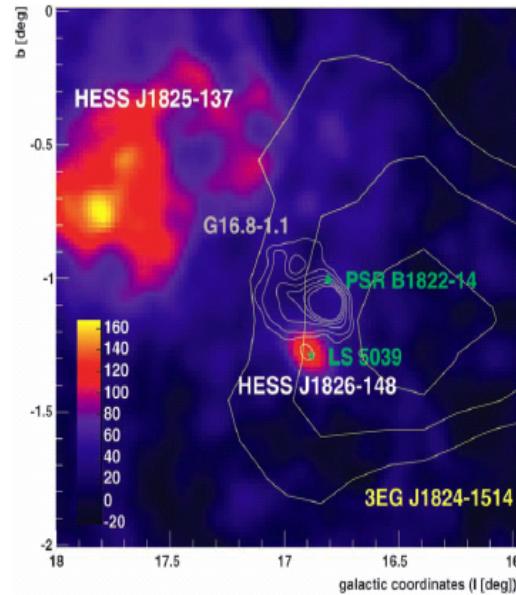
$$\rightarrow E \approx 10^3 \sqrt{\frac{\nu_{m, \text{Hz}}}{4.8B_G}} \text{ eV}$$

探测到X射线表明  $\nu_m > 10^{18} \text{ Hz}$ , 所以

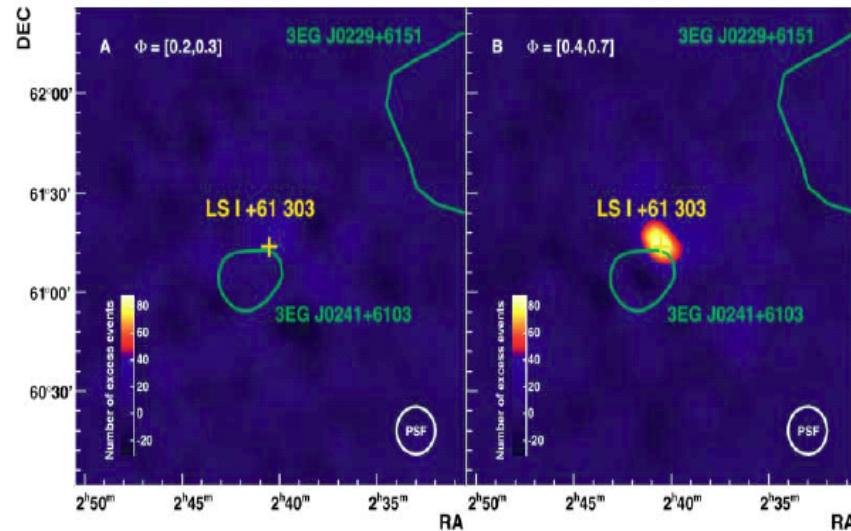
$$E > 10^{13} \text{ eV} = 10 \text{ TeV}$$

喷流可以产生高能带电粒子!

