

观测脉冲星得到的中子星结构

天文参考资料增篇 (1)

中国科学院上海天文台情报室

一九七三年

观测脉冲星得到的中子星结构

序 言

自从把脉冲星看作转动的中子星后, 计算中子星结构的兴趣显著增加。象我们在这次会议上所看到的(Bethe, 1972; Negele, 1972), 中子星外层的结构成份($\rho \leq 2 \times 10^{14}$) 在理论方面已有了相当好的了解; 可是对于 2×10^{14} 克/厘米³ 和 10^{18} 克/厘米³ 之间的密度, 关于恒星成份存在着许多不同的假说, 从而也就有恒星各方面特征的不同 的 预 计 (Pandharipande, 1972; Canto, 1972; Swayer, 1972; Scalapino, 1972; Sawyer and Scalapino, 1972); 也许还需要一些时间, 在这个密度区的中子星特性才能在理论方面取得“一致”, 所以自然要考虑脉冲星的特性的观测, 能提供多少证据来证实恒星结构的计算。

实际上脉冲星的观测提供中子星结构的线索是不多的, 毫无疑问, 脉冲星信号的长期稳定度确实表明脉冲星外壳是固体, 与理论预计一致 (Ruderman, 1969)。另外对蟹状星云脉冲星能量平衡的考虑, 原则上提供了测定恒星转动惯量的途径; 可是, 我们将会看到, 这条途径现在仅能给出这个量的估计数量级。由蟹状星云和船帆座脉冲星现在得到的持续观测线索, 无论是那一颗, 都不止一次地观测到自转突然加快 (Richards 等, 1969; Lohsen 等, 1972; Papaliolios 等, 1970, 1971; Loshen, 1972; Reichley 和 Downs, 1969, 1971; Radhakrishnan and Manchester, 1969), 无论那一颗脉冲星, 在自转加快之间通常都显示出非常明显的特征

(Boynton 等 1972; Relichley 和 Downs, 1970)。

我们以三种方法来研究这些观测:

(1) 在自转急剧加快 (或“强跃变”) (“macroglitch”) 后, 脉冲频率特性的解释。外部壳层的转快和与它强耦合的内层部分, 可作为剩余内层物质的外部探测

(Baym 等, 1966)。

观测壳层角速度漂移转移到内层中子的宏观弛豫时间 (船帆座脉冲星 ~ 1.2 年, 蟹状星云脉冲星 ~ 4 日), 提供了这些恒星内层存在超流中子和质子的有力证据。可是, 从频率跳跃部分的弛豫, 我们可以估计出中子超流体的恒星丰富度。

(2) 强跃变起源的考虑: 知道了这些结果是由中子星内部过程引起的, 了解它们的起源、幅度和频率, 可以证实现有恒星结构的计算或者提出其中可能存在的矛盾。

(3) 蟹状星云脉冲星非静止特性起源的考虑。在转动频谱中所得到的噪音可能是频繁的微跃变 (无论那一种符号) 引起的, 另外, 了解其起源提供了现有恒星模型对脉冲星特性适用性的进一步检验。

这个报告的主要部分将专心致力于上述三个问题; 在结束部分我们研究由脉冲星观测而导出恒星结构的其他途径, 且考虑今后那些观测可能特别与测定中子星的结构有关。

强跃变之后

1969年观测到船帆座 (Vela) 脉冲星突然转快后, 提出了中子星动力学两种成分

的描述,以定量地解释脉冲星跃变状态后两个突出的特征 (Baym等, 1969):

a. Ω 突然增加的实质部分趋向于近似按指数率弛豫。

b. 跃变后立刻观测到速率变慢的相对跳跃比 Ω 跳跃大得多 ($\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} > \Delta\Omega/\Omega$)。

两种成份的模型假定恒星的所有导电成份——如果它们与均匀磁场联系在一起——在跃变期间一起加快自转,不论跃变的起源如何。这个假定是合理的,因为以磁球和恒星内的阿尔文速度在 ($\sim 10^8$ 秒) 时间内把自转加快传递给全部导电成份,时间短得观测不出来。恒星这一部分的转动惯量 I_c , 包括壳层内的电子和原子核,星核内的电子和质子,重中子星超密中心核的带电超子,磁球和与它们耦合足够强的其它任何成分,分享在短得不能分辨的时间内跃变所增加的角速度 (船帆座脉冲星为几日,蟹状星云脉冲星为几小时)。恒星的其余部分,具有转动惯量 I_s , 同带电成份的耦合足够弱,在更长的时间尺度才能引起反应,这种慢反应成份是中子超流体。由于耦合弱,所以壳层自转加快可有效地作为中子超流体的外部探测;因此,超流体反应的研究同时提供了耦合强度和恒星超流体丰富度的测量。

两种成分理论最简单的说明,假定中子超流体可用单一角速度 $\Omega_s \approx \Omega$ 表示,且假定带电成分与超流成分间的耦合由下式给出:

$$I_c \dot{\Omega} = -\alpha - \frac{I_c}{\tau_c} (\Omega - \Omega_s) \quad (1)$$

$$I_s \dot{\Omega}_s = \frac{I_c}{\tau_c} (\Omega - \Omega_s) \quad (2)$$

(α 外部力矩, τ_c 也依赖于 Ω)。在 Ω 最初始的突然跳跃 ($\Delta\Omega$) 后,由公式 (1) (2) 所描述的跃变后的特征为:

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + (\Delta\Omega) [Q e^{-t/\tau} + (1-Q)] \quad (3)$$

