

低质量X射线双星中QPO现象的理论解释*

乔国俊

(中国高等科学技术中心[世界实验室], 天文和天体物理分中心)
(北京大学地球物理系)

提 要

本文简略地叙述了低质量X射线双星中准周期振荡(QPO)现象的理论解释, 对其中的差频模型(BFM)和它的一些发展作了较为详细的介绍。对模型中存在的问题和新观测赋予理论的启示, 作了简要的陈述。

一、引 言

1. 理论模型概述

为解释低质量X射线双星(LMXB)中的准周期振荡现象(QPO)和低频噪声(LFN)的特性(见乔国俊, 1989)^[1], 提出了各种各样的理论模型。Van der klis et al.(1985)^[2]提出 QPO 是X射线源被振荡的吸积盘准周期性地部分掩食的结果(掩食模型)。Hameury et al.(1985)^[3]则提出 QPO 是由一个边界层中旋转着的热斑引起的, 而吸积物质则落入一个慢速旋转的中子星(周期 $\sim 1s$)。Boyle et al.(1986)^[4]则建议 QPO 是由一个热的($T > 10^7 K$)吸积盘冕所产生。X射线产生于中子星附近, 而在吸积盘内冕区被散射成振荡着的扰动状态, 其频率近似于局部的 Kepler 频率。Paczynski(1987)^[5]指出, 对于非旋转的中子星, 若半径为 R , 它满足 $R \leq 3R_g$ (R_g 为史瓦西半径)。这种情况下, 一个不稳定的吸积流使中子星表面的 X 射线光度发生变化, 从而引起 QPO(广义相对论模型)。与上述种种模型相比, 差频模型(BFM)受到广泛重视。

2. 差频模型(BFM)的物理思想

事实上在低质量X射线双星中由伴星传输到中子星的物质, 首先在其周围形成吸积盘。吸积盘中的等离子体分布并不均匀, 呈团块结构。在与中子星磁层的相互作用下, 吸积盘内边缘的团块以螺旋形式落入中子星的磁层(图1)。落入中子星的物质吸积率, 与等离子体团块所在的位置有关。例如处于图1中实线所示部位(如同“漏斗”)时, 具有较高的吸积率。吸积率的高低则决定着辐射的强弱, 这样就产生了X射线强度的变化。变化的周期, 既不是等离子体团块的 Kepler 频率 ν_K , 也不是中子星的自旋频率 ν_0 , 而是其差频, 即 $\nu_K - \nu_0$ 。

Alpar 和 Shaham(1985)^[6]提出, 观测到的 QPO 频率 ν_Q 正反映出这种差频, 即 $\nu_Q = \nu_K - \nu_0$ 。我们知道, ν_K 是距离的函数, 并不固定。 ν_K 的微小的变动, 会导致 ν_Q 的较大的

1989年6月7日收到。

* 国家自然科学基金资助项目。

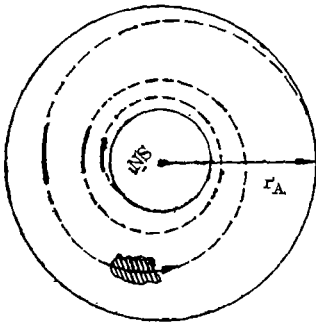


图 1 由吸积盘内边缘脱落的等离子体团块落入中子星(NS)表面的示意图。图中等离子体团块以螺旋形式下落, 当它处于实线所示的部位时, 吸积率较高。 r_A 为 Alfvén 半径

变化。于是观测到的频率 ν_Q 就不具有精确的周期, 而是一种准周期现象。另外, 即使 ν_K 固定, 但因等离子体团块的寿命 τ 有限, 也只会产生有限时间 τ 内的正弦波串, 这种波串也是准周期的(相应于全峰半宽 $\Delta\nu \approx \frac{1}{\pi\tau}$ 的功率谱图), 而不是周期性的(功率谱图中 $\Delta\nu \rightarrow 0$)^[1]。

上述模型称为差(拍)频模型。这个模型要求中子星有适当的磁场(10^9 — 10^{10} G), 太弱了形不成“漏斗”, 无“优先”吸积的位型, 不产生辐射的脉动; 太强了等离子体团块不会以螺旋形式穿越磁“漏斗”, 辐射完全由“漏斗”决定, 产生中子星自旋频率的脉冲(如 X 射线脉冲星)。