# 喷流的TeV光子高能辐射



HESS: LS 5039

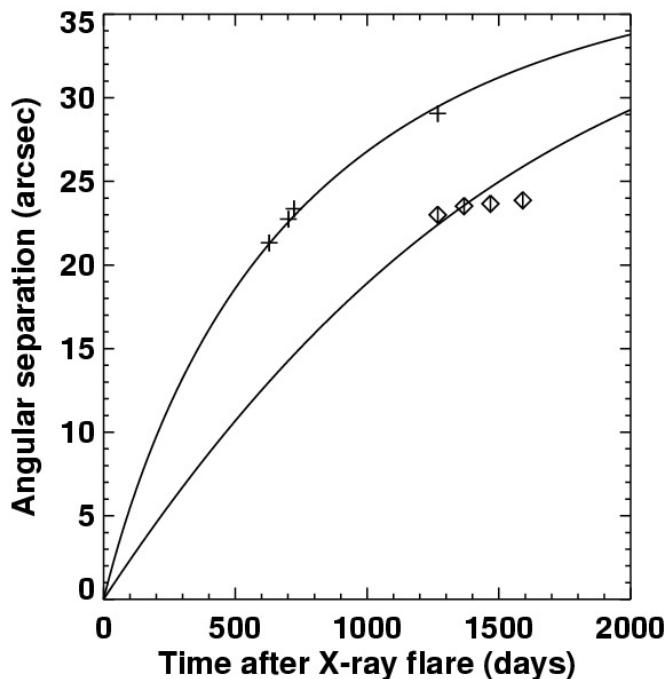


MAGIC: LS I +61 303

高能电子与光子的逆康普顿散射产生TeV光子

(Aharonian et al. 2005; Albert et al. 2006)

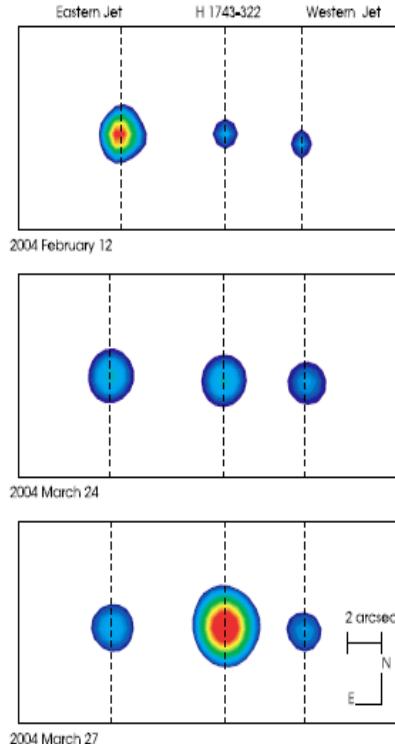
# XTE J1550-564相对论喷流的减速



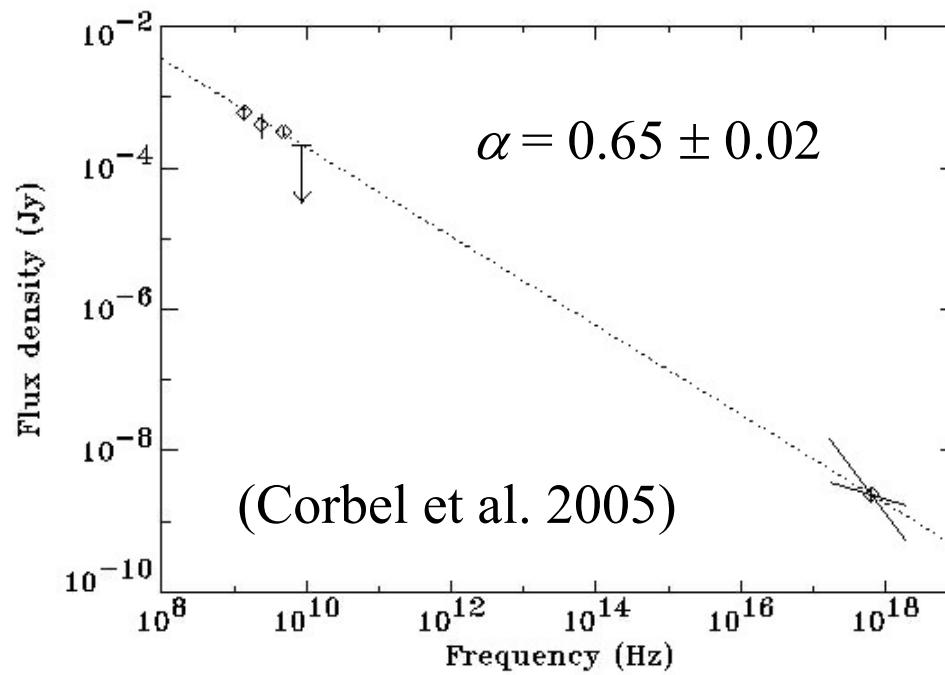
- 东侧（接近）喷流的速度逐渐降低
- 西侧（退行）喷流只有在突然减速后才变亮
- 在2000年7月，东侧喷流的动能损失率是 $10^{34}$  ergs/s，辐射光度是 $10^{32}$  ergs/s
- 需要将减速损失的整体动能的1%转换成粒子能量