其中 $\Omega_0(t)$ 是跃变不出现时的外推频

率。

$$Q = \frac{I_s}{I} (1 - \frac{\Delta\Omega}{(\Delta\Omega)_0}) \quad (4)$$

$$\tau = \tau_c \frac{I_s}{I} \quad (5)$$

$\Delta\Omega_0$ 是 Ω_s 初始的跳跃, I 为恒星的总转动惯量。

“跃变后的函数”形式由公式 (3) 给出,它与船帆座脉冲星的观测大致相符,取不同的 Q 和 τ 值时,也与蟹状星云脉冲星跃变所报导的观测相符。这个模型的关键性检验在于是否有跃变后的函数对于一个给定的脉冲星具有相同的 Q 和 τ 。脉冲星固有的周期噪音,在处理数据时使跃变后函数与噪音起伏相分离带进一些不确定,现在没有与跃变后函数假说不一致的报导,根据公式 (3),对两颗脉冲星最初自转加快的定量耦合,得到表 1 内的跃变参数。

由观测到的 Q 和 τ 值的大小,我们能得到关于中子星内层的某些性质。 Q 能直接量度跃变使恒星总转动惯量减少的程度,因为 I 的相对变化是:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I}{I} &= - \frac{(\Delta\Omega)}{\Omega} \propto \\ &= - (1-Q) \frac{(\Delta\Omega)}{\Omega} \end{aligned} \quad (6)$$

表 1, 船帆座和蟹状星云脉冲星转快的观测

	船帆座	蟹状星云
Ω (弧度/秒)	70.5	190
T (年)	2.4×10^4	2.4×10^3
$\Delta\Omega/\Omega$	2.34×10^{-8}	$(6.9 \pm 0.7) \times 10^{-9}$
$\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}$	6.8×10^{-3}	$(8.5 \pm 3.5) \times 10^{-4}$
τ	1.2 年	(7.7 ± 3) 日
Q	.145	0.96 ± 0.08

其中 $(\Delta\Omega)_{\infty}$ 是跃变引起的外壳转动频率的长期增加, Q 也给出恒星中子超流体丰富度的表示, 因为只要 $I_c \ll I_n$, 和/或 $\Delta I_n \ll \Delta I_c$ (ΔI_n 和 ΔI_c 为跃变的两种成分转动惯量的变化), 我们就有

$$Q \simeq I_n / I \quad (7)$$

在较轻的中子星 ($M \leq 0.5 M_{\odot}$) 里, 几乎外壳下面全部物质预计是质子、电子和中子超流体, 理论 Q 值 $\sim 0.90-0.95$, 它恰在由蟹状星云脉冲星跃变所推断的范围内, 此数值的相符是令人鼓舞的。对较重的中子星 (譬如说相应的中心密度大于 10^{15} 克/厘米³), 预计的 Q 值应更小, 因为在这种恒星内, 容易转快的带电超子核和 (或) 固体中子核对 I_c 有贡献, 使中子超流体部分相应减少。可是, 不管恒星多么重, 预计不会出现零 Q 值, 因总有一些中子超流体存在; Q 的最小近似值 ~ 0.05 , 对船帆座脉冲星, 推想的 $Q \sim 0.15$, 认为它具有的质量 $\geq 0.7 M_{\odot}$ (Pines等人, 1972)。

假若星核突然停止自转的话, 外壳—超流体耦合实质上由 I_c 成份到达静止的时间来表征。这一宏观的时间有力地暗示着星核内超流中子的存在, 同时暗示着贯穿中子的质子超流动性的存在 (Baym等人, 1969a, 1969b); 这同构成“正常”简并量子液态的内层中子不能共存。若星核质子是超流体, 中子主要耦合来自电子—中子间相互作用; 这种相互作用将使通常费米中子液体在 10^{-11} 秒时间内自转加快; 另一方面, 若中子液体是超流体, 只有涡流核心内中子超流体部分可按通常方式与核心电子发生作用, 甚至对这些相互作用还受到因子 $\exp(-\frac{\pi\Delta^2}{4E_F K T})$

的抑制, 其中 Δ 为流体能量间隔, E_F 为中子费米能级 (Feibelman, 1971)。纯电子—超流中子作用正比于超流体内涡流线的总长度。半径 R 的球内以角频率 Ω 均匀转动的超流体涡流线的最小长度是 $\sim \Omega m_n R^2 / \hbar$, 涡流

核的半径 $\sim 10^{-12}$ 厘米, 因此, 包含在蟹状星云脉冲星类正常涡流核内转动超流体的最小部分是 10^{-18} , 对超流体的这一部分有

$$\frac{1}{\tau_c} \sim \frac{\Omega}{40} \left(\frac{\Delta}{1 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{K T}{E_F} \right) \cdot \exp \left(- \frac{\pi \Delta^2}{4 E_F K T} \right) \text{ 秒} \quad (8)$$

τ_c 的估计数量级是十分合理的; 对 10^8 °K 的温度和典型的脉冲星密度, 当 $\Delta = 1.7 \text{ MeV}$ 时, τ_c 为几日的量级, 当 $\Delta = 2.4 \text{ MeV}$ 时, τ_c 为几年的量级, 而且, τ 对温度的微小变化是灵敏的, 我们很易了解船帆座和蟹状星云脉冲星有不同的观测值 τ 。

即使互相摩擦力矩与蟹状星云脉冲星一样, 预计船帆座脉冲星有更长的跃变后恢复时间, 因恢复时间大致正比于 $I Q (1-Q)$ 。可是, 力矩可能不一样, 因船帆座脉冲星较老 (所以较冷) 且转动更慢 (因而具有较少量的涡流线)。

我们注意到如果贯穿中子超流体的质子构成通常的费米液体, 而不是超流体, 上述时间会明显减少, 因为质子—中子耦合强度是电子—中子磁相互作用的 10^3 倍, 而质子费米能比电子费米能小得多。给出以上的参数, 得到的 τ 是微小的, 与观测相矛盾。

