

кое излучение радиопульсаров. Например, для пульсара в Крабе $dE/dt = 4,6 \cdot 10^{38}$ эрг/с, а мощность эмиссии высокоэнергичных квантов $L = 5 \cdot 10^{35}$ эрг/с.

2. «МАГНЕТАРЫ»

Наряду с нормальными радиопульсарами, которые были открыты в радиодиапазоне и обладают всеми характерными особенностями, присущими этим объектам, известно более 10 источников, обладающих импульсным рентгеновским излучением и принадлежащих к двум условным группам: Аномальным Рентгеновским Пульсарам (Anomalous X-Ray Pulsars – AXP) и Источникам с Повторяющимся Мягким Гамма-излучением (Soft Gamma-Repeater – SGR) (табл. 19) [235–242]. Они отличаются от обычных рентгеновских пульсаров, которые представляют собой нейтронные звёзды в двойных системах и излучают за счёт аккреции вещества, истекающего из второго компаньона. При этом наблюдаемый период между импульсами периодически изменяется вследствие эффекта Доплера, вызванного движением нейтронной звезды в двойной системе, и уменьшается со временем благодаря передаче углового момента от падающего вещества. Отличие AXP и SGR от этих объектов заключается в том, что их периоды не показывают периодических колебаний и нет никаких других свидетельств об их вхождении в двойные системы. В то же время наблюдается вековое увеличение периода, характерное для обычных радиопульсаров.

AXP и SGR очень близки по своим характеристикам друг к другу. В обеих группах периоды следования импульсов заключены в интервале $5 \div 12$ с, производные периодов составляют $10^{-13} \div 10^{-10}$, рентгеновские светимости изменяются в узких пределах от 10^{34} до 10^{36} эрг/с, во многих случаях вероятно связь с остатками сверхновых, что свидетельствует о молодости этих объектов. Основное отличие двух групп состоит в том, что в SGR эпизодически наблюдаются гамма-вспышки с полной энергией отдельной вспышки до 10^{44} эрг.

Если использовать формулу магнитодипольного механизма торможения

$$B = 6,4 \cdot 10^{19} (PdP / dt)^{1/2}, \quad (49)$$

то магнитные поля AXP и SGR окажутся равными $10^{14} \div 10^{15}$ Гс, что на два-три порядка выше, чем магнитные поля «нормаль-

Таблица 19
Известные АХР и SGR

Источник	P, c	$\frac{dP}{dt}$	$\lg L_x$	$\lg \frac{dE}{dt}$
АХР				
1E1048.1–5937	6,45	$12,2 \cdot 10^{-11}$	34,30	33,51
1E2259+58,6	6,98	$7,3 \cdot 10^{-13}$	34,90	31,93
4U0142+61	8,69	$3 \cdot 10^{-12}$	34,90	32,26
RXSJ170849–4009	11,00	$3 \cdot 10^{-11}$	35,95	32,95
1E1841–045	11,77	$4,7 \cdot 10^{-11}$	35,48	33,06
1RXSJ130848.6+212708	5,16	$(07 + 2,0) \cdot 10^{-11}$	32,61	$33,30 + 33,7$
AXJ1845.0–0258	6,97		34,70	
0720–3125	8,39		31,48	
SGR				
SGR0526–66	8,1		$36 + 37$	
SGR1806–20	7,48	$8,3 + 10^{-12}$	35,30	33,79
SGR1900+14	5,16	$1,1 \cdot 10^{-10}$	34,48	34,50
SGR1627–41	6,4?		–35	
SGR1801–23				

ных» пульсаров. По этой причине им дали общее название «магнетары». Вторая причина для такого названия может быть понята из данных таблицы 19. Как уже неоднократно отмечалось в разных главах книги, основным источником энергии для всех процессов, протекающих в радиопульсарах, считается уменьшение энергии вращения нейтронной звезды со скоростью $dE/dt = I\Omega d\Omega/dt$. При стандартном значении $I = 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ и для наблюдаемых в АХР и SGR периодов и их производных $dE/dt \sim 10^{33} \text{ эрг/с}$, что значительно меньше, чем приведённые в таблице рентгеновские светимости. Чтобы разрешить энергетическую проблему, предположили, что основным источником энергии является магнитная энергия нейтронной звезды. Рассмотрим такую возможность.