第一次观测到喷流减速，与星际介质相互作用的结果。

# H1743-322的大尺度喷流：与J1550类似



X射线大尺度喷流



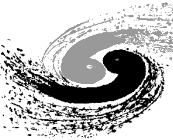
2004年2月13日东侧喷流的能谱

喷流与介质相互作用：喷流减速，粒子加速

# 微类星体与高能辐射

两个典型案例：SS433 与 Cyg X-3

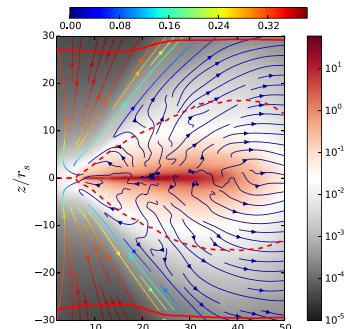
# 超临界吸积：理论预期与数值模拟



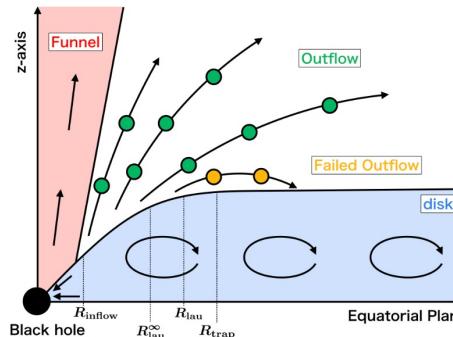
## 理论分析

- 辐射压主导
- 吸积盘球化
- 大量外流

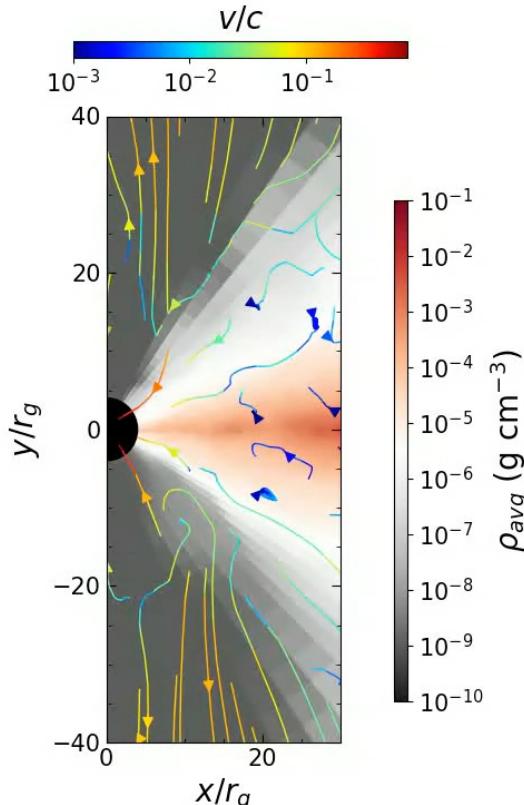
Meier 1978-1982  
King+2003  
Poutanen+2007  
Shen+2016  
Zhou+2019



(Jiang et al. 2014)



(Kitaki et al. 2021)