直到现在我们假定中子超流体不是湍流的, 像 Grestein (1970) 所提到的, 如果存在任何明显的湍流度, 涡流线的总长度会大大加长而超出了其正常长度, 对理论工作者说来就好像打开了一罐头蛆, 他必须回答的问题是: 有多少条“蛆” (蠕动涡流线) 存在, 它们的总长度是多少? 任何涡流线伸长 f 倍, 会使 τ 减少 $1/f$ 。因此, 巨大的 f (微观尺度的整个涡流会使 $f \sim 10^{18}$) 会预言一个极小的 τ 值而与观测不相适应。我们的结论是在转动中子超流体内不可能出现很大的湍流。

强跃变的起源

现在已刊印出50多篇文章试图解释由船帆座和蟹状星云脉冲星所观测到的强跃变,在这个问题为天体物理团体满意解决前,已有另外50多篇文章问世,在我们看来,为准备这个报告,对强跃变理论的严格评论或许能选出那些理论这一次可以放弃,那种理论或理论的综合能提供一个跃变起源的似乎合理的或者甚至是可能的解释;一方面把后一种理论与观测联系起来,另一方面把它与恒星结构联系起来,人们可以期望得到有关两类中子星和一般中子星性质的进一步了解。

让我们把强跃变定义为如下的频率跳跃:

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \geq 10^{-6}$$

现在必须用强跃变进行解释的观测事实有下面几种:

(1) 强跃变大小与脉冲周期。为什么只对蟹状星云和船帆座脉冲星观测到强跃变?为什么对船帆座脉冲星观测到的强跃变($\Delta\Omega/\Omega \sim 2 \times 10^{-6}$)比蟹状星云脉冲星($10^{-9} \leq \Delta\Omega/\Omega \leq 10^{-8}$)所观测到的大2个以上的数量级?换句话说,为什么有下述关系式

$$\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_{\text{船帆座}} > \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_{\text{蟹状星云}} \\ > \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_{\text{其它恒星}}$$

(2) 强跃变的符号。为什么迄今所观测到的全部强跃变具有相同的符号?

(3) 强跃变的重复频率。船帆座脉冲星强跃变间的时间 τ_e 是几年的数量级,而蟹状星云强跃变间的时间是几个月到几年的数量级。

(4) $\tau_e \neq \tau$, 跃变间的时间肯定与复原时间 τ 不一致,在蟹状星云脉冲星的情况

下是这样,而对船帆座脉冲星,很可能也不一致,因为 $(\tau_e)_{\text{船帆座}} \sim 2$ 年, $(\tau)_{\text{船帆座}} \sim 1.2$ 年。

(5) 强跃变是“突然”事件。对蟹状星云脉冲星(Löhsen, 1972)人们看到强跃变发生在几小时之内;对船帆座脉冲星现在相应的极限是几天。

(6) $(Q)_{\text{船帆座}} \leq 1 \approx (Q)_{\text{蟹状星云}} \approx 1$, 跃变部份的弛豫在船帆座脉冲星情况下明显小于1。

(7) 在自转加快后,无论是蟹状星云还是船帆座脉冲星,它们的脉冲波形都没有明显的变化。

强跃变理论的种类,可用强跃变所假定的物理位置来说明,从外围到内层,我们有:

行星

磁球不稳定性

吸积

壳震

与超流中子核相关的流体动力学不稳定性

核震

根据这个顺序,我们讨论这些理论。

1. 行星摄动(Michel, 1970, Rees 等 1970)

假定强跃变和微跃变是脉冲星周围的行星系统引起的脉冲星线性运动的结果,似乎是相当困难的。即使认为它们存在于超新星遗迹附近,要使这种理论模型与观测相符也有较大的困难。一个困难是,跃变的突然升起和慢得多的相继变慢与一颗行星的邻近通过相适应似乎是不可能的;实际上,没有合适的光滑函数与观测相符合。对蟹状星云脉冲星,用行星系统模拟非静止特性,甚至是一个更可怕的设想。普林斯敦小组(Groth, 1971)对蟹状星云脉冲星69—70年观测季节期间得到适当的拟合,他们假定存在三颗轨道行星。加上四个三次多项式参数,这是19个参数的拟合。可是,他们不能正确地预计70—71年

的观测；当拟合周期增加时，可能还需要增加行星状伴星的数量。

另一方面，如果假定高扁率轨道最近的通过发生在 $\sim 4.5 \times 10^{12}$ 厘米 (Michel, 1970) (这个距离对脉冲星足够远，所以潮汐效应不会引起大的摄动)，行星通过的假说与船帆座的观测相符，在这个意义上它能同时解释视转快的幅度、时间间隔和重复频率。可是，因为船帆座的两次跃变幅度不相等，要使数据相符至少在船帆座脉冲星周围要有二颗行星。显然需要更多的观测数据和详细的理论分析，才可采用或放弃对于船帆座脉冲星的建议，若船帆座强跃变仅是线性运动引起多普勒漂移，则从跃变后状态的分析不能得出中子核超流特性的结论。可是，人们仍可测量 $Q \equiv 1 - (\Delta\Omega)_{\infty}/(\Delta\Omega)_0$ ；这样定义的 Q 应等于 1，因为任何转快后必定紧接着转慢。可是在脉冲星固有噪音上只有“迅速”转快容易检出，所以能证明测得的视 Q 值小于 1 (可是，能否小到 0.15，是不清楚的)。

2. 磁球不稳定性 (Pacini 和 Scargle, 1971; Sturrock, 1971)