更一般地说, 下落的等离子体团不只一块, 如果是 n 重对称地下落, 则观测到的频率是上述差频的 n 倍, 即 $\nu_Q = n(\nu_K - \nu_0)$ 。

本文将重点介绍差频模型。为此先介绍中子星磁层及产生该模型前的有关研究(Bath 模型)^[7]。

二、中子星磁层边界及 Bath 模型

1. 中子星的磁层边界

假定远离中子星的地方为球形对称吸积。当磁能密度大于吸积物质的动能密度时, 磁场将起控制作用。这一条件决定了磁层的边界, 由所谓 Alfvén 半径决定^[8]:

$$\frac{B^2(r_A)}{8\pi} \approx \frac{1}{2} \rho(r_A) v^2(r_A) \quad (1)$$

式中 $B(r_A)$, $\rho(r_A)$ 和 $v(r_A)$ 分别为 $r = r_A$ 处的磁场强度, 吸积物质的质量密度和下落速度。 r_A 为 Alfvén 半径。

若超声速的吸积流为自由落体的速度, 我们可写作:

$$v(r) = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2} \quad (2)$$

以及

$$4\pi r^2 \rho v = \dot{M}$$

或

$$\rho(r) \approx \frac{\dot{M}}{4\pi v r^2} \quad (3)$$

式中 M 为中子星的质量, \dot{M} 为吸积率, G 为引力常数。

对于偶极磁场, 磁矩 μ 和中子星磁场 B 之间满足:

$$B(r) \approx \frac{\mu}{r^3} = (10^{12}G) \mu_{30} R_6^{-3} \left(\frac{R}{r} \right)^3 \quad (4)$$

式中 $R_6 = R/10^6 \text{cm}$, R 为中子星的半径, μ 为磁矩, 以 $10^{30} \text{G} \cdot \text{cm}^3$ 为单位. 将(2)、(3)、(4)代入(1)得到:

$$\begin{aligned} r_A &= \left(\frac{\mu^4}{2GM\dot{M}^2} \right)^{1/7} \\ &= (2.7 \times 10^8 \text{cm}) \dot{M}_{17}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} (M/M_\odot)^{-1/7} \end{aligned} \quad (5)$$

或(Alpar & Shaham, 1985)^[6]

$$r_A = (1.1 \times 10^8 \text{cm}) B_8^{4/7} R_6^{12/7} \dot{M}_{17}^{-2/7} (M/M_\odot)^{-1/7} \quad (6)$$

式中 B_8 是中子星表面磁场, 以 10^8G 为单位. \dot{M}_{17} 质量吸积率, 以 10^{17}g/s 为单位.

式(5)也可用吸积产生的总光度 L 表示, 当 X 射线产生于中子星表面附近时, 有

$$L = \dot{M} \left(\frac{GM}{r} \right) \quad (7)$$

将(7)代(5)得:

$$r_A = \left(\frac{\mu^4 GM}{2L^2 R^2} \right)^{1/7} = (2.9 \times 10^8 \text{cm}) L_{37}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} (M/M_\odot)^{1/7} R_6^{-2/7} \quad (8)$$

式中 L_{37} 是 X 射线光度, 以 10^{37}erg/s 为单位, 对于中子星, $r_A \gg R$.

r_A 可以标志作 Kepler 运动的吸积盘的内边缘的位置. 磁场不能超越 r_A 很远, 在 Alfvén 面上, 下落的等离子体将为磁场所感应而产生电流, 这种电流将屏蔽 r_A 外部的磁场, 而加强 r_A 内部的磁场.

2. Bath 模型

在发现低质量 X 射线双星中的 QPO 现象十多年前, Bath(1973)^[7] 提出一个模型, 用以解释激变变星中观测到的光学上的 QPO 现象(时标 $10-10^2 \text{s}$). 他指出, QPO 频率是磁化白矮星磁层顶上作轨道运动的物质(吸积盘内边缘)的 Kepler 频率. 若将这一概念用于磁化中子星, 吸积盘内边缘 $r = r_A$. 由式(5)我们看到:

$$r_A \propto \dot{M}_{17}^{-2/7} \quad (9)$$

相应的角速度 $\Omega_K(r_A)$ 可由 Kepler 定律得到:

$$\Omega_K(r_A) = (GM)^{1/2} r_A^{-3/2} \quad (10)$$

即:

$$\Omega_K(r_A) = (9.5 \times 10^3 \text{rad/s}) B_8^{6/7} R_6^{-18/7} \dot{M}_{17}^{3/7} (M/M_\odot)^{5/7} \quad (11)$$

