

куда входит и случай (10.6.1). Таким образом, показатель торможения может в принципе быть измерен непосредственно по значениям частоты пульсара и ее производных. В настоящее время надежные определения существуют только для пульсара в Крабовидной туманности, для которого получено [249]:

$$n = 2,515 \pm 0,005. \quad (10.6.3)$$

Целый ряд факторов может нести ответственность за отклонение n от «канонического» значения $3^{1)}$. Например, приводились доводы [378] в пользу того, что установление магнитной оси пульсара параллельно («выравнивание») или перпендикулярно («противовыравнивание») оси его симметрии (которая не обязательно должна быть осью вращения) может происходить, если магнитная ось блуждает по звезде (сравните с «блужданием» магнитных полюсов на Земле). В моделях с «противовыравниванием» n может снизиться до 2 во время процесса установления магнитной оси, даже с учетом того, что торможение обусловлено магнитно-дипольным излучением. Но когда «противовыравнивание» завершается, то $n = 3$.

Заметим, что если бы гравитационное излучение являлось основной причиной торможения, то n было бы равно 5. В комбинированной модели Ганна-Острайкера для пульсара в Крабовидной туманности, которая обсуждалась в предыдущем разделе,

$$n = \frac{3 + 5\lambda}{1 + \lambda} = 3,43 \text{ (в настоящее время)}. \quad (10.6.4)$$

10.7. НЕВАКУУМНЫЕ МОДЕЛИ ПУЛЬСАРОВ. СООСНЫЙ РОТАТОР

Существенно, что уравнение (10.5.4)

$$\dot{E} \sim - \frac{B_p^2 R^6 \Omega^4}{c^3}, \quad (10.7.1)$$

может сохранять силу также в моделях, отличных от вакуумной модели наклонного магнитного диполя. В действительности, как впервые указали Голдрайх и Джулиан [230] и как мы увидим ниже, сильные электрические поля, параллельные магнитным полям на поверхности пульсара, неизбежно должны «отрывать» заряженные частицы от звезды. Следовательно, пульсар должен обладать плотной *магнитосферой*. Изучая случай, когда магнитный дипольный момент параллелен оси вращения звезды, Голдрайх и Джулиан доказали, что те заряженные частицы в магнитосфере, которые «нанизаны» на магнитные силовые линии, замыкающиеся внутри *светового цилиндра*, должны вращаться синхронно с пульсаром. Световой

¹⁾ Более полное обсуждение см. в книге Манчестера и Тейлора «Пульсары» [380].

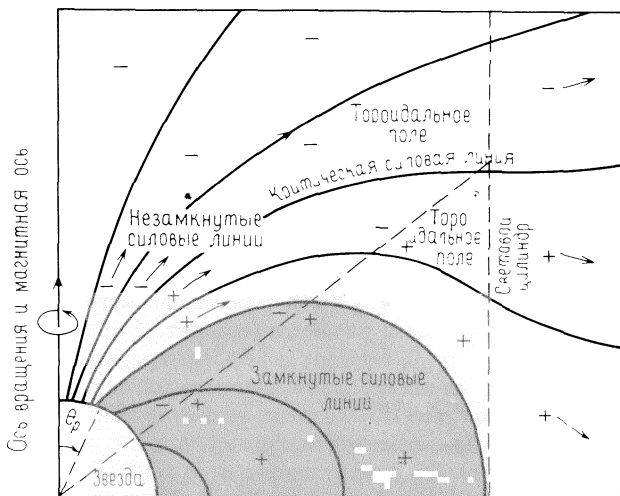


Рис. 10.6. Схема модели Голдрайха — Джулиана [230] для магнитосферы пульсара с параллельными магнитной осью и осью вращения. Частицы, связанные с замкнутыми магнитными силовыми линиями, вращаются синхронно с звездой и образуют вращающуюся синхронно магнитосферу. Незамкнутые силовые линии пересекают световой цилиндр (где линейная скорость синхронного вращения равна скорости света) и отклоняются назад, образуя компонент тороидального поля. Вдоль этих линий вытекают заряженные частицы. Критическая силовая линия находится при том же электрическом потенциале, что и окружающая межзвездная среда. Эта линия разделяет области течения положительных и отрицательных зарядов от звезды, а знаки плюс и минус указывают на заряд в отдельных областях пространства. Штриховая диагональная линия является геометрическим местом точек с $B_z = 0$, где пространственный заряд меняет знак. Угол, охватываемый областью полярной шапки, которая содержит все незамкнутые силовые линии, равен θ_p [380].