在赞成磁球不稳定性作为强跃变起源问题上两个主要争论——轻微运动

(wisp motion) 或闪耀的视观测和 1969 年 9 月份蟹状星云强跃变后测得的脉冲星色散的变化——已经成为反对这种解释的两个主要观测论据。对蟹状星云脉冲星的其他强跃变没有发现相似的关系。可是，对追求这种可能性 (磁球不稳定性理论?) 仍有趣的人们必须解释：

(1) 为什么只有两颗脉冲星选择得具有不稳定的磁球，为什么在这些情况下，跃变的不稳定性使磁球的明显部分被吹走？的确，船帆座脉冲星所需要的等离子体转动惯量假定的突然变化与可允许的最大值 I (等离子体) $\leq B^2 R^3 / 6 \Omega^2$ (Rosenbluth, 1972) 同数量级，其中 B 表面磁场， R 脉冲星

半径。

(2) 充满脉冲星磁球的特征时间为秒数量级；那么为什么发展到不稳定性要取月、年的数量级？

(3) 如果整个磁球处于不稳定状态之中，为什么强跃变后的脉冲波形没有变化？

(4) 地面上等离子体接近不稳定的状态，通常是要避免一场巨大的不稳定性；这种等离子体颇倾向于围绕某些“最小的”不稳定性起伏，为什么脉冲星的等离子体不同？

3. 吸积 (Böerner 和 Cohen, 1972)

把强跃变归因于吸积也存在许多问题：

(1) 吸积物质来自何处？蟹状星云脉冲星每次强跃变需 $10^{-9} M_{\odot}$ 的质量，对船帆座脉冲星还要大几千倍，譬如我们知道形成致密 X 射线源中子星的吸积速率为每年 $\sim 10^{-9} M_{\odot}$ (Lamb 等 1972)，为了容易得到这么多吸积物质，就需要假定伴随着一个很近的伴星。脉冲星脉冲周期的恒定性，使人们欣然放弃在蟹状星云脉冲星中有这样的伴星，而且，吸积物质不能代表产生脉冲星的超新星爆发物质的“降落”，任何这种降落会在超新星的第一年内发生 (Colgate, 1972)。

(2) 假定人们创造一个吸积物质的来源，能否使 $10^{-9} M_{\odot}$ 迅速到达恒星表面而产生强跃变？考虑一大块恒星 (倒不如说是行星) 物质注入脉冲星，首先被潮汐力拉开。为了解这一点，假定物质在半径 R 的均匀球体中下降，球的密度 ρ (约 5 克/厘米³)，硬度 μ ($\sim 10^{12}$ 达因·厘米⁻²)，在离脉冲星为 R 的距离处，切变角 ϕ 是：

$$\phi \sim \frac{k M_p}{4 \rho R^3} \quad (9)$$

其中 M_p 脉冲星的质量 (2×10^{33} 克)，

Love 数 k ，对 $R \ll \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{\mu}{G}} \sim 8 \times 10^8$ cm，

近似为 $\frac{G \rho^2 R^2}{2.5 \mu}$ ，对 $R \gg \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{\mu}{G}}$ ，

近似为 1，因此，

对 $R \sim 8 \times 10^8$ 厘米的物质，我们有

$$\phi \sim \frac{10^{8.2}}{R^3} \leq \phi_c \quad (10)$$

其中 ϕ_c 是破裂的临界角，假若 $\phi_c \sim 10^{-4}$ 是这种天体的典型值，那么在 $R \sim 10^{12}$ 厘米的距离处，下降的块状物将开始破裂，由于这些片状物连续下降，最终我们一定有

$$\frac{G \rho R^2 \cdot M_p}{10 R^3 \mu} \simeq 7 \times 10^{13} \frac{R^2}{R^3} \leq \phi_c \quad (11)$$

以致于这些片状物最后到达脉冲星表面时， $R \sim 10^6$ 厘米，它们具有的半径约为 1 厘米！

至于当裂开的片状物开始在脉冲星重力场中单独运动时，我们也能得到一个粗略的概念，因为脉冲星重力场的引力比相邻片状物间的拉力大，我们有

$$\frac{G M_1}{R^2} >> \frac{\frac{4}{3} \pi G \rho R^3}{R^2}$$

$$\text{或者 } R << \frac{10^{16}}{\sqrt{R}} \quad (12)$$

因此，大约在 $R \sim 3 \times 10^{11}$ 厘米时，人们可以预计块状物不仅能分裂成小片，而且小片彼此之间也开始运动。构成块状物质可能携带着很大的角动量，这就意味着，下降的大块状物首先进入轨道，然后，由于潮汐撕裂作用 (tearing)，形成围绕脉冲星的粒子圆盘。由于脉冲星“大气”的摩擦和潮汐力，这个圆盘却实逐渐下降；然而，要想出为什么这不是一个连续的长期过程而是突然的“跃变”，这是非常困难的。

我们顺便提一下，随着下降物质所需要的速率，应该有实质性的 X 辐射产生（没有观察到它），而且，中子星却实完全不能起脉冲星的作用 (Shvartsman, 1971；

Lamb 等 1972)。

4. 壳震

壳震—中子星固体外壳弹性能的突然释放—是为解释船帆座强跃变 (Ruderman, 1969) 而提出的第一批机制之一。正在引起壳震兴趣的是人们把它当作与地面上相类似的物理过程处理，据此，强跃变间的时间（全部强跃变具有相同的自转），由一次到另一次是变化的（与 τ 无关），预计壳震仅是相当年青的脉冲星共同现象，且存在着多种导出恒星壳层中临界应变的机制，其中很多似乎是合理的。同时，象我们将要看到的，对蟹状星云脉冲星强跃变，它们一直是一个可能的机制，对船帆座脉冲星的那些观测，它们似乎不再能作为一种机制。

