

10.3. Свойства пульсаров

Рассмотрим более подробно одиночные вращающиеся нейтронные звезды с сильным магнитным полем. Это наиболее хорошо изученный класс нейтронных звезд.

10.3.1. Основные свойства

Пульсирующие радиоисточники (пульсары) были открыты в 1967 г. (Э. Хьюиш, Нобелевская премия по физике 1974 г.) Основные наблюдаемые свойства этих объектов следующие.

1. Короткие периоды пульсаций, 0.0015–8 с. Отсюда сразу можно оценить нижний предел плотности вещества нейтронных звезд. Действительно, предельный период вращения звезды с массой M и радиусом R может быть найден из условия равенства центробежной силы на экваторе силе притяжения, $P_{lim} = 2\pi\sqrt{\frac{R^3}{GM}}$. Тогда оценка плотности по наблюдаемому периоду вращения даст

$$\rho > \frac{12\pi}{P^2 G} \sim 6 \cdot 10^{12} (\text{г/см}^3) \left(\frac{P}{0.01 \text{с}} \right)^{-2}. \quad (10.1)$$

Предельно короткие наблюдаемые периоды вращения радиопульсаров (около 1.5 мс) соответствуют ядерной плотности вещества $\sim 10^{14} \text{г/см}^3$.

2. Замедление пульсаций с темпом $dP/dt \equiv \dot{P} \approx 10^{-15} \text{с/с}$. Это свойство интерпретируется как торможение вращения нейтронной звезды. В таком случае полный темп потери энергии вращения

$$\frac{dE}{dt} = I\omega\dot{\omega} \approx 4 \cdot 10^{37} (\text{эрг/с}) \left(\frac{I}{10^{45} (\text{г см}^2)} \right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{с/с}} \right) \left(\frac{P}{0.01 \text{с}} \right)^{-3}. \quad (10.2)$$

Формально это очень высокий темп потери энергии, много больше солнечной светимости ($\sim 4 \cdot 10^{33} \text{эрг/с}$). Вращательная энергия нейтронной звезды уносится главным образом потоком релятивистских частиц, вырывааемых с поверхности сильнейшим электрическим полем в области полярных шапок.

3. Задержка времени прихода импульсов на разных частотах. Этот эффект связан с распространением радиоизлучения в ионизованной космической плазме (мера дисперсии, см. главу 4). Измеряя задержку времени прихода импульсов пульсара на разных частотах и оценивая из других наблюдений электронную концентрацию межзвездной среды (в среднем по Галактике $n_e = 0.03 \text{см}^{-3}$),

по величине меры дисперсии оценивают расстояния до пульсаров. Это наиболее распространенный способ определения расстояний до нейтронных звезд. Точность этой оценки невелика (примерно фактор 2), т. к. плохо известно распределение концентрации ионизованной плазмы вдоль луча зрения.

4. Огромная яркостная температура и поляризация радиоизлучения. Если источник виден под телесным углом Ω , а принимаемый от него поток излучения на частоте ν есть F_ν [эрг/(см²·с)], то яркостная температура T_b в рэлей–джинсовском пределе определяется из соотношения:

$$2kT_b \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 = F_\nu \Omega, \quad (10.3)$$

где $\Omega \approx \pi(R_*/r)^2$ и r — расстояние до источника, R_* — его радиус. Для пульсара в Крабовидной туманности $R_* = 10$ км и $r = 2$ кпс и при характерном радиопотоке в 1 Янский на частоте ~ 1 ГГц яркостная температура получается 10^{26} К. Очевидно, ни одно тело не может иметь такую температуру. Для объяснения радиоизлучения пульсаров привлекаются нетепловые механизмы. Наиболее вероятен плазменный механизм излучения релятивистских электронов в магнитном поле НЗ, который также объясняет сильную поляризацию радиоизлучения пульсаров.