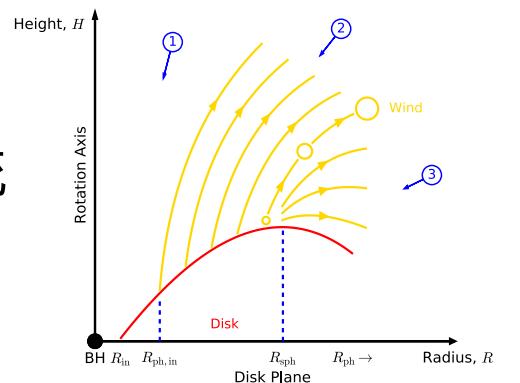


(Huang, Jiang, Feng, et al. 2023)

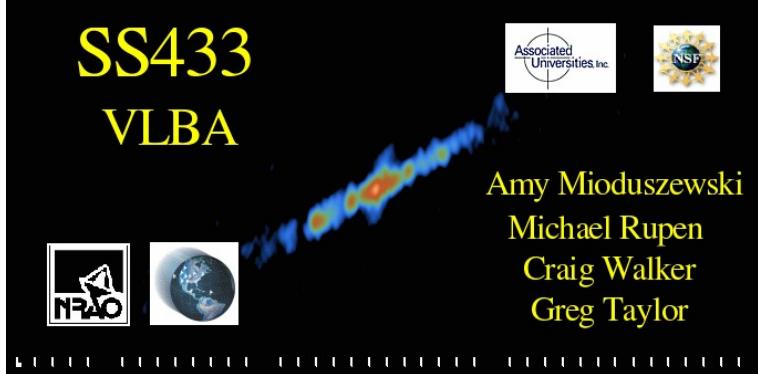
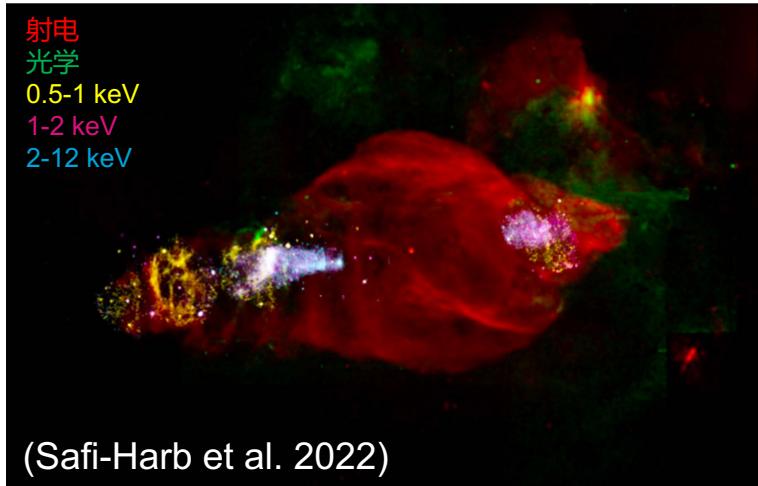
## 标准图像

- 带有湍流的厚盘
- 大质量率高速外流
- 观测与视场有关

(Kaaret, Feng, Roberts 2017)



# SS 433 – 持续超临界吸积天体



重子喷流,  $0.26 c$ , 进动

致密星体质量 (更可能是黑洞)

