

Ясно однако, что механизм ускорения релятивистских частиц существенно отличается от общепринятого для радиопульсаров ускорения в полярном зазоре. По-видимому, необходимо привлечь первоначальные идеи ускорения частиц на световом цилиндре (Пачини, 1967; Гинзбург, 1970), или же механизм Бленфорда — Знаека.

Поразительно, что пульсары Her X-1 и Vela X-1 обладают совершенно разными скоростями вращения: энергии их вращения относятся как $280^2 : 1$. Тем не менее оба являются мощными источниками релятивистских частиц. Энергия, до которой ускоряются релятивистские частицы, пропорциональна напряженности электрического поля ϵ (см. § 3 гл. VII):

$$\epsilon \approx \frac{v}{c} BeR,$$

где R — характерный размер зоны ускорения.

Оценим максимальную мощность релятивистского ветра в различных предположениях о механизме ускорения. Рассмотрим два варианта.

1. Энергия частиц черпается из энергии вращения нейтронной звезды, как это происходит у одиночных нейтронных звезд. Мощность магнито-вращательного излучения, очевидно, ограничена магнитодипольными потерями (см. § 3 гл. VII):

$$L_m \approx \frac{\mu^2}{R_l^3} \omega \approx 4 \cdot 10^{31} \mu_{30}^2 p^{-4} \text{ эрг/с}, \quad (91.V)$$

где, как и прежде, ω — частота вращения звезды, R_l — радиус светового цилиндра, μ — дипольный момент.

2. Пусть релятивистские частицы ускоряются в альвеновской зоне. Их энергия не может превосходить гравитационной энергии, выделяющейся в аккрецируемом веществе на магнитосфере:

$$L_a = \dot{M} \frac{GM}{R_A} \approx \frac{\mu^2}{R_c^3} \omega \approx 10^{37} p^{-3} \text{ эрг/с}. \quad (92.V)$$

Здесь мы использовали предположение о том, что нейтронная звезда находится в равновесном состоянии и $R_A \approx R_c$.

Ускорение релятивистских частиц от аккрецирующих звезд рассматривалось в работах Кундта (1984) и Цыгана (1981).

§ 10. Рентгеновские барстеры

Совершенно новый тип рентгеновских источников был открыт Гриндлеем и др. (1976). Они зафиксировали вспышку рентгеновского излучения в направлении на шаровое скопление NGC 6624 (рис. 12). Сейчас известно несколько десятков источников мягкого (~ 1 кэВ) рентгеновского излучения вспышечного характера. Значительная часть из них либо идентифицирована с известными шаровыми скоплениями, либо шаровые скопления позже были найдены в направлениях на источники (см. табл. 10).

Главнейшей особенностью рентгеновских барстеров является их временное поведение: на фоне квазистационарного (фонового) потока наблюдаются повторяющиеся вспышки. Спектры рентгеновских барстеров зна-

Барстер	Что вокруг?	Комментарий
MXB 0512-40	NGC 1851	
MXB 14??-6?		одна вспышка I-типа
MXB 1455-31	голубая звезда	транзиент
MXB 1535-29		только одна вспышка, возможно, не I типа
XB 1608-52	звезда	транзиент
MXB 1636-53	голубая звезда	сорок оптических и много рентгеновских синхронных вспышек
MXB 1659-29	голубая звезда	транзиент, звезда видна только в высоком рентгеновском состоянии
XB 1702-42	4U1702-42	
MXB 1715-32		
XB 1724-30	Тарзан 2	
MXB 1728-34	Гриндлей-Герц 1	некоторые вспышки имеют два пика
MXB 1730-335	Лиллер 1	быстрый барстер (вспышки I и II типов)
XB 1732-30	Тарзан 1 ?	наблюдаются только вспышки
MXB 1735-44	голубая звезда	две оптические вспышки (1 синхронная)
MXB 1742-29		ассоциируется с транзиентом ?
MXB 1743-28		три вспышки в быстрой последовательности (4 и 17 минут)
MXB 1743-29		транзиент, двухпиковые вспышки
XB 1744-26	GX 3 + 1	
XB 1745-24	Тарзан 5	только вспышки
MXB 1746-37	NGC 6441	ассоциируется с постоянным источником?
XB 180?-2?	NGC 6553?	нет постоянных рентгеновских источников в квадрате ошибок
XB 1813-14	GX 17 + 2	радиоисточник весьма вероятен
MXB 1820-30	NGC 6624	вспышки наблюдались только в низком рентгеновском состоянии
MXB 1837+05	голубая звезда	наблюдались синхронные оптические и рентгеновские вспышки
MXB 1850-08	NGC 6712	
MXB 1906+00		
XB 1908+00	голубая звезда	транзиент Орел X-1
MXB 1916-05		4U 1915-05

чительно мягче, чем спектры рентгеновских пульсаров (см. рис. 13). Все вспышки делятся на две неравные группы: вспышки I типа, повторяющиеся с интервалами в несколько часов, и вспышки II типа — гораздо более быстрые (несколько минут); они наблюдаются лишь у одного, так называемого быстрого барстера MXB 1730 — 335.