Полная энергия магнитного резервуара при $B \sim 10^{14} + 10^{15} \text{ Гс}$ равна

$$E = \frac{4\pi R_*^3}{3} \frac{B^2}{8\pi} = 1,7 \cdot 10^{45} + 1,7 \cdot 10^{47} \text{ эрг.} \quad (50)$$

Рентгеновская светимость источника типа SGR1806–20 равна $2 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}$. При $E \sim 10^{47} \text{ эрг}$ магнитный резервуар будет истощён за время порядка 10^4 лет. Время жизни нормальных радио-

пульсаров $\sim 10^7$ лет. Поэтому на 1000 известных радиопульсаров должен быть только один магнетар, если предположить, что относителе число видимых объектов обоих классов одинаково. Энергетические трудности становятся более серьезными, если принять во внимание, что SGR 1806–20 подпитывает окружающий SNR релятивистскими частицами со скоростью $\sim 10^{37}$ эрг/с [243]. В этом случае магнитный резервуар исчерпывается за 360 лет. Однако возраст SGR 1806–20 оценивается в 1400 лет.

Чтобы избежать энергетических трудностей, необходимо постулировать существование внутри нейтронных звёзд более высоких магнитных полей $B \sim 10^{16}$ Гс [244].

В гл. II говорилось о том, что один из основных процессов, необходимых для генерации радиоизлучения пульсаров, – это формирование электрон-позитронных пар в их магнитосферах вследствие распада гамма-квантов. Однако в очень сильных магнитных полях ($B > 10^{13}$ Гс) более вероятным становится процесс распада гамма-кванта на два менее энергичных кванта [236]. В этом случае нейтронные звёзды должны становиться «радиотихими», т.е. перестанут излучать в радиодиапазоне, и радиоизлучение в АХР и SGR не будет генерироваться. Однако от обоих типов объектов было зарегистрировано излучение на частоте порядка 100 МГц – от SGR 1900+14 [245] и АХР 1E2259+586 [246]. Возникла проблема выбора: или мы не понимаем природу радиоизлучения пульсаров или в «магнетарах» нет сверхвысоких магнитных полей.

Ряд сомнений в правильности определения dP/dt у «магнетаров», реальности их связи с остатками сверхновых, а также их высоких светимостей и магнитных полей был высказан в работе Бисноватого-Когана [247].

Эти трудности заставили ряд авторов обратиться к модели аккреции и на её основе попытаться объяснить основные особенности АХР и SGR (см., например, работу [248]). В этой модели необходимый источник энергии связывается с аккрецией окружающей плазмы на нейтронную звезду, обладающую стандартным магнитным полем $B \sim 10^{12}$ Гс. Кроме того, может работать другой механизм замедления вращения, и наблюдаемые изменения периода не связаны с магнито-дипольным излучением. При этом индекс торможения будет отличаться от значения $n = 3$, характерного для магнито-дипольной модели [249]. И действительно, по наблюдаемым параметрам [245] получается $n = 0,19$. Однако, как показывают оценки, аккреция из межзвёздной среды может обеспечить лишь светимость порядка 10^{32} эрг/с, а если аккреция связана с реликтовым диском, то его

время существования очень мало [250]. Ветер из второго компаньона мог бы объяснить наблюдаемую светимость при скорости аккреции порядка $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ [237], однако, как уже говорилось, нет никаких указаний на существование компаньонов у AXP и SGR. Окружающая плазма безусловно существует около этих объектов и играет определённую роль в их замедлении и эволюции, но модель аккреции не может объяснить основные особенности «магнетаров»

Возможно, однако, описать наблюдаемый характер излучения AXP и SGR на основе предположения об одиночной нейтронной звезде с обычным магнитным полем [251].

Казбеги, Мачабели и Меликидзе [252] показали, что кроме поперечных электромагнитных волн в магнитосфере пульсара могут генерироваться дрейфовые волны. Они распространяются почти перпендикулярно к магнитному полю ($k_{\varphi}/k_x \ll 1$). При малости параметров $\gamma\omega/\omega_B \ll 1$ и $u_x/c \ll 1$ и предположении $k_r = 0$ дисперсионное уравнение для этих волн имеет вид

$$\epsilon_{\varphi\varphi} = \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 - k_{\varphi}^2 c^2}, \quad (51)$$

где

$$\epsilon_{\varphi\varphi} = 1 + \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \int \frac{v_{\varphi}/c}{\omega - k_{\varphi} v_{\varphi} - k_x u_x} \frac{\partial f}{\partial \gamma} d\left(\frac{p_{\varphi}}{mc}\right) \quad (52)$$