$$M_X = 11 \pm 5 M_\odot \text{ (Gies+2002)}$$

$$M_X = 15 \pm 2 M_\odot \text{ (Bowler+2018)}$$

$$M_X = 5 - 9 M_\odot \text{ (Cherepashchuk+2019)}$$

质量吸积率  $\dot{m}_0 \sim 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$

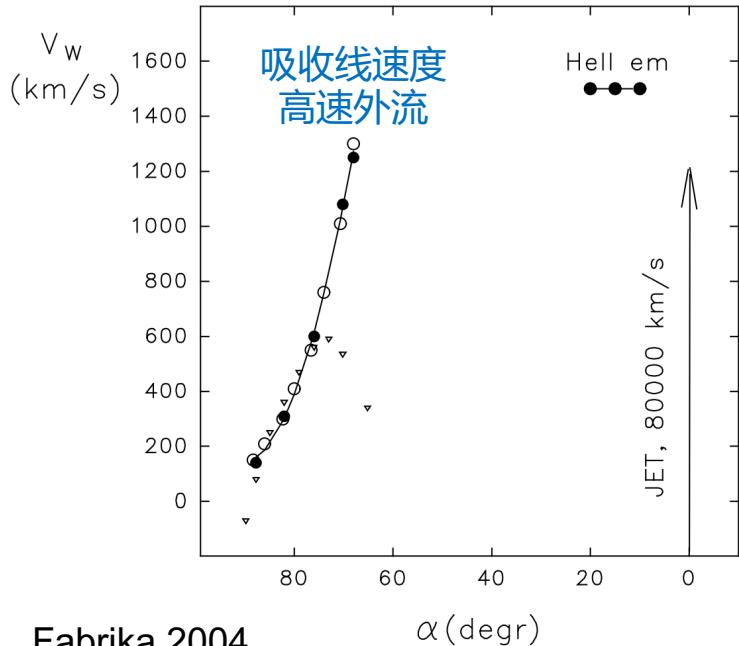
临界吸积率  $\dot{m}_{\text{circ}} \sim 3 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  ( $10 M_\odot$ )

X射线辐射  $L_X \approx 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$

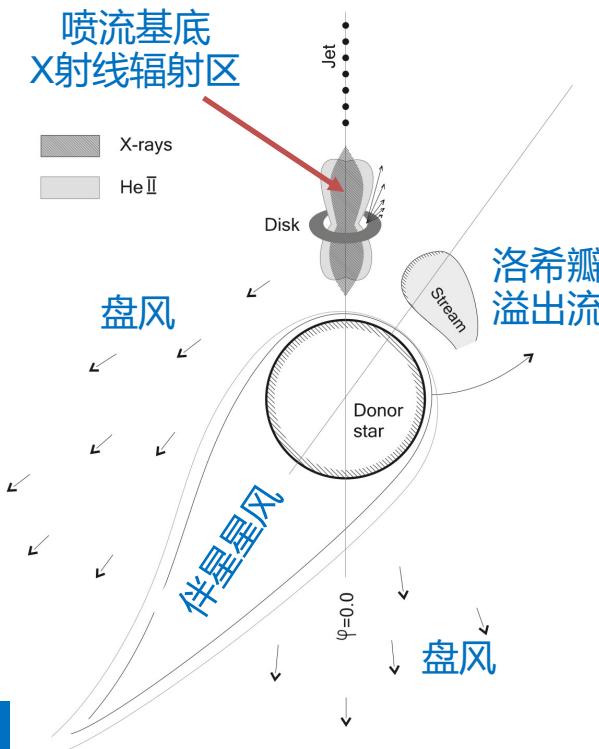
喷流功率  $L_{\text{jet}} \approx 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$

(Fabrika 2004)

# SS 433的可能结构



Fabrika 2004



- Jet-wind interaction
- Wind-wind interaction

# Cyg X-3: an astronomical puzzle



14 December 1973, Volume 182, Number 4117

SCIENCE

## An Astronomical Puzzle Called Cygnus X-3

The early history of an x-ray, infrared,  
cosmic ray, and radio emitting star system.