цилиндр — это воображаемый цилиндр, ось которого совпадает с осью вращения пульсара, а радиус простирается до такого расстояния, на котором скорость синхронного вращения достигает скорости света (рис. 10.6). Этот радиус области синхронного вращения выражается таким образом:

$$R_c \equiv \frac{c}{\Omega} = 5 \cdot 10^9 P \text{ см}, \quad (10.7.2)$$

где P — период пульсара в секундах. Когда частицы приближаются к R_c в экваториальной плоскости, они становятся сильно релятивистскими. Голд [227] и другие предположили, что наблюдаемое высокочастотное излучение пульсаров может порождаться релятивистскими частицами вблизи светового цилиндра.

В модели Голдрайха и Джулиана и фактически во всех остальных моделях пульсаров магнитное поле в ближней зоне (т.е. на расстояниях, мень-

ших вакуумной длины волны испускаемого излучения: $r < \lambda = c/\Omega = R_c$) в значительной степени является дипольным. Соответственно

$$B \sim \frac{|m|}{r^3} \sim B_p \left(\frac{R}{r} \right)^3, \quad r < R_c, \quad (10.7.3)$$

где B_p — напряженность поля на магнитном полюсе, а R — радиус звезды. На больших расстояниях магнитное поле выглядит как поле уходящей волны, связанное с перпендикулярным электрическим полем той же величины $E \sim B$ и с направленным наружу вектором Пойнтинга $S \sim cB^2/4\pi$. Таким образом, полная мощность электромагнитного излучения, полученная «сшивкой» полей при $r \sim \lambda \sim R_c$, определяется выражением

$$\dot{E} \sim - (4\pi r^2 S)_{r \sim R_c} \sim \frac{-c|m|^2}{R_c^4} \sim \frac{-B_p^2 R^6 \Omega^4}{c^3},$$

которое полностью совпадает с (10.7.1).

Следовательно, независимо от того, устанавливается ли дипольное поле вдоль оси вращения или нет, плазма вблизи пульсара может в принципе уносить значительный момент количества движения и энергию, обеспечивая необходимый тормозящий момент. Воспользовавшись результатами решения уравнения (10.7.1), мы опять получим для показателя торможения значение $n = 3$. Однако детали этой картины (например, соотношение между потоками энергии через R_c , уносимой частицами и полем, геометрия поля и картина течения и т.д.) являются в настоящее время предметом широкой дискуссии¹⁾.

Невакуумные модели могут также дать естественное объяснение магнитных полей в окружающей Крабовидной туманности, наличие которых следует из наблюдаемого синхротронного излучения. Хотя надежные расчеты потоков полей или частиц за пределами светового цилиндра отсутствуют, очевидно, что плотность энергии там больше не связана сильно с вращающейся нейтронной звездой. Если в этой внешней области энергия поля превышает энергию частиц, т.е. $B^2 \geq 8\pi\epsilon_p$, то из условия сохранения энергии следует

$$c \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) 4\pi r^2 \sim \text{const}, \text{ не зависит от } r. \quad (10.7.4)$$

В нашем случае $B \sim 10^6$ Гс на расстоянии $r \sim R_c \sim 10^8$ см. Тогда

$$B \sim \frac{10^{14} \text{ Гс}}{r \text{ (см)}}, \quad r > R_c. \quad (10.7.5)$$

Отсюда следует, что $B \sim 10^{-4}$ Гс на расстоянии $r \sim 1$ пс в согласии с оценками поля в туманности [490].

¹⁾ Последние обсуждения и ссылки см., например, в статьях сборника [540] и в отличном обзоре [404].