由(11)式有 Kepler 频率 $\nu_K \propto \dot{M}^{3/7}$. 若 $\nu_Q = \nu_K$, 而 $I \propto \dot{M}$, 则:

$$\nu_Q \propto I^\alpha = I^{3/7} \quad (12)$$

我们知道, 对 GX5-1, $\alpha \approx 2$, 而不是 $3/7$. 另外, 这个模型也很难解释在 1730-335 中观测到的 0.44Hz 和 $\sim 2 \text{Hz}$ 的 QPO, 以及在几个源中观测到的 6Hz 的 QPO. 因为这将导致很大的磁层半径: 对于 0.44Hz , $r_A \sim 3 \times 10^3 \text{km}$; 对 6Hz , $r_A \sim 5 \times 10^2 \text{km}$. 如果这样, 则意味着应有像 X 射线脉冲星那样的强磁场.

三、差 频 模 型

1. QPO 频率与辐射强度间正相关关系的解释

Alpar & Shaham(1985)^[6]提出, 吸积过程是由中子星共转磁层和处于 r 处的物质[具有 Kepler 频率 $\Omega_K(r)$]共同作用的结果, 此种情况下, X 射线光度将呈现差频 Ω_Q :

$$\Omega_Q = \Omega_K(r_A) - \Omega_0 \quad (13)$$

这个模型称之为差频模型(BFM)。

当吸积物质在共转半径 r_A 之内时, $r < r_A$, 由式(10), 总有 $\Omega_K(r) > \Omega_0$ 。这里 Ω_0 是中子星自转角频率。在这个模型中, Ω_K 的小的变动, 可引起 Ω_Q 较大的变化。

若探测器的接收面积为 A , 它的敏感能量为 E , 光子计数率为 I (counts/s), 则光度 L 与距离 d 间的关系可表示为(李启斌, 1985)^[9]:

$$L = 4\pi d^2 F = 1.8 \times 10^{35} d^2(\text{kpc}) E(\text{keV}) I(\text{ct/s}) / A(\text{cm}^2) \quad (14)$$

式中 F 为流量。

代入 EXOSAT 对 GX 5-1 观测时的 E 与 A 值, 有:

$$L = (8.1 \times 10^{37} \text{erg/s}) \left(\frac{d}{10 \text{kpc}} \right)^2 I_3 \quad (15)$$

这里 I_3 为光子计数率, 以 1000 c.p.s 为单位。若 X 射线产生于中子星表面, $L = GM\dot{M}/R$, 代入(15)及(11), 消去 \dot{M} 得:

$$\Omega_K(r_A) = a I^{3/7} \quad (16)$$

式中

$$a = 2.3 \times 10^4 B_8^{-8/7} R_6^{-16/7} (M/M_\odot)^{2/7} (d/10 \text{kpc})^{6/7} \quad (16a)$$

对于确定的源, $a = \text{const}$ 。将(16)代入(13)得:

$$\Omega_Q = a I^{3/7} - \Omega_0 \quad (17)$$

对于 $\nu_Q \sim I^\alpha$ 关系中的 α , 由(17)得:

$$\alpha = \frac{d \log \nu_Q}{d \log I} \approx \frac{3}{7} \frac{1}{1 - \Omega_0 / a I^{3/7}} \quad (18)$$

或

$$\alpha = \frac{3}{7} \frac{\nu_K}{\nu_Q} \quad (19)$$

代入(13)式得

$$\nu_0 = \nu_Q (7\alpha/3 - 1) \quad (20)$$

式(19)和(20)是在 $I \propto \dot{M}$ 的情况下普遍成立的, 它可以用来估计 ν_0 等中子星的参数。例如 GX5-1 水平支谱态的 QPO, 取 $\nu_Q \sim 30 \text{Hz}$, $\alpha \approx 2$, 由式(19)得 $\nu_K \approx 140 \text{Hz}$, 由式(20)得 $\nu_0 \approx 110 \text{Hz}$ ($P_0 = 9.1 \text{ms}$)。假定中子星的质量为 $M = 1M_\odot$, 由式(10)得吸积盘内边缘半径 $r \approx 55 \text{km}$ 。与 $\nu_Q \sim 30 \text{Hz}$ 相对应, $I \sim 3000 \text{ c.p.s.}$ 。由式(16)得 $a = 525$, 代入(16(a))各量取典型值得 $B \sim 8 \times 10^9 \text{G}$ 。