– продольно-продольный компонент диэлектрической проницаемости, а

$$u_x = \frac{v_{\varphi} \gamma_r c}{\omega_B \rho} \quad (53)$$

– дрейфовая скорость. Суммирование по индексу i в уравнении (52) проводится по различным сортам частиц: электронам первичного пучка, а также позитронам и электронам вторичной плазмы. Анализ показал [252], что при условии $u_x^b/c \gg k_{\varphi}/k_x$ основная частота, на которой генерируются дрейфовые волны, равна

$$\omega_0 = k_x u_x^b, \quad (54)$$

и, если $k_x^2 \ll \frac{\omega_p^2}{c^2 \gamma_p^3}$, инкремент этих волн описывается выражением

$$\Gamma = \text{Im } \omega \approx \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/2} \frac{\gamma_p^{3/2}}{\gamma_b^{1/2}} k_x u_x. \quad (55)$$

Величина инкремента очень мала. Действительно, если $\gamma_b \sim 10^6$ и $\gamma_p \sim 10$, то $\Gamma \sim 10^{-4} \omega_0$. Несмотря на это, дрейфовые волны, двигаясь поперёк магнитных силовых линий и находясь в резонансной области в течение длительного времени, за счёт взаимодействия с релятивистскими частицами достигают значительной амплитуды. Хотя такие частицы проходят через область взаимодействия очень быстро (за $10^{-3} + 10^{-2}$ с), им на смену постоянно приходят новые частицы, которые передают часть своей энергии волнам. Амплитуда волн увеличивается до тех пор, пока нелинейные процессы (например, индуцированное рассеяние волн на частицах плазмы) не начнут перераспределять энергию по спектру. При этом энергия волн перекачивается в область спектра, близкую к максимальной длине волны λ_{max} . Эта длина определяется поперечными размерами магнитосферы в области генерации волн. Оценки показывают, что этот процесс может протекать на периферии магнитосферы, и можно положить $\lambda_{\text{max}} \sim r_{\text{LC}} = cP/2\pi$.

Вектор электрического поля \mathbf{E} ($E_\varphi, 0, 0$) волны, распространяющейся поперёк магнитного поля пульсара, направлен вдоль этого поля, в то время как направление магнитного поля волны \mathbf{B} ($0, 0, B_r$) совпадает с осью r . Из уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (56)$$

следует, что

$$B_r = E_\varphi \frac{kc}{\omega}. \quad (57)$$

Так как $kc/\omega \approx kc/k_x u_x \gg 1$, то $B_r \gg E_\varphi$. Таким образом, в этой области в основном возмущается r -компонент магнитного поля, что приводит к изменению кривизны магнитной силовой линии. В декартовой системе координат

$$\frac{dy}{dx} = \frac{B_y}{B_x}, \quad (58)$$

а кривизна силовой линии определяется формулой

$$K = \frac{1}{\rho} \left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{-3/2} \frac{d^2y}{dx^2}. \quad (59)$$

Используя уравнение

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (60)$$

и условие $k_r = 0$, в цилиндрической системе координат получим

$$K = \frac{B_\phi}{B} \frac{1}{r} - \frac{B_\phi^2}{B^2} \frac{1}{r} \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial \phi}. \quad (61)$$

Изменение магнитного поля

$$B = (B_\phi^2 + B_r^2)^{1/2} \approx B_\phi \left(1 + \frac{B_r^2}{2B_\phi^2} \right) \quad (62)$$

пренебрежимо мало. Однако кривизна в данном случае равна

$$K \approx \frac{1}{r} \left(1 - k_\phi r \frac{B_r}{B_\phi} \right). \quad (63)$$

Если $k_\phi r \gg 1$, изменения K могут быть существенными. Поскольку излучение испускается вдоль касательной к локальному направлению магнитного поля, изменение его кривизны приводит к изменению направления распространения излучения.

Рассмотрим нейтронную звезду с малым углом β между осью её вращения и вектором магнитного момента μ (рис. 66). Излучение от такого объекта должно регистрироваться в течение почти всего периода. Если вследствие взаимодействия дрейфовых волн с релятивистскими частицами силовые линии возмущаются, дополнительно может появиться импульсный компонент. Эта часть излучения прежде проходила мимо наблюдателя (штриховая линия на рис. 66). Теперь она достигает наблюдателя (сплошная линия на том же рисунке). Период такого импульсного излучения равен периоду дрейфовых волн, и с помощью этого процесса можно объяснить явление «магнетара».

Тепловое излучение поверхности нейтронной звезды или её полярной шапки может давать вклад в наблюдаемый непрерывный компонент. Если распределение этого излучения имеет пространственный максимум, должна наблюдаться модуляция принимаемого излучения с периодом вращения нейтронной звезды, и такая модуляция была бы однозначным свидетельством в пользу рассматриваемой модели.