10.3.2. Торможение вращения пульсаров

Основная идея, объясняющая феномен замедления вращения пульсара (Пачини, Сальвати, 1967; Острайкер, Ганн, 1967) — потери энергии вращения замагниченной нейтронной звездой. Запас энергии вращения НЗ очень велик: $E_r = I\omega^2/2 \sim 10^{49}$ эрг (порядка тепловой или гравитационной энергии Солнца $GM_\odot^2/R_\odot \sim 3 \cdot 10^{48}$ эрг). В простейшей модели рассматривается вращающийся магнитный диполь в вакууме с дипольным моментом $\vec{\mu}(t) = \mu_0 e^{i\omega t}$. Потери энергии на магнитодипольное излучение

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\ddot{\vec{\mu}}^2}{c^3} \approx \frac{2}{3} \omega^4 \frac{\mu_0^2}{c^3} \quad (10.4)$$

или с учетом $\mu_0 \approx B_s R^2$, где B_s — напряженность магнитного поля на поверхности шара радиуса R :

$$Q \approx \omega^4 \frac{B_s^2 R^6}{c^3} \sim 3 \cdot 10^{31} (\text{эрг/с}) \left(\frac{P}{1 \text{ с}}\right)^{-4} \left(\frac{B_s}{10^{12} \text{ Гс}}\right). \quad (10.5)$$

Но это полный темп потери энергии вращения НЗ. Низкочастотное магнитодипольное излучение, связанное с вращением пульсара, не может распространяться в межзвездной плазме, если его частота много меньше частоты плазменных колебаний

$$\nu_{md} = \frac{\omega}{2\pi} \ll \nu_0 = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \sim 10^4 \text{ Гц},$$

поэтому должен существовать механизм переработки энергии вращения в электромагнитные волны более высоких энергий.

Важная величина, характеризующая пульсар — понятие светового цилиндра — поверхности, на которой скорость твердотельного вращения с частотой ω достигает скорости света:

$$r_l = \frac{c}{\omega} = 5 \cdot 10^9 (\text{см}) \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right).$$

Генерации электромагнитных волн происходит за световым цилиндром, определяющим границу волновой зоны. Внутри светового цилиндра (в ближней зоне) магнитное поле нейтронной звезды дипольное, $B(r < R_l) = B_s (r/R)^3$, а вне его носит характер электромагнитной волны. Световой цилиндр ограничивает область замкнутых силовых линий магнитосферы пульсара, которые заполняются плазмой и вращаются как твердое тело с частотой вращения НЗ. Часть силовых линий, однако, остаются незамкнутыми, пересекают световой цилиндр и уходят на бесконечность. Область на поверхности НЗ, из которой уходят открытые силовые линии, называется полярной шапкой и ее размер $R_0 \simeq R \sqrt{\omega R/c}$.

Однако плазма, неизбежно заполняющая магнитосферу пульсара, экранирует магнитодипольное излучение. Поэтому более реалистичной является модель пульсара, в которой потеря энергии вращения нейтронной звезды связана с тормозящим действием электрических токов, протекающих в магнитосфере в области открытых силовых линий и замыкающихся на поверхности пульсара в области полярных шапок. В этом случае потери вращения НЗ связаны с излучением релятивистских частиц, рождающихся в ее магнитосфере. Оценка излучаемой энергии по порядку величины совпадает с (10.5).

Из выражения $dE_r/dt = -Q$ получается закон убывания частоты вращения пульсара от времени:

$$I\omega\dot{\omega} \sim -B_s^2 R^6 \omega^4 / c^3,$$

откуда

$$\dot{\omega} \sim -B_s^2 \omega^3$$

или, выражая через наблюдаемые величины (период вращения пульсара P и его производную \dot{P}),

$$\dot{P}P = (2\pi)^2 B_s^2 R^6 I^{-1} c^{-3}. \quad (10.6)$$

Таким образом, измеряя только период пульсара P и его первую производную, можно непосредственно оценить напряженность магнитного поля B_s вблизи поверхности нейтронной звезды. Подставляя характерные величины ($I \approx 10^{45}$ г см², $R = 10$ км), находим

$$\frac{B_s}{10^{12} \text{ Гс}} \approx \sqrt{\left(\frac{P}{1 \text{ с}}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ с/с}}\right)}. \quad (10.7)$$

Эта формула показывает, сколь велика напряженность магнитного поля вблизи поверхности пульсара. В таком сверхсильном магнитном поле изменяются свойства вещества и становятся существенными (и даже определяющими) квантовые эффекты (например, рождение электрон-позитронных пар), которые важны для описания физических процессов вблизи поверхности нейтронной звезды.