很仔细考虑过的机制是起因于恒星电磁辐射和带电粒子放射使自转逐渐变慢引起的转动应变。在恒星自转比较快时形成的恒星外壳，受到由于恒星变慢而增加的重力诱导应力的作用；当这种应力超过屈服点时，壳层破裂（壳震）。在此过程中，有些应力突然解除，壳层的转动惯量突然减少，转换成角动量，其转速突然增加，因而自转加快。

壳震的这种简单描述可由恒星四极变形给出，它是用单时间依数变形参数——壳层扁率 (Baym 和 Pines, 1971) 来表述的。在这种描述中，如果不发生能觉察的可塑性流动，到下次壳震的时间将正比于前次壳震解除的应力，对给定的中子星模型能够计算出来。为对相关的参数作出定量的估计，我们假定恒星是轴对称的，且根据 $I = I_0(1 + \epsilon)$ 来规定扁率 ϵ ，其中 I_0 是非转动球体恒星的转动惯量，机械能的时间变化部分可写成为：

$$E = -\frac{L^2}{2 I_0} \epsilon + A \epsilon^2 + B (\epsilon_0 - \epsilon)^2 \quad (13)$$

其中 ϵ_0 是参考扁率（它的变化仅有可塑性流

动或壳震引起), 系数A、B量度由于自转的结果贮藏在恒星内的重力能和弹性能。A、B的估计数量级可由半径为R壳层体积为 V_{cr} 的自身重力不可压缩的均匀球体相应表达

$$\text{式得出, } A = \frac{3}{25} \frac{GM^2}{R}, \quad B = \frac{57}{50} \mu V_{cr},$$

其中 μ 是壳层物质的切变模量。对固定的L和 ϵ_0 , 取最小的能量(13), 我们有

$$\epsilon = \frac{I_0 \Omega^2}{4(A+B)} + \frac{B}{A+B} \epsilon_0. \quad (14)$$

因对这种类型的所有稳定中子星, $B \ll A$ (Baym和Pines, 1971), 故 $\epsilon \approx I_0 \Omega^2 / 4A$, 完全流体时取此值。这种一个参数的描述, 可适用于“占星学上年青”的脉冲星, 当壳层内的平均应力,

$$\sigma = (1/V_{cr}) \cdot (\partial E_{el} / \partial \epsilon) = \mu(\epsilon_0 - \epsilon)$$

超过某一临界值 σ_c 时, 就发生壳震。壳震时, 扁率和参考扁率按下式减小:

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon &= [B/(A+B)] \Delta \epsilon_0 \\ &\approx (B/A) \Delta \epsilon_0. \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $\Delta \epsilon$ 可以直接观测到, 因为

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon &= \Delta I / I = -(\Delta \Omega) \infty / \Omega \\ &= -(1-Q)(\Delta \Omega)_0 / \Omega \end{aligned} \quad (16)$$

壳震后, 应力再次重新建立起来, 到下次壳震的时间由下式得出:

$$\tau_q^\epsilon = T(\omega_q^2 / \Omega^2) \Delta \Omega \infty / \Omega \quad (17)$$

其中T脉冲星变慢的时间($T = |\Omega / \dot{\Omega}|$), 恒星结构的效应通过以下参数描述:

$$\omega_q^2 = 2A^2 / B I \quad (18)$$

微观恒星模型 ω_q^2 的计算结果列于表2,

并列壳震间的预计时间, 对涉及到转动惯量 10^{-8} 跳跃的转快[回想起蟹状星云脉冲星, 若 $Q=0.9$, 对应于最初的转快为 10^{-8} , 因为根据公式(6), $\Delta I / I = -(\Delta \Omega) \infty / \Omega = -(1-Q)(\Delta \Omega)_0 / \Omega$], 我们看到对质量 $\sim 0.3 M_\odot$ 的恒星模型, 最初相对幅度为 10^{-9} 到 10^{-8} 的强跃变间的预计时间间隔, 是月和年的数量级, 与观测一致, 我们还注意到相应的临界应变角 $\phi_c \sim \sigma_c / \mu \sim 10^{-4}$, 是一个特别合理的值。可是, 对船帆座脉冲星, 相对幅度为 $(\Delta \Omega)_0 / \Omega \sim 10^{-6}$ 的强跃变, 相应算出的时间间隔, 同时取决于所假定的质量, 至少是几世纪, 很可能是数千年。这是因为释放的应变比蟹状星云大得多, 而变慢速率T和应变补充的速率($\sim \Omega^{-2}$)小一个数量级。观测到典型强跃变间的时间为2年, 因此把船帆座脉冲星作为“占星学上年青”的脉冲星处理是不恰当的, 因为在年青的脉冲星里, 一次壳震放出的应变能, 可在下次壳震前得到补充。

表2. 蟹状星云脉冲星的恒星动力学参数

质量($M_\odot$)	ω_q^2 (秒 $^{-2}$)	τ_q^ϵ (年)	$2\pi / \Omega_w$ (日)	$\epsilon \cdot 10^{-4}$
0.10	2.7×10^8	0.018	3.8×10^{-3}	14
0.15	1.7×10^9	0.11	2.4×10^{-2}	5
0.20	6.3×10^9	0.42	8.8×10^{-2}	3
0.25	2.4×10^{10}	1.6	3.3×10^{-1}	2
0.30	4.7×10^{10}	3.1	6.5×10^{-1}	2
0.46	5.2×10^{11}	35	7.3	1
0.80	7.0×10^{12}	470	9.8×10^1	0.9
1.08	3.7×10^{13}	2,400	5.0×10^2	0.7
1.41	4.0×10^{14}	27,000	5.5×10^3	0.5