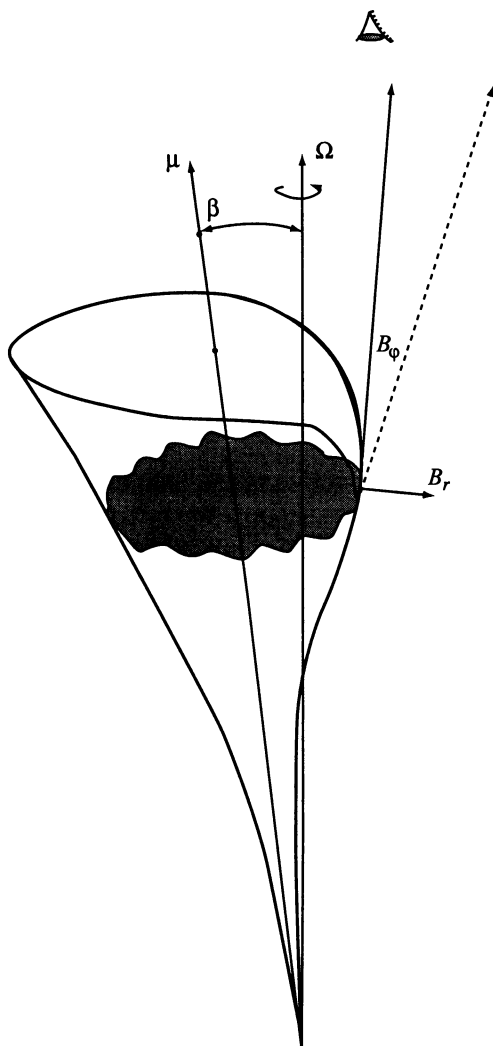


Рис. 66. Схема модели «магнетара»

Оценим тепловую и нетепловую светимости описанной звезды. Примем температуру её полярной шапки $T = 10^7$ К, что может быть связано с бомбардировкой поверхности вторичными позитронами. Светимость можно вычислить по формуле

$$L_T = \pi r_p^2 \sigma T^4 = \frac{2\pi^2 \sigma R^3 T^4}{cP}. \quad (64)$$

Здесь r_p – радиус полярной шапки, σ – постоянная Больцмана.

При $P = 0,1$ с $L_T = 3,8 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Для оценки синхротронной светимости воспользуемся формулой (42) и при $\gamma_b \sim 10^6 + 10^7$, $P = 0,1 + 0,2$, производной периода порядка $10^{-13} + 10^{-12}$ и $\gamma_p = 3$ получим $L_s \sim 10^{30} + 10^{35}$ эрг/с.

Наблюдатель может принимать или только непрерывное излучение или кроме него также импульсную составляющую, обусловленную дрейфовыми волнами. Проведём теперь оценки для этой модулированной части излучения.

Период следования наблюдаемых импульсов будет определяться в рассматриваемой модели периодом дрейфовых волн:

$$P_{dr} = \frac{2\pi}{\omega_{dr}} = \frac{2\pi}{k_x u_x^b} = \frac{\lambda_{dr}}{u_x^b}. \quad (65)$$

Как уже отмечалось, максимальное значение длины волны определяется поперечным размером магнитосферы и может быть положено равным $\lambda_{max} = cP/2\pi$. Принимая для радиуса кривизны величину $\rho = cP/2\pi$ и используя уравнения (53) и (54), получим

$$P_{dr} = \frac{eBP^2}{4\pi^2 mc\gamma_b}. \quad (66)$$

Для обеспечения наблюдаемого значения периода импульсов порядка 10 с необходимо выполнить следующее условие:

$$BP^2 = 22,45 \text{ Гс} \cdot \text{с}^2. \quad (67)$$

Здесь принято $\gamma_b = 10^6$. Если магнитное поле имеет дипольную структуру и величину на поверхности нейтронной звезды $B \sim 10^{12}$ Гс, то на расстояниях порядка 1000 R_* оно будет порядка 1000 Гс. Период вращения такой звезды согласно условию (67) должен быть равен $P = 0,15$ с. Следовательно, явление «магнетара» можно объяснить «нормальным» магнитным полем, если в этом объекте существуют дрейфовые волны на периферии магнитосферы. При периоде вращения нейтронной звезды порядка 2 с период дрейфовых волн будет того же порядка. В этом случае может наблюдаться дрейф субимпульсов [252].

Вычисления были проведены для максимального значения длины дрейфовой волны. Однако спектральная энергия дрейфовых волн с меньшими длинами оказывается намного меньше, чем энергия моды с $P = P_{dr}^{max}$.