Для пульсаров удобно использовать диаграмму $P - \dot{P}$ (рис. 10.3). Как видно из этой диаграммы, оценки магнитных полей пульсаров, выполненные по формуле (10.7), лежат в широких пределах от $\sim 10^8$ до $\sim 10^{13}$ Гс. У нескольких одиночных НЗ (которые, однако, не излучают радиоволн, как обычные пульсары — их называют магнитарами) оценка поля по этой формуле приводит к значениям 10^{14} – 10^{15} Гс. Такие огромные магнитные поля приводят к появлению качественно новых явлений. Например, они способны своим давлением время от времени буквально «взламывать» кору НЗ, приводя к грандиозному энерговыделению порядка 10^{41} – 10^{45} эрг, которое наблюдается в рентгеновском диапазоне в виде повторных мягких гамма-всплесков от таких НЗ.

Выражение (10.6) можно рассматривать как дифференциальное уравнение, описывающее торможение вращения пульсара. Решая его с начальным условием $P|_{t=0} \ll P(t)$, получаем оценку возраста пульсара по наблюдаемым величинам — периоду вращения P и первой производной периода \dot{P} :

$$\tau_d = \frac{1}{2} \left(\frac{P}{\dot{P}}\right). \quad (10.8)$$

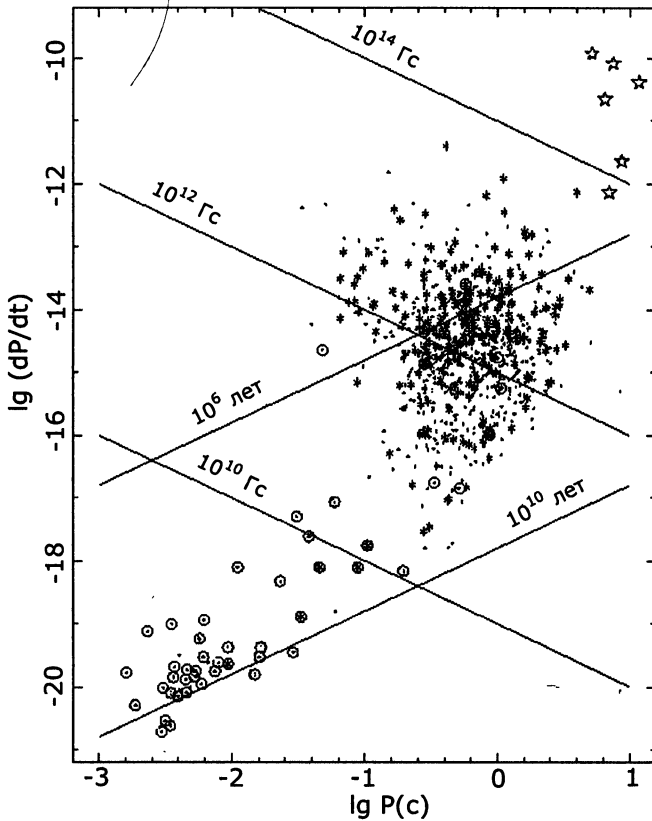


Рис. 10.3. Диаграмма $P - \dot{P}$ для радиопульсаров. Точки и крестики — одиночные пульсары, кружки — пульсары в двойных системах. Звездочки — т. н. «аномальные рентгеновские пульсары» — одиночные нейтронные звезды со сверхсильным магнитным полем (магнитары). Показаны линии равных магнитных полей (сверху/вниз — слева/направо) и равных динамических возрастов (сверху/вниз — справа/налево).

Это время называют *динамическим возрастом* пульсара. Типичные значения динамических возрастов — сотни тысяч лет. Пульсар считается «старым», если его возраст $\tau_d \approx 10^6$ лет. Как полагают, на больших временных интервалах (порядка десятков миллиона лет и более) существенным может оказаться омическое затухание магнитного поля нейтронной звезды (переход энергии магнитного поля в тепло).

В заключение этого раздела поясним, как по современным представлениям происходит рождение релятивистской плазмы вблизи поверхности пульсара. Электродинамическое рассмотрение вращающейся НЗ с дипольным магнитным полем приводит к выводу, что в области полярных шапок НЗ возникает компонента электрического поля, параллельная силовым линиям магнитного поля. Напряженность электрического поля пропорциональна произведению индукции магнитного поля B , и частоты вращения ω , и для характерного значения напряженности поля 10^{12} Гс достигает 10^{11} В/см, на два порядка выше напряженности поля в атоме водорода. Такое электрическое поле ионизует атомы и вырывает заряженные частицы с поверхности НЗ.