如果 X 射线产生于 r_A 附近, 那么

$$L = \frac{GM\dot{M}}{r_A} \quad (21)$$

此时式(16)中 3/7 应改为 1/3。重复上述计算，所得结果与上面的值十分相近。

对于 CygX-2 和 ScoX-1 等水平支谱态的 QPO 的数据做同样的分析，所得 ν_0 和 B 值，与上述值相近。

上述分析不但可得中子星自转周期，同时也给出中子星的磁场。十分高兴的是，这些值与低质量 X 射线双星中中子星因吸积加速而达到 ms 量级的演化图像符合得很好。

然而遗憾的是，上述解释对于 ScoX-1 的负相关 ($\nu_Q \propto I^{-0.6}$) 则无能为力。

2. 对 ν_Q-I 负相关的解释

上述分析中我始终假定 $I \propto \dot{M}$ 。这个条件是十分苛刻的。例如，下落物质的势能全部(或线性地)转变为 X 射线光度，X 射线辐射区的几何位形和 X 射线谱型恒定不变，没有吸收和散射等等。可是对于高光度的 X 射线源，在 Eddington 光度极限附近，这些条件是很难满足的，更普遍的形式应当是 $I \propto \dot{M}^a$ 。例如

$$I = I_E (\dot{M} / \dot{M}_E)^a \quad (22)$$

这里 $I_E = \eta L_E$ ， L_E 是 Eddington 光度，

$$L_E = (1.257 \times 10^{38} \text{ erg/s}) (M/M_\odot)$$

η 是一个由距离、热改正以及几何位形决定的常数。

另外由吸积盘内边缘脱落下来的等离子体块，更一般地说不只一块。当 n 重对称下落时有：

$$\Omega_Q = n(\Omega_K - \Omega_0) \quad (23)$$

式中 $n=1, 2, 3, \dots$

由类似式(17)的推导可得^[10]

$$\nu_Q = n[\alpha(I/I_E)^{3/7a} - \nu_0] \quad (24)$$

式 $\alpha = 1.57 \times 10^3 (B/10^9 G)^{-6/7} (R/10^6 \text{ cm})^{-15/7} (M/M_\odot)^{6/7}$ ，对确定的源为一常数。

相应的 α 值为

$$\alpha = \frac{d \ln \nu_Q}{d \ln I} \approx \frac{3}{7} \frac{n}{\beta} \frac{\nu_K}{\nu_Q} \quad (25)$$

当 $n=1$ 和 $\nu_Q = \nu_K$ 时(Bath 模型)

$$\alpha\beta = 3/7 \quad (26)$$

由(23)和(25)式可得：

$$n\nu_0 = \nu_Q(7\alpha\beta/3 - 1) \quad (27)$$

由上两式可见，从数学上说，Bath 模型就是 $n\nu_0 = 0$ 的差频模型。

引入 β 值后($\beta \neq 1$)，可以对 α 的各种观测值予以拟合。例如对 ScoX-1，相应于活动态和宁静态的 α 值分别为 +3 和 -0.6。拟合如下：

$n\nu_0$	β	α
1000Hz	+9 -120	+3 -0.6
100Hz	+1 -13	+3 -0.6
0	+0.14 -0.7	+3 -0.6

显然中子星的转动频率变得不确定了。

对 ν_0 与 I 之间的负相关关系, 还有其他种种建议, 例如:

1. $\nu_0 > \nu_K$

若磁层半径大于共转半径, 就会出现 $\nu_0 > \nu_K$ [见式(10)]. 由式(19):

$$\alpha = \frac{3}{7} \frac{\nu_K}{\nu_0} = \frac{3}{7} \frac{\nu_K}{\nu_K - \nu_0} < 0 \quad (28)$$

即出现负相关。

然而这种情况下, 离心力将妨碍物质的不断吸积。

2. 吸积盘内边缘不由 r_A 决定

Tennant(1987)^[11] 建议, $\Omega_Q = \Omega_K - \Omega_0$ 仍然成立, 但吸积盘内边缘不由磁层确定, 而是由另一临界半径确定, 该临界半径满足 $L/r^2 = \text{const.}$, L 是 X 射线光度。由此可得 $\nu_0 = aI^{-3/4} - \nu_0$, a 为常数。