Упражнение 10.5. Предположим, напротив, что $\varepsilon_p \gg B^2/8\pi$ для $r > R_c$. В этом случае поток частиц может «причесать» магнитное поле по радиусу вдали от звезды. Какой будет в этом случае зависимость B от r и каково значение B на расстоянии ~ 1 пс?

Ответ: Условие $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ требует зависимости $B \sim 1/r^2$.

Как упоминалось выше, вращение нейтронной звезды, обладающей магнитным полем, генерирует мощные электрические поля в окружающем звезду пространстве. Рассмотрим теперь доводы Голдрайха и Джулиана [230] в пользу того, что пространство благодаря таким электрическим полям не может быть пустым, а должно содержать плазму.

В модели Голдрайха и Джулиана вращающаяся нейтронная звезда имеет внешнее магнитное поле в виде диполя, параллельного оси вращения¹⁾:

$$\mathbf{B}^{(\text{out})} = B_p R^3 \left(\frac{\cos \theta}{r^3} \mathbf{e}_r + \frac{\sin \theta}{2r^3} \mathbf{e}_\theta \right). \quad (10.7.6)$$

Предполагается, что звездное вещество является отличным проводником, так что внутри звезды будет присутствовать электрическое поле $\mathbf{E}^{(\text{in})}$ в согласии с уравнением (7.1.9):

$$\mathbf{E}^{(\text{in})} + \frac{\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}}{c} \times \mathbf{B}^{(\text{in})} = 0. \quad (10.7.7)$$

Если предположить, что поверхностных токов нет, то нормальный и тангенциальный компоненты \mathbf{B} непрерывны при переходе через поверхность звезды. Таким образом, сразу же под поверхностью

$$\mathbf{B}^{(\text{in})} = B_p \left(\cos \theta \mathbf{e}_r + \frac{\sin \theta}{2} \mathbf{e}_\theta \right). \quad (10.7.8)$$

Уравнение (10.7.7) дает в таком случае электрическое поле под поверхностью

$$\mathbf{E}^{(\text{in})} = \frac{R\Omega B_p \sin \theta}{c} \left(\frac{\sin \theta}{2} \mathbf{e}_r - \cos \theta \mathbf{e}_\theta \right). \quad (10.7.9)$$

Тангенциальный компонент \mathbf{E} непрерывен при переходе через поверхность, поэтому из уравнения (10.7.9) следует, что непосредственно вне звезды

$$E_\theta^{(\text{out})} = -\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{R\Omega B_p \sin^2 \theta}{2c} \right) = \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{R\Omega B_p}{3c} P_2(\cos \theta) \right]. \quad (10.7.10)$$

¹⁾ Поскольку такая осесимметричная конфигурация не будет пульсировать, следует допустить какое-то небольшое отклонение от строгой соосности, чтобы объяснить импульсное излучение.

Предположим на мгновение, что внешняя среда — вакуум. Тогда

$$\mathbf{E}^{(\text{out})} = -\nabla\phi, \quad (10.7.11)$$

где

$$\nabla^2\phi = 0. \quad (10.7.12)$$

Чтобы удовлетворить граничному условию (10.7.10) при $r = R$, решение уравнения (10.7.12) должно иметь вид

$$\phi = -\frac{B_p\Omega}{3c} \frac{R^5}{r^3} P_2(\cos\theta), \quad (10.7.13)$$

т.е. внешнее электрическое поле является квадрупольным.

Упражнение 10.6. а) Принимая, что диэлектрическая постоянная везде равна единице, покажите, что разрыв нормального компонента \mathbf{E} на поверхности звезды связан с плотностью поверхностного заряда

$$\sigma = -\frac{B_p\Omega R}{4\pi c} \cos^2\theta. \quad (10.7.14)$$

б) Пренебрегая всеми макроскопическими токами вблизи поверхности ($\nabla \times \mathbf{B}^{(\text{in})} = 0$ вблизи поверхности), покажите, что внутреннее электрическое поле \mathbf{E} связано с внутренней плотностью заряда

$$\rho_e = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{2\pi c} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B}, \quad (10.7.15)$$

что соответствует

$$n_e = 7 \cdot 10^{-2} B_z \cdot P^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad (10.7.16)$$

где B_z — это z -компонент \mathbf{B} (Гс), а P — период пульсара (с).