Остановимся кратко на основных наблюдаемых свойствах барстеров (см. также обзоры Гриндлея, 1981; Льюина и Кларка, 1980; Эргмы, 1982).

Локализация и пространственное распределение. Идентификация первого барстера 3U 1820 — 30 с шаровым скоплением NGC 6624 породила надежду на то, что все барстеры принадлежат к шаровым скоплениям. Действи-

тельно, 10 барстеров оказались принадлежащими к известным шаровым скоплениям. Но около 15 барстеров до сих пор не идентифицированы ни с одним из известных шаровых скоплений (см. Льюин и др., 1977).

Общее распределение рентгеновских барстеров повторяет распределение так называемых источников "балджа", которые имеют такие же мягкие спектры, но не проявляют вспышечной активности (рис. 77). Важнейшие исследования локализации барстеров в шаровых скоплениях были проведены с борта рентгеновской обсерватории "Эйнштейн" (Гриндлей, 1981).

Сразу после открытия рентгеновских барстеров были предложены две группы моделей: модель аккрецирующей нейтронной звезды и модель массивной, (100–1000) M_{\odot} , черной дыры. Если принять вторую гипотезу, то очевидно, что такой "тяжелый" объект должен оседать к центру шарового скопления – тем ближе к центру, чем больше его масса. Из общих термодинамических соображений следует, что кинетическая энергия "частиц" шарового скопления должна быть одинакова (выравнивание температур). Отсюда средняя скорость тяжелой частицы v_x должна быть (Ландау и Лифшиц, 1976):

$$v_x = \sqrt{\frac{\langle M \rangle}{M_x}} \langle v \rangle, \quad (93.V)$$

где $\langle M \rangle$ и $\langle v \rangle$ – средняя масса и средняя скорость звезды шарового скопления, M_x – масса тяжелой частицы. В соответствии с этим соотношением Бакал и Вольф (1976) показали, что масса пробной частицы (рентгеновского источника) обратно пропорциональна квадрату среднего ее расстояния R от центра скопления:

$$M_x \approx 0,9 \left(\frac{R_{\text{core}}}{R} \right)^2 \langle M \rangle, \quad (94.V)$$

где R_{core} – радиус ядра шарового скопления. На практике мы имеем

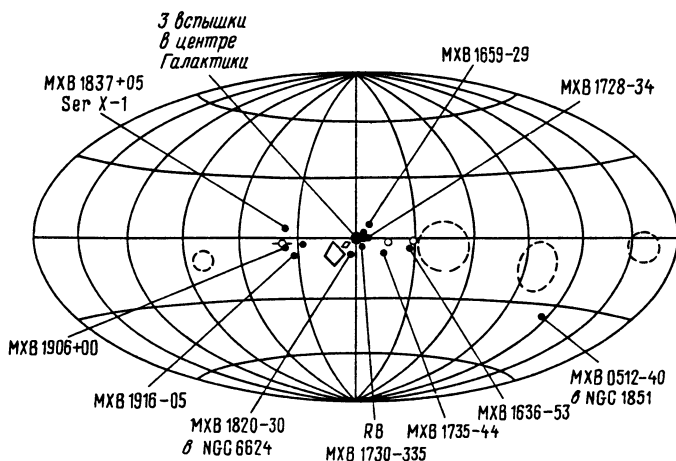


Рис. 77. Распределение рентгеновских источников балджа (Льюин и др., 1977)

дело с угловыми расстояниями. Радиус R_{core} для скоплений, содержащих рентгеновские источники, менее $\sim 6''$. Точность измерения положения рентгеновского источника внутри скопления должна быть $\sim 1''$. Такая точность была достигнута с помощью HRI*)-инструмента на обсерватории "Эйнштейн".