3. 赵永恒和黄克谅(1988)^[12] 仍然假定 $I \propto \dot{M}$ 成立, 但在非球形吸积的情况下, 吸积率受内吸积盘和中子星磁层的相互作用, 即

$$\dot{M} \propto r_A^{-11/14} \frac{\Omega_K}{\Omega_Q} \quad (29)$$

由此求得

$$\Omega_Q = \alpha(\Omega_Q I)^\alpha - \Omega_0 \quad (30)$$

$$\alpha = \begin{cases} 7/44 & \text{对于 } L = GM\dot{M}/R \\ 21/146 & \text{对于 } L = GM\dot{M}/r_A \end{cases}$$

对 GX5-1, CygX-2 和 ScoX-1 的观测拟合较好。当 $\nu_K = \nu_0$ 时, $\dot{M} \rightarrow \infty$ [见式(29)], 该文未做修正。

3. 对低频噪声(LFN)的解释

在图2所示的图像中, 等离子体团块沿螺旋线落到中子星表面。如果在不同时刻 t_i , 不同相位 φ_i 上落入 n 块等离子体团块, 那么 n 块所产生的 X 射线强度 $I_n(t)$ 可以写做:

$$I_n(t) = I_0 + \sum_{i=1}^n F(t - t_i, \varphi_i) \quad (31)$$

式中 I_0 是有可能产生的 X 射线常量, $F(t, \varphi)$ 是单个等离子体团块对 X 射线强度所做的贡献, φ_i 是第 i 块等离子体在时刻 t_i 进入边界层的水平方位上的相位。

任意形状的团块对强度的贡献, 都可写成拍频谐波成份的叠加:

$$F(t, \varphi) = \left[A + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(2\pi n\nu_Q + n\phi + \alpha_n) \right] G(t) \quad (32)$$

式中 A, B_n, ϕ, α_n 是随机变化的, $G(t)$ 是该等离子体团块产生波形的包络。

如果 φ_i 均匀分布, t_i 和 φ_i 不相关, 则式(31)通过 Fourier 变换求出的谱功率密度 $P(\nu)$ 为:

$$\langle P(\nu) \rangle = 2\langle I \rangle^2 \delta(\nu) + 2\langle I \rangle + 2\langle I \rangle^2 a \cdot g(\nu) + \langle I \rangle^2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n g(\nu - n\nu_Q) \quad (33)$$

式中 $\langle I \rangle = I_0 + \langle N \rangle \langle A \rangle$ 是平均强度, $a = \langle N \rangle \langle A^2 \rangle / \langle I \rangle^2$, $b_n = \langle N \rangle \langle B_n^2 \rangle / 4 \langle I \rangle^2$. $g(\nu) \propto |S(\nu)|^2$, $S(\nu)$ 是规一化的 $G(t)$ 的 Fourier 变换。

(33) 式中第 1 项平均强度贡献的谱功率密度,

第 2 项是光子统计的噪声贡献。

第 3 项是低频噪声(LFN),

第 4 项是 $\nu \approx n\nu_Q$ 的谱功率密度。

上述分析表明, 低频噪声是 QPO 的一个自然产物。从数学上说, 一个有限时段 τ 内的正弦波串, 会产生全峰半宽(FWHM) $\Delta\nu \approx \frac{1}{\pi\tau}$ 的谱功率。每个下落的等离子体团块引起的是一个寿命有限的、频率和幅度变化的“正弦波”串, 这些波的频谱特性决定 QPO, 其包络则给出低频噪声。

在 ScoX-1 和迅速爆发源中低频噪声虽然存在, 但强度很小, 事实上如果下落等离子体所产生的脉冲之间部分相关, 那么低频噪声将被大大削弱^[13]。

4. 关于两种频谱状态的解释

在已发现的 10 个 QPO 源中, 大多数(6—7 个)在硬度(硬光子成份计数/软光子成份计数)—强度(全部光子计数)图上, 呈现水平支(HB)和正常支(NB)两种谱型^[1]。为什么会产生这两种不同的谱型? 为什么在两种谱型中 QPO 和红噪声的行为各不相同? 对此, 目前尚无好的解释。

尤峻汉等(1989)^[14]对差频模型进行了修正, 在吸积过程中考虑了粘滞阻尼的影响, 从而可以对两种谱型的存在做出解释。考虑阻尼影响后, X 射线光度 L 可以写做

$$L \propto \left[1 - \left(\frac{T - T_{\min}}{B} \right)^{1/2} \right]^{6/\alpha} T^4 \quad (34)$$