Теперь из уравнения (10.7.7) следует, что внутри звезды $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$. Однако для области вне звезды уравнения (10.7.6), (10.7.11) и (10.7.13) дают

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = -\frac{R\Omega}{c} \left(\frac{R}{r}\right)^7 B_p^2 \cos^3\theta. \quad (10.7.17)$$

Таким образом, величина электрического поля, параллельного \mathbf{B} , на поверхности равна приблизительно

$$E_{\parallel} \sim \frac{R\Omega}{c} B_p \sim 2 \times 10^8 P^{-1} B_{12} \text{ В/см}, \quad (10.7.18)$$

где B_{12} — напряженность магнитного поля в единицах 10^{12} Гс. Столь сильное поле будет воздействовать на электроны и ионы, находящиеся на поверхности, с силой, значительно превосходящей силу тяготения. Для протонов

$$\frac{\text{электрическая сила}}{\text{сила тяготения}} \sim \frac{eR\Omega B_n/c}{GM/R^2} \sim 10^9 \gg 1 \quad (10.7.19)$$

Поэтому частицы будут вырваны с поверхности и образуют плазменную область вокруг звезды — *магнитосферу*. Таким образом, *вакуумное решение для области, окружающей вращающуюся нейтронную звезду, является неустойчивым*.

Внутри светового цилиндра плазма будет вращаться синхронно со звездой благодаря сильному магнитному полю. Магнитосфера действует как продолжение полностью проводящей внутренней области, так что условие $\mathbf{E} \cdot \mathbf{V} = 0$ и уравнения (10.7.7), (10.7.15) и (10.7.16) остаются справедливыми. Область, где магнитные силовые линии выходят за пределы светового цилиндра («открытая магнитосфера»), содержит частицы, которые непрерывно теряются звездой, и удовлетворяет условию $\mathbf{E} \cdot \mathbf{V} \neq 0$ (см. рис. 10.6).

10.8. МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Подлинный механизм, посредством которого пульсар преобразует энергию вращения нейтронной звезды в наблюдаемые *импульсы*, понят недостаточно. Было предложено много теоретических моделей, но ни одну из них нельзя считать убедительной¹⁾. В то же время характеристики радиоизлучения от разных пульсаров кажутся универсальными и, по-видимому, ко всем пульсарам приложима единая основная модель.

С другой стороны, наблюдаемая в радиоимпульсах энергия — это лишь небольшая часть²⁾ диссипируемой энергии вращения, так что незнание истинных процессов импульсного излучения может и не мешать решению вопроса об общей энергетике излучающих нейтронных звезд.

Каковы же фундаментальные наблюдательные требования к механизму импульсного излучения? Вот некоторые из них:

1. Излучение должно испускаться в виде сравнительно узкого пучка, ориентация которого относительно нейтронной звезды фиксирована. Пучок должен иметь размер по долготе не более 10° с точки зрения удаленного наблюдателя, и такая ширина должна сохраняться в диапазоне нескольких порядков значений частоты. Более того, форма пучка и долгота должны оставаться стабильными в течение многих периодов вращения.

2. Механизм излучения должен создавать довольно широкополосное излучение как на радио-, так и на оптических частотах. Ширина полосы радиоимпульсов составляет не менее 100 МГц.

3. Процесс излучения должен обеспечивать наблюдаемые светимости и яркостные температуры в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах.

4. Излучение на радиоволнах должно проявлять сильную линейную поляризацию, которая почти не зависит от частоты и стабильна в течение длительных промежутков времени.

¹⁾ Обзор и критику некоторых из моделей см. в [380, 404, 492, 540].

²⁾ Эта доля не превышает 10^{-9} для пульсара в Крабовидной туманности и 10^{-2} для некоторых старых пульсаров.