Максимальная энергия, до которой заряд в принципе может ускориться в магнитосфере пульсара, огромна:

$$E_{max} \sim eER_{NS} \sim 10^{19} \text{ эВ}$$

и соответствует энергии самых энергичных космических лучей. В действительности, однако, процесс образования частиц высоких энергий вблизи поверхности НЗ более сложен. Заряд начинает ускоряться электрическим полем вдоль магнитной силовой линии (поперечная составляющая импульса в таком сильном магнитном поле отсутствует из-за синхротронных потерь). Вследствие кривизны силовой линии появляется ускорение, приводящее к излучению энергичных гамма-квантов с характерной частотой $\omega_c \sim \gamma^3 v / r_c$, где $\gamma = E / m_e c^2$ — Лоренц-фактор релятивистского электрона, $v \approx c$ — его скорость, r_c — радиус кривизны силовой линии магнитного поля (изгибное излучение — разновидность синхротронного излучения релятивистской заряженной частицы, см. главу 4). Фотон в сильном магнитном поле рождает электрон-позитронную пару. В свою очередь, вторичные электроны вновь рожают фотоны изгибного излучения и т. д. Так возникает электрон-позитронная лавина в магнитосфере пульсара. Генерируемая таким образом плазма экранирует электрическое поле и заполняет пространство внутри замкнутых силовых линий магнитного поля, а часть этой плазмы, текущая вдоль открытых (незамкнутых) силовых линий, пересекает световой цилиндр и уходит на бесконечность. Именно в кинетическую энергию рождаемых релятивистских частиц и перерабатывается почти вся энергия вращения нейтронной звезды.

Этот важнейший факт прямо подтверждается наблюдениями — полная светимость синхротронного излучения электронов Крабовидной туманности $\sim 10^{38}$ эрг/с в точности соответствует оценке темпа потерь энергии вращения центральной нейтронной звезды — пульсара: $dE_r/dt = -4\pi^2 I \dot{P}/P^3$ при наблюдаемых значениях периода $P = 0.033$ с и $\dot{P} \sim 10^{-13}$ с/с. Аналогичная ситуация наблюдается и в других молодых остатках сверхновых.

Неустойчивости в плазменном потоке частиц внутри или вблизи светового цилиндра, движущихся вдоль открытых силовых линий с релятивистскими скоростями, рождают радиоволны в узконаправленном пучке. Именно это нетепловое радиоизлучение и наблюдается от пульсаров. Доля энергии, уносимая радиоизлучением, крайне мала (около 10^{-4} – 10^{-6} от полных потерь вращательной энергии нейтронной звезды).

Современные представления о физике магнитосфер пульсаров и механизмах радиоизлучения изложены в учебном пособии В. С. Бескина «Осесимметричные стационарные течения в астрофизике». (Физматлит, 2006).

10.4. Рентгеновские пульсары

При наличии очень сильного магнитного поля нейтронной звезды (10^{12} – 10^{14} Гс) в тесной двойной системе возможен такой тип аккреции на НЗ, при котором газ нормальной звезды, замороженный в поле, падает вдоль линий индукции в область магнитных полюсов НЗ. Избыток момента импульса при этом передается звезде через магнитное поле. Скорости падения на поверхность НЗ порядка сотен тысяч км/с, и на небольшие области поверхности НЗ (сотни квадратных метров) обрушивается колоссальный поток вещества и энергии (порядка 100 кг/с на квадратный сантиметр). Температура плазмы в области падения при этом может достигать 10^9 – 10^{10} К. Выделяющаяся энергия излучается в форме жестких квантов, и на поверхности НЗ в районе магнитных полюсов образуются два горячих «рентгеновских» пятна. Сильное магнитное поле делает излучение этих пятен неизотропным. Поскольку магнитная ось в общем случае не совпадает с осью вращения, за время одного оборота НЗ вокруг оси далекий наблюдатель будет регистрировать один или два импульса рентгеновского излучения.