这里 T_{\min} 表示吸积柱中的最低温度, $B = T_{\max} - T_{\min}$, β 和 α 均为可调参数。

为得到硬度(H)—强度(I)图, 需求得 H 和 I :

$$H \equiv \frac{I_{6-10\text{keV}}}{I_{3-6\text{keV}}} = \frac{\int_6^{10} (B_\nu(T) d\nu/\nu)}{\int_3^6 (B_\nu(T) d\nu/\nu)} \quad (35)$$

$$I \equiv A \int_3^{10} (B_\nu(T) d\nu/h\nu) \quad (36)$$

其中 A 为常数, 而 $B_\nu(T)$ 为:

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

在计算中取 $T_{\min} = 1.1 \times 10^7 \text{K}$, $B = 0.5 \times 10^7 \text{K}$, $\beta/\alpha = 0.05$, 所得的 $H-I$ 图可以与 GX5-1 的实测图形很好地拟合。调整参数也可以拟合 CygX-2 的实测图形。

四、结 论

差频模型受到广泛关注, 但如果该模型正确, 应当检测到中子星自转频率上的相干辐射(如 GX5-1 在 110Hz 上的相干辐射)。虽然有的报道说看到过相干辐射(如 ScoX-1 有 2.9ms 相干辐射), 但多数研究结果是否定的。在几 Hz 到 512Hz 范围内相干辐射的上限为: GX5-1 是 0.4—1%, ScoX-1 是 0.3—0.5%, CygX-2 是 $\sim 0.4\%$ 。当然在一定几何位形的情况下, 可观测到的相干辐射是会被强烈地抑制的^[16]。

直到现在, 我们还不能准确地知道 QPO 现象是由什么原因引起的。已经提出的模型尚没有一个能完全解释观测到的 QPO 的复杂现象, 也许不只一种机制在起作用。

不同能量的光子的延时效应, 可以看成是在低质量 X 射线双星的冕中的逆康普顿散射效应的证据: 低能光子在高能电子的散射下, 得到能量, 由于散射而使之延迟到达地球。这种散射(包括康普顿散射)也用来解释 6.7keV 的 Fe 的发射线变宽, 以及低质量 X 射线双星中对相干脉动的限制。对这种时延效应的研究, 可提供 QPO 起源的线索, 也增加我们对低质量 X 射线双星中 X 射线谱的产生机制的了解。

参 考 文 献

- [1] 乔国俊, 天文学进展, 8 (1990), 18.
- [2] Van der Klis, M. et al., *Nature*, 316 (1985), 225.
- [3] Hameury, J. M. et al., *Nature*, 317 (1985), 597.
- [4] Boyle, C. B. et al., *Nature*, 304 (1986), 417.
- [5] Paczynski, B., *Nature*, 327 (1987), 303.
- [6] Alpar, M. A. and Shaham, J., *Nature*, 316 (1985), 239.
- [7] Bath, G. T., *Nature Physical Sci.*, 246 (1973), 84.
- [8] Shapiro, S. L. and Teukolsky, S. A., in *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, ed. by S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, p. 450, (1983).
- [9] 李启斌, 天文学进展, 3 (1985), 18.
- [10] Lamb, F. K. et al., *Nature*, 317 (1985), 681.
- [11] Tennant, A. F., *M. N. R. A. S.*, 226 (1987), 971.
- [12] 赵永恒, 黄克谅, *Vistas in Astronomy*, 31 (1988), 411.
- [13] Shibazaki, N. and Lamb, F. K., *Ap. J.*, 318 (1987), 767.
- [14] 尤峻汉, 陆垓等, 预印本, (1989).
- [15] Brainerd, J. and Lamb, F. K., *Ap. J.*, 317 (1987), 133.
- [16] Lewin, W. H. G. et al., *Space Sci. Rev.*, 46 (1988), 273.

(责任编辑 刘金铭)

The Theory of Quasi-periodic Oscillation in Low-mass X-ray Binaries

Qiao Guojun

(Center of Astronomy and Astrophysics, CCAST (World Laboratory))

(Department of Astronomy, Beijing University)

Abstract

The theory of Quasi-periodic Oscillation (QPO) in Low-mass X-ray Binaries (LMXB) is discussed in this paper. Beat-Frequency Models (BFM), including development, are presented in detail. The problems of Models and enlightenment of new observations are given briefly.