当然 ϵ 的减小不是建立起恒星壳层内应变能的唯一途径。Pines 和 Shaham (1972a) 考虑应变能的建立是恒星自转轴和弹性参考轴偏离造成的, 恒星所受到的辐射矩近似垂直于自转轴, 于是弹性能就包含着角分布, 它能起重要的作用 (的确, 象我们所看到的, 它可能对应于蟹状星云脉冲星所观测到的强跃变), 可是, 虽然这些角分布项能说明上面 τ_q^E 的估价值, 但是似乎仍不能是以貌似合理的方式解释船帆座强跃变的时间间隔为 2 年。

Dyson (1969, 1970) 已提出引起壳震的其他机制, 他考虑脉冲星表面可能存在着火山, 物质通过火山流出来, 直到足够多的物质堆积起来而得到一次壳震。火山建立的过程可能是相当慢的 ($\sim$ 数月到数年), 火山不太高 (实际上, 我们可以指出恒星表面火山的最大高度 h 是 $h/R \approx 3\phi$ (B/A)), 因为 $\phi \sim 10^{-4}$, $B/A \sim 3 \times 10^{-3}$, 于是人们可得知脉冲星表面的火山最高不会超过 1 厘米), 火山机制, 虽然引起兴趣, 但肯定缺乏似乎合理的解释, 根据这种机制, 为得到火山, 就要求显著的内层温度梯度, 而在极高传导 (热传导) 的超密内层物质中这似乎是不可能的。此外, 与上边提到的强跃变理论一样, 它不易解释船帆座强跃变的大小。假定船帆座脉冲星内部为液体, 液体扁率 $\epsilon \sim 1.0 \Omega^2 / 4A \sim 10^{-7}$; 因此, 在强跃变中, 部分扁率的变化接近于大到惊人的数值 $\sim 10\%$ 。

5. 与流体中子核有关的流体动力学不稳定性

Cameron 和 Grestein (1969) 已提出中子核流体经典上可变成不稳定的, 因为变慢的力矩建立起自转流动, 其中单位质量的角动量随离自转轴的距离而减小。这种模型有很大的优点, 它建立在我们所知道的不稳

定性上。可是, 反对这种强跃变的证据有:

(1) 在这种模型中, 跃变间的时间间隔应近似是流体恢复到其跃变前的状态的弛豫时间。但在蟹状星云脉冲星情况下, 观测的 τ 值比跃变时间间隔小 2 个数量级, 而在船帆座脉冲星情况下, 这颗脉冲星在第二次跃变发生时, 却不能接近完成它的弛豫。

(2) 非扰动超流体建立起不稳定流动也许是不可能的。每当外部力矩使得单位质量角动量变得与半径——稳定度的极限——涡流密度无关时, 从而, 外部力矩的推动必须消失。

(3) 为什么这种跃变在自转稍慢些的脉冲星里看不到?

Packard (1972) 提出跃变可能是集结到壳层的涡流线散开来的证明, 这种现象在实验室中对单独的涡流线是知道的。反对这种模型的论据有:

(1) 与 Cameron—Grestein 模型一样, 观测到的弛豫时间与跃变时间间隔之间的关系是不合理的。

(2) 涡流线束和设想为彼此孤立的涡流线的张力 (张力的过低估计) 有这么大, 以致于对脉冲星超流体和壳层原子核的估计参数, 不应发生集结 (Pinning) 现象。

(3) 为什么在自转较慢的脉冲星里集结较容易, 而对它们没有观测到跃变?

6. 核震

从新近似乎合理的建议起, 提出较重中子星可能有固态中子内核; 我们试图解释核震引起船帆座强跃变, 它代表贮藏在固态中子晶格内弹性能的突然释放 (Pines 等 1972), 恒星密度 $\geq 1.5 \times 10^{15}$ 克/厘米³ (Canuto 和 Chitr, 1972) 时可能发生中子固态; 因其切变模量比壳层物质模量大五个数量级 ($\mu \sim 10^{35}$ 厘米代替了 10^{30} 达因/厘米²)。星核是弹性能和重力能的实际贮存器, 这些能量在壳震时释放出来。因此, 具有 $B \sim 10A$ 和十分脆的壳层物质的可能性, 同时

$\varepsilon \approx \varepsilon_0$ ，所以当恒星变慢时， ε_0 ，随之 ε ，仅在壳震时发生不连续的变化。因此，有足够的弹性能表明：壳层在新壳震发生前不必建立起前次壳震释放出的应变能〔在这方面，固态中子核与地球相似(Pines和Shaham, 1972b)〕。所以要了解自转变慢得像船帆座脉冲星那样的恒星，几年出现一次跃变，原则上并没有困难。另外，跃变的大小不再是主要问题，因为当幅度 $\Delta \varepsilon \sim 10^{-6}$ 的跃变在 10^4 年内发生时，数量级为 10^{-2} 的星核初始扁率减少不小于一个数量级。此外，这种跃变可认为是只包括赤道隆起的微小部分，而不是模型所要求的显著部分，这种模型得到的通常扁率 $\varepsilon \sim 10^{-5}$ 。

我们还注意到固体核的存在使结构因子 $Q \sim I_n/I$ 显著减小，因为在微观时间内固态中子核与壳层和内层带电粒子间刚性地共同旋转。中子超流体部分很易占到0.15，这个幅度的 I_n/I ，却是质量 $\sim 0.7M_\odot$ 中子星的特征。