R. M. Hjellming

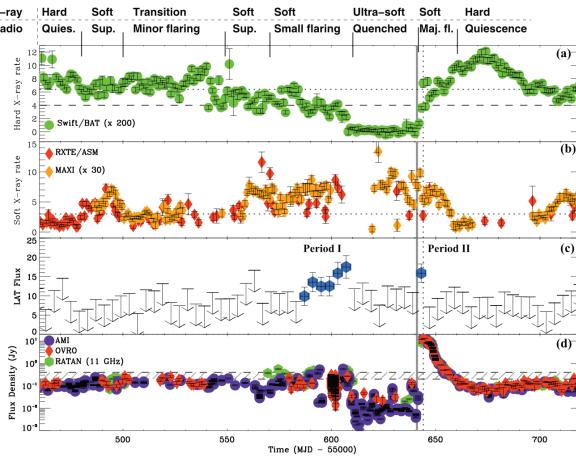
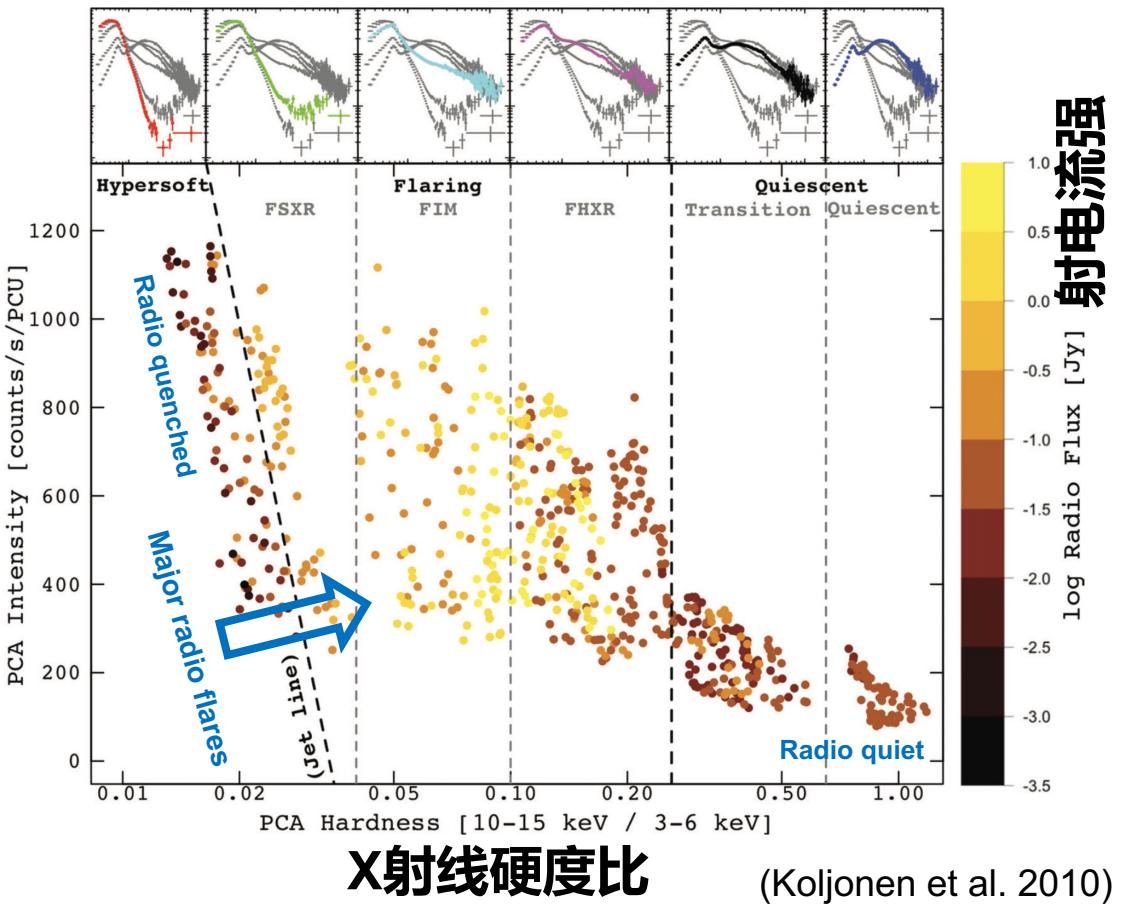
- 伴星: Wolf-Rayet (河内唯一已知WR伴星的XRB)
- 射电流强最高的XRB: 峰值高达~20 Jy
- 进动喷流, 速度~0.63 c, 中心与视线夹角10.5° (双星轨道平面夹角~30 °)

(Miller-Jones et al. 2004)