Наблюдения показали, что рентгеновские источники не совпадают с центрами шаровых скоплений. Средние расстояния R оказались равными $\sim 0,5 R_{\text{core}}$, и следовательно, массы рентгеновских источников не могут превосходить среднюю массу звезд более чем в 4 раза. Полагая $\langle M \rangle \approx 0,5 M_{\odot}$, получаем, что масса $M_x \approx 2 M_{\odot}$, так что модель массивной черной дыры (по крайней мере, для большинства источников) была "закрыта" (Гринделей, 1981).

Периодические вариации рентгеновского потока. Рентгеновские затмения. Удивительным было то обстоятельство, что излучение рентгеновских барстеров не подвержено периодическим изменениям. Ни у одного из барстеров не наблюдают рентгеновских пульсаций. Долгое время не удалось найти даже следов рентгеновских затмений.

В последние годы удалось обнаружить рентгеновские затмения у нескольких рентгеновских источников балджа (включая и рентгеновские барстеры). Следы событий типа затмений наблюдались к настоящему времени у четырех источников балджа и/или барстеров: MXB 1659 – 29 (Льюин и др., 1978; Камински и др., 1983), 4U 1915 – 0,5 (Уолтер и др., 1982; Вайт и Сванк, 1982), 4U 1755 – 33 (Вайт и др., 1984) и MXB 1820 – 30 (Камински и др., 1985). В случае 4U 1755 – 33 выявляется период 4,4 часа. В случае MXB 1659 – 29 продолжительность затмения оказалась равной 15 минутам, а период $7^{\text{h}}, 114104 \pm 0^{\text{h}}, 000168$ (Камински и Вуд, 1984). У источника 4U 1915 – 05 период затмений значительно меньше – 50 минут.

Чтобы представить компактность двойной системы, напомним, что, например, кеплеровский период вращения у поверхности Солнца равен $2^{\text{h}} 40^{\text{m}}$. Двойная система должна быть очень компактной: $a \approx 10^{10}$ см. Отсутствие рентгеновских пульсаций (точнее, их необнаружимость), редкость рентгеновских затмений – все это находит более или менее естественное объяснение (см. дальше).

Светимости и спектры барстеров. Светимости барстера во время всплеска оценивается как $\sim 10^{38}$ эрг/с, что близко к эддингтоновскому пределу звезды солнечной массы (27. II). Ключевой для разгадки природы барстеров оказалась величина, равная отношению фоновой светимости L_0 к светимости вспышки, усредненной за время между вспышками, $\langle L_b \rangle$.

В табл. 11, взятой из обзора братьев Лэмб (1977), приведено время t_b , характерное для повторения вспышек, энергия вспышки и отношение $\gamma_b = L_0 / \langle L_b \rangle$ для 8 барстеров. Светимость рассчитана в предположении, что расстояния до всех источников равны 10 кпк (исключения составляют 3U 1820 – 30 (NGC 6624), для которого расстояние равно 6 кпк, и MXB 1730 – 335, для которого принимается расстояние 11 кпк).

*) HRI – High Resolution Imager – аппаратура высокого углового разрешения (англ.).

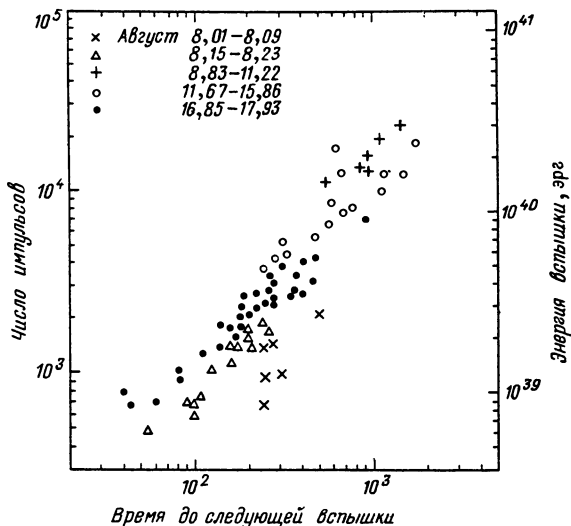


Рис. 78. Энергия вспышек барстера пропорциональна времени, протекающему до следующей вспышки (Ода, 1981)

Барстеры имеют активные и неактивные состояния (когда уменьшается фоновая светимость). Время повторения вспышек выдерживается лишь в среднем. Подмечено (Ода, 1981), что энергия вспышек II типа (быстрый барстер) пропорциональна времени, протекающей до следующей вспышки (рис. 78). Складывается такое впечатление, что есть некоторый резервуар, из которого содержимое выливается по достижении определенного (достаточно большого) уровня. Из табл. 11 видно, что для всех барстеров, за исключением быстрого барстера МХВ 1730 – 335, отношение $\gamma_b \approx 10^2$. Это "магическое" число становится вполне понятным, если принять, что фоновое излучение есть результат выделения энергии при аккреции газа на поверхность нейтронной звезды, а вспышка – результат ядерного взрыва