微 跃 变

除了整个恒星自转变慢——多重状态——和各种强跃变外，观测证明蟹状星云脉冲星——可能还有船帆座脉冲星——显示出一种“非静止”(“restless”)或噪音特性。这种特性本身表明到达时间不稳定的微小变化。普林斯顿小组(Boynton等, 1972)对这种非静止特性作过详细分析，他们指出没有适当的光滑函数能与长时期观察的相应剩余相位相拟合。当然，这些状态象散粒噪音一样，对应许多微小的跃变，可能同时出现自转变快和变慢。由这种散粒噪音的傅立叶分析，普林斯顿小组能定出跳动速率(τ)乘以幅度平方的平均值 $\langle \tau(\Delta Q)^2 \rangle$ 。从他们的分析可以得出这样的结论：69年9月份强跃变前的噪音比此事件后的噪音大；最近，Löhse (1972)发现进一步的证据，与71

年10月份的强跃变有联系。非静止特性散粒噪音的说明，同时解释了以前所报道的几个月的周期性，因为散粒噪音产生数量级为数据时间跨度的表观周期性。

Nelson等(1972)人以较大的不太频繁的频率跳跃来解释蟹状星云非静止特性，两种符号的跳跃都有；由普林斯顿小组的分析不能得到微小跳跃的平均值，因为在整个脉冲星自转变慢时，它消失了；而且，还可以发生一组极频繁的微小频率跳跃，以便能将普林斯顿小组的解释过渡到Nelson等人的解释。显然，为精确测定这种非静止特性的微观结构还需要更长的观测期和更高的瞬间分辨率。

我们定义相对幅度为 $\Delta Q/Q \leq 10^{-10}$ （不论什么符号）的频率跳跃为微跃变，原则上以前所讨论的多数强跃变机制可按比例减小去解释微跃变，在某种程度上，我们已采用的各种反对强跃变的论据隐藏在观察噪音中，如果微跃变几小时甚至几日发生一次，在噪音中人们不再能观测到跃变后的特征。我们主要讨论三个微跃变“新”机制：壳层角应变引起的微壳震，磁场应力弛豫和超流体“摆动”(wacillation)

微壳震：象Pines和Shaham(1972)所指出的，人们一般可以期望起因于自转轴和弹性参考轴不一致的弹性能有一个角分布，可是，由纯角应变引起的壳震小于（作为一个规律）“c”壳震，因为它涉及到恒星表面较小的面积(Pines和Shaham, 1972b)。它也使自转变慢，因为它涉及到壳层的运动，这种运动使壳层轴趋向于和瞬间自转轴取向一致。扁率应变的共存具有产生自转变快或变慢的作用，取决于壳震的特殊几何形状和两种应变的相对大小。当不一致的特征时间比自转变慢短得多时，那么，在大部分时间内，应变由微壳震解除，可是最终微壳震在解除扁率应变中无效，就一定发生“强壳震”。详细考虑指出：因此脉冲星在强跃变

之前比在其后有较多的噪音。

脉冲星磁场的弛豫：如果脉冲星在一次激烈事件中诞生，可能它的壳层在其全部导电流体成份完成运动前已开始固体化，以便最大地弛豫恒星磁场应力(Ruderman, 1972)。如果是这样，现在的壳层可保持颇大的磁场应力，直到 $B^2/8\pi \sim 10^{23}$ 达因/厘米²。这种应力引起壳层的薄弱部份连续破裂，它能表现在脉冲星自转频率的“噪音”中，这种模型不能说明蟹状星云最后一次大跃变前定时噪音的增加。

超流体“摆动”：跃变后，角动量在(观察的)弛豫时间 τ 内转移到中子超流体，因为把角动量与超流核联系起来的力矩在空间是不均匀的，差动角速度引入超流体，除了任何的差动转移外，星核流体可能仍处于其通常的自转变慢状态。由壳层局部引入的略许增加的角动量，虽然没有粘滞性，它也能由涡流——涡流相互作用而传布到超流体(对这种Tykachenko波的角动量再分配的典型估计，给出0.1厘米/秒量级的波速度)。附加的角动量在大量不可比量的正常超流体模式中进行分配，当角动量自身连续再分配时，就引起超流体围绕其平均运动前后振动(Ruderman, 1972)；既没有内摩擦(粘滞性)，又处于极限低温度，附加的差动转动——“摆动”就无法阻尼，除非由于壳层的后摩擦作用，这个壳层的突然“跃变”最初激励了超流体。估计由内层的超流体摆动引起的壳层伪随机运动的幅度，可与蟹状星云脉冲星的观测相比较。可是，这种模型不能解释强跃变前定时噪音的增加。

测定恒星结构的其他途径

我们讨论关于中子星结构的三种可能的观测处理，如我们所提到的，首先是能量平衡的考虑，并且假定蟹状星云脉冲星的转动能是蟹状星云唯一的功率来源，它原则上提

供了恒星转动惯量的测定(因而也提供了质量的测定)。存在着两个问题(参见Ruderman, 1972)：

(1) 人们不能确定蟹状星云的绝对光度，因为它的距离在两倍左右之内是未知的。

(2) 人们不能确信：星云光度的多大必须由脉冲星提供——它仅是星云(根据目前的距离估计 $\sim 5 \times 10^{37}$ 尔格/秒)中能量最高寿命最短的电子辐射能量呢，还是必须同时提供星云辐射和膨胀的动能(其值可能需要为 4×10^{38} 尔格/秒)，因此，最好的结论是 $I = (3.6 \pm 2.8) \times 10^{44}$ 克厘米²，转换成脉冲星的质量为(Baym等, 1971)

$$M_{\text{蟹状星云脉冲星}} \sim (0.8 \pm 0.6) M_{\odot}$$

人们注意到这几乎涉及到稳定中子星的全部范围。

显然，直接测定脉冲星的质量是非需要的，恒星颤动的观测(类似于地球的Chandler颤动)，它起因于自转轴和以前讨论的基本参考惯性轴的不一致，在某些条件下，提供了这种测定。颤动频率由下式给出(Pines和Shaham, 1972b)

$$\Omega_w \simeq -\frac{3}{2} \left(\frac{B}{A+B} \right) \varepsilon_0 \Omega \quad (19)$$