# Cyg X-3: 复杂的谱态与射电辐射



X射线流强



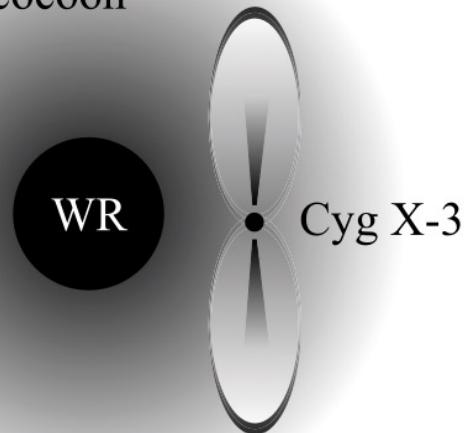
# Cyg X-3可能的结构



**Soft-to-hard**  
jet interacts with  
dense wind



**Hard-to-soft**  
jet enters cocoon



(Koljonen et al. 2018)

# Cyg X-3是超临界吸积致密星体?



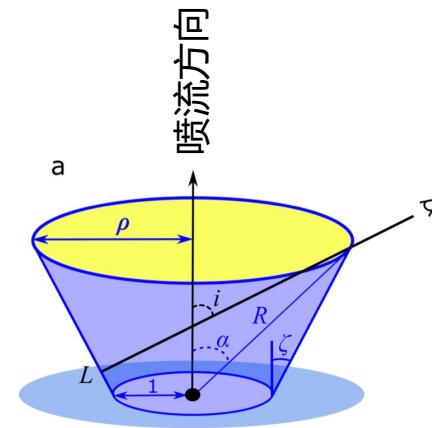
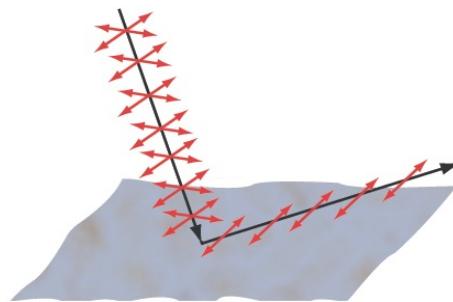
X-ray hard, radio quiet

X射线线偏振度25%，方向垂直于喷流方向

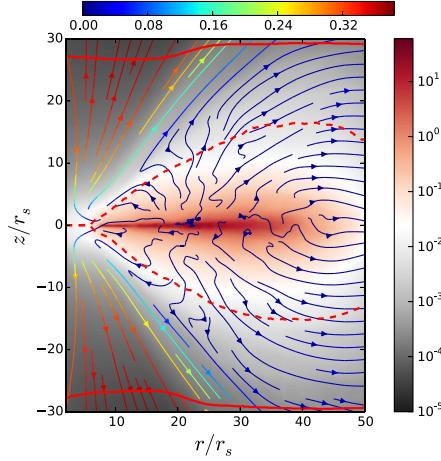
ultrasoft

偏振度降低一半，偏振方向不变

各向异性辐射传输



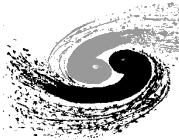
(Veledina et al. 2023)





# SS 433与Cyg X-3的共同点

- 高质量X射线双星，伴星处于演化后阶段
  - 伴星**星风剧烈**
- 可能超临界吸积
  - SS 433：常态下无量纲吸积率达到 $\sim 10^3$ （证据较强）
  - Cyg X-3：吸积率可能超临界（间接证据）
  - **盘风剧烈**
- 都有**喷流**
  - 中等相对论



- X射线双星
  - 吸积驱动的致密星体
  - 丰富的多波段辐射：射电、光学、X射线、伽马射线
- 微类星体
  - 具有相对论喷流的恒星级致密星体
- 甚高能伽马射线辐射的来源?
  - 与喷流有关?
  - 与盘风和星风有关?
  - 与AGN和Blazar的关系?