Равенство (66) позволяет также связать наблюдаемую производную периода $dP_{\text{др}}/dt$ с реальной скоростью увеличения периода вращений dP/dt :

$$dP_{\text{др}}/dt = \frac{eBPdP/dt}{2\pi^2 mc\gamma_b}. \quad (68)$$

Для принятых значений параметров

$$dP/dt = 7,48 \cdot 10^{-3} dP_{\text{др}}/dt. \quad (69)$$

Наблюдаемая величина $dP_{\text{др}}/dt \sim 10^{-10}$ будет достигаться при $dP/dt = 7,48 \cdot 10^{-13}$. Такие производные периода характерны для ряда молодых пульсаров типа пульсара в Крабе.

Оценим индекс торможения «магнетаров» в рамках описанной модели. Этот параметр может быть вычислен по наблюдаемым характеристикам:

$$n = 2 - \frac{Pd^2P/dt^2}{(dP/dt)^2}. \quad (70)$$

Используя равенство (66) для вычисления периода вращения и его производных, получим

$$n = 3 - 2 \frac{P_{\text{др}} d^2 P_{\text{др}}/dt^2}{(dP_{\text{др}}/dt)^2}. \quad (71)$$

Известен только один «магнетар» (SGR 1900+14) с измеренным значением d^2P/dt^2 [245]¹⁷. По данным наблюдений с 12 декабря 1998 г. по июль 1999 г. получено:

$$\begin{aligned} P &= 5,16 \text{ с}, \\ dP/dt &= 1,23 \cdot 10^{-10} \text{ с/с}, \\ d^2P/dt^2 &= 0,53 \cdot 10^{-20} \text{ с/с}^2. \end{aligned}$$

Эти параметры приводят к значению $n = -0,61$. Отрицательное значение n было получено также и для короткопериодических пульсаров [172] с $P < 0,1$ с. Для них требуется механизм торможения, отличный от магнито-дипольного, дающего $n = 3$.

Потери вращательной энергии нейтронной звезды

$$dE/dt = \frac{4\pi^2 I dP/dt}{P^3} \quad (72)$$

¹⁷ Величины $d^2\nu/dt^2$, полученные для 1RXS1708–4009 и 1E2259,1+586 [253], не описывают вековые изменения периода вращения, а характеризуют его восстановление после скачка периода.

при $P = 0,15$ с и $dP/dt = 7,5 \cdot 10^{-13}$ составляют порядка 10^{37} эрг/с. Эти потери вполне достаточны, чтобы обеспечить рентгеновские светимости АХР и SGR и снабжение релятивистскими частицами окружающего остатков сверхновых.

Для тех же значений параметров полная энергия вращения

$$E = \frac{I\Omega^2}{2} \quad (73)$$

оказывается порядка 10^{48} эрг. Такой резервуар способен произвести 10^4 гамма-всплесков со средней энергией $\sim 10^{44}$ эрг.

Из формулы (47) следует, что при $P = 0,15$ с и $(dP/dt)_{-15} = 748$ все нейтронные звёзды, доступные наблюдателю, будут давать обнаружимое рентгеновское излучение с расстояний до 100 кпк.

Стабильность дрейфовых волн, конечно, будет намного хуже, чем стабильность вращения нейтронной звезды. Поэтому следует ожидать больших фазовых флуктуаций у АХР и SGR, чем у нормальных пульсаров. Существует ряд наблюдений, подтверждающих это предсказание (см., например, результаты исследования АХР IRXS J170849,0–4009 и 1E 2259+586 [254]). Спектральная деталь в RBS 1223 [242], соответствующая основному периоду импульсов 5,16 с, в согласии с предсказаниями описанной модели также оказывается размытой и изрезанной.

Радиоизлучение исследуемых объектов должно генерироваться вблизи светового цилиндра рассмотренными выше механизмами. Радиопульсары с $P > 5$ с, в частности PSR J2144–3983 [255], по-видимому также описываются предложенной моделью, т.е. их наблюдаемые периоды являются «фиктивными» P_{dr} , а период вращения нейтронной звезды в них $P \ll P_{dr}$.

Условие малости угла β объясняет малое количество пульсирующих объектов с $P_{obs} > 5$ с. Действительно, из тысячи с лишним радиопульсаров примерно 1/9 должна иметь $\beta < 10^\circ$ (при равномерном распределении образующихся пульсаров по углу β), из них около 10% будет обладать периодом $P \approx 0,1$ с. Следовательно, на 1400 известных радиопульсаров должно приходиться примерно 15 объектов со свойствами «магнетаров», что хорошо согласуется с современными наблюдательными данными.

Проведённые в этом разделе оценки действительно показывают, что предложенная модель описывает в общих чертах явление «магнетара».