Т а б л и ц а 11

Характерное время повторения вспышек t_b , энергия вспышки E_b и отношение фоновой светимости к усредненной по t_b светимости вспышки

Источник	t_b	$E_b, 10^{39}$ эрг	$\gamma_b \equiv \frac{L_0}{\langle L_B \rangle} = \frac{E_b}{t_b}$
МХВ 1728 – 34	3,0–7,8 ^h	~6,0	50–100
МХВ 1730 – 335	6 ^s –450 ^s	0,08–12	< 2
МХВ 1735 – 44	50 ^m –7,5 ^h	1–3	$\lesssim 100$
МХВ 1742 – 29	~13 ^h	0,5–3	$\lesssim 100$
МХВ 1743 – 29	~35 ^h	~5	$\lesssim 100$
3U 1820 – 30	2,2–4,4 ^h	1,3–1,8	~35
МХВ 1837 + 05	~6,3 ^h	~1	~150
МХВ 1906 + 00	~8,9 ^h	~1,4	~80

вещества, накопившегося между вспышками. Действительно, при аккреции на звезду с радиусом 8–10 км и массой 1,5–2 M_{\odot} выделяется 150–250 МэВ/нуклон, а термоядерный взрыв богатого водородом вещества дает ~6 МэВ/нуклон. Отношение этих энергий как раз равно $\sim \gamma_b$, что впервые отметили Мараски и Кавальерс (1977) и Вусли и Таам (1976).

На рис. 13 показан типичный спектр рентгеновских барстеров. Грубо спектр похож на чернотельный с температурой ~ 2 кэВ (Парадаис, 1978). Во время вспышек температура немного повышается. В излучающей области ярких рентгеновских барстеров толщина по комптоновскому рассеянию превосходит оптическую толщину по истинному поглощению. Поэтому фотоны, прежде чем термализоваться, испытывают несколько рассеяний. В результате температуры, определяемые по наблюдаемому спектру, относятся к более глубоким ($\tau \approx 4$) слоям излучающей области. В спектрах ряда барстеров удалось обнаружить линию железа с энергией $\sim 6,5$ кэВ.

При анализе спектров барстеров необходимо учитывать эффекты общей теории относительности (Парадаис, 1979).

§ 11. Термоядерное горение на поверхности нейтронных звезд.

Сферически-симметричная модель

Вспышки I-го типа, для которых характерно высокое значение $\gamma_b \approx 10^{1,5}$, связывают с горением гелия на поверхности аккрецирующей нейтронной звезды. Все расчеты, проведенные до сих пор, предполагают полную сферическую симметрию (далее мы рассмотрим, насколько это предположение близко к реальности). Более того, учитывается, что толщина оболочки, в которой накапливается аккрецируемое вещество, мала по сравнению с радиусом нейтронной звезды. Так что принимается приближение плоско-параллельных слоев. Ядерное горение как дополнительный источник энерговыделения при аккреции на нейтронные звезды впервые рассматривалось Розенблютом и др. (1973).

Пусть толщина оболочки из аккрецируемого вещества $\Delta R_{sh} \ll R_x$. Очевидны следующие соотношения:

$$M_{sh} = 4\pi R_x^2 \Delta R_{sh} \rho_{sh},$$

$$P_{sh} = \rho_{sh} g \Delta R = \frac{GM_x \rho_{sh} \Delta R_{sh}}{R_x^2}, \quad (95.V)$$

где M_{sh} — масса оболочки, ρ_{sh} , P_{sh} — плотность и давление на дне оболочки. Полагая $M_{sh} = \dot{M}t$, получим, что плотность и давление на дне оболочки монотонно растут:

$$\rho_{sh} = \frac{\dot{M}t}{4\pi R_x^2 \Delta R_{sh}}, \quad (96.V)$$

$$P_{sh} = \frac{GM_x \dot{M}t}{4\pi R_x^2}. \quad (97.V)$$

При толщине оболочки $\Delta R_{sh} \approx 50$ м давление на дне достигает $P_{sh} \approx 10^{24}$ дин/см², а плотность $\rho_{sh} \approx 10^7$ г/см³. Граничная энергия Ферми для электронов превышает 1,24 МэВ (включая энергию покоя), и этого