对内层为液体的恒星(蟹状星云脉冲星?) $\varepsilon_0 \simeq \varepsilon \simeq I_0 \Omega^2 / 4A$, (Pines和Shaham, 1973a)

$$\Omega_w \simeq -\frac{3}{4} \frac{\Omega^3}{\omega_q^2} \quad (20)$$

所以颤动频率的测量提供了 ω_q^2 的直接测量，由此，能从B和A的理论计算值推论出质量，却实，至少用这种方法人们能定出蟹状星云脉冲星的距离(因为I是直接测定的)，这与通过一般方法测得较好的距离从而得出I的较好极限值可能是一样的。另一方面，对具有固体中子核的恒星(船帆座脉冲星?)， Ω_w 的观测能提供 ε_0 的直接测定，但不能

得出恒星的质量。

关于恒星结构的其他情报，原则上包含在强跃变精细结构中 (Löhsen, 1972)。譬如，如果要把强跃变解释为壳震，精细结构就提供了一系列相关壳震的情报，一个壳震要能激发下次壳震，这种方式对脉冲星质量可能是灵敏的。

观 测 试 验

观测试验：

为得到以下情报，我们愿意再次强调对蟹状星云和船帆座脉冲星现有的时间数据进行更仔细分析的重要性。

(1) 相续强跃变的幅度和定时

(2) 强跃变后的特征 (两种成分的理论能否提供适当的描述?)

(3) 残余“非静止”特性的性质 (频率噪音、两种符号的较大而不太频繁的微跃变，或?)

对蟹状星云脉冲星，所有三方面的数据都联系在一起，所以，象我们所提到的，要用明显的方式分析上述现象之间的区别并不是轻而易举的 (确实，我们所规定的强跃变 $\Delta\Omega/\Omega \geq 10^{-9}$ 和微跃变 $\Delta\Omega/\Omega \leq 10^{-10}$ 之间的区别，本身就是任意的)。为得出这些情报，对蟹状星云脉冲星，原则上能综合不同小组观测者之间得到的结果，而且确实正朝这个方向做；可是，现在的“技术状态”还不能得出一张“跃变统计表”，它列出1969年9月后发生的强跃变幅度和时间 (因而没能列在这里)。实际上，对船帆座脉冲星的全部有关观测，已由 Reichley 和 Downs 用 Goldstone 的天线阵完成，我们仅能在他们分析数据的困难任务中鼓励他们，并且希望就我们提出的问题早一点作出

答复。

脉冲星颤动的发现也标志着巨大的进步，现已达到能决定液体核存在的程度，通过理论和观测，脉冲星颤动的观测能提供脉冲星质量或现有扁率的测定，这两个量有基本重要性。

结 束 语

初看起来，两颗脉冲星提供了非常微薄的观测基础，根据它建立起一个上层结构的精密理论。可是，幸运的是我们现在有很好的理由相信蟹状星云和船帆座脉冲星对应着不同种类的中子星；在这种不同类型的中子星内，显示出不同的内层结构。我们以适当的篇幅讨论了强跃变起源的各种理论；我们的讨论可用表列形式概括出来，这种摘要列于表Ⅱ。在现阶段，壳震似乎能对蟹状星云脉冲星强跃变提供一个似乎合理的解释，而核震似乎能解释船帆座的强跃变；除了似乎不可能的吸积机制外，无论是对蟹状星云脉冲星还是对船帆座脉冲星，许多其他理论的适当修订，会给它们提供同样的似真性。

根据现有论据 (观测的和理论的)，我们得出结论：蟹状星云脉冲星质量 $\leq 0.5 M_{\odot}$ ， $\sim 90\%$ 为超流中子；而船帆座脉冲星具有一个固体中子核，质量为 $\sim 0.7 M_{\odot}$ ，恒星超流中子丰富度 $\sim 15\%$ ，未来的观测和理论进展是否证实这种初步的认识，将来会得到阐明。

我们对 Aspen 物理中心所提供的鼓舞人心和受人欢迎的气氛，高兴地致以谢意，这项工作一部分在那里进行，这项研究工作一部分得到美国科学基金会的支持。

表Ⅱ，强跃变理论的现状：◇三与观测一致 ●三可能与观测一致 ◆三与观测不一致

观测特性 理 论	幅 度	快速 升起 时间	符 号	$(\frac{\Delta\Omega}{\Omega})_{Vela} >> (\frac{\Delta\Omega}{\Omega})_{Crab}$ 和其他星	强 跃 变 函 数	Q 值	频 率	$t_0 \approx \tau$	脉冲 波形 持续 时间	也解 释微 跃变 吗?	中子 星理 上的 似真 性
行 Crab 星 Vela	◇ ◇	◆ ◆	● ●	◇ ◇	◆ ●	● ●	● ◇	● ●	◇ ◇	◆ ●	◇ ◇
磁 球 不稳定性	●	●	◇	●	●	◇	◇	◇	◆	◇	●
吸 积	●	◆	●	●	●	◇	●	◇	◇	●	◆
壳 Crab 震 Vela	◇ ●	◇ ◇	◇ ◇	◇ ●	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◆	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◇
C·G·流 体动力学 不稳定性	◇	◇	●	◆	◆	◆	◇	◆	◇	◇	◇
核 Crab 震 Vela	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◇	◆ ◇	● ◇	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◇	◇ ◇

(本文根据David Pines、Jacob Shaham和Walvin A·Buderman在国际天文学协会1972年8月份召开的凝聚物质物理学讨论会上的报告译出。)