

Здесь учтено, что частота испускаемых волн в два раза больше угловой частоты вращения ω_r . Максимально возможный момент инерции нейтронной звезды $I = 3,5 \cdot 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2$, поэтому для собственной частоты прибора Вебера $\omega = 10^4 \text{ сек}^{-1}$ найдем

$$\frac{\Delta E_\omega}{\Delta \omega} = \frac{1}{4} \cdot 3,5 \cdot 10^{45} \cdot 10^4 = 10^{49} \text{ эрг/гц.} \quad (13.2.8)$$

Усредненный поток, соответствующий этой величине, при расстоянии $r = 10\,000 \text{ пс}$ (ядро Галактики), есть

$$A_\omega = \frac{\Delta E_\omega}{\Delta \omega 4\pi r^2} = 10^3 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{гц.} \quad (13.2.9)$$

Рассмотрим образование пульсара, начальная скорость вращения которого больше, чем это соответствует частоте детектора. Предполагаем, что соответствующий взрыв сверхновой звезды произошел в ядре нашей Галактики и поэтому не наблюдается оптически. В ходе замедления вращения частота гравитационных волн проходит через резонансную, и в это время происходит возбуждение детектора. Однако для регистрации волн веберовским детектором необходимо, чтобы $A_\omega = 10^6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{гц}$ (Брагинский, 1970).

§ 3. Электродинамика пульсара

Исследования в области электродинамики пульсаров в основном ограничиваются решением модельных задач о вращении в вакууме тел с заданным замороженным магнитным полем [Дойч (1955), Пачини (1968), Ганн и Острикер (1969), Голдрейх и Юлиан (1969)].

Кроме того, даются ориентировочные оценки для плазмы, увлекаемой магнитным полем и вращающейся вместе с пульсаром вплоть до радиуса, где линейная скорость вращения начинает превосходить скорость света [Голд (1968; 1969); Голдрейх (1969)]. Два этих разных подхода дают величины одного порядка для скорости потери энергии и углового момента.

Объяснение этого важного совпадения будет дано ниже. Начнем с рассмотрения диполя с магнитным моментом \mathfrak{M} с осью, перпендикулярной к оси вращения.

Излучение энергии дается формулой

$$W = \frac{2}{3c^3} \mathfrak{M}^2 \omega^4; \quad (13.3.1)$$

момент силы, тормозящей вращение, равен

$$m = \frac{1}{\omega} \frac{dE}{dt} = \frac{2}{3c^3} \mathfrak{M}^2 \omega^3. \quad (13.3.2)$$

Рассмотрим электромагнитное поле в вакууме. В ближней зоне, т. е. на расстояниях, меньших приведенной длины волны $r < \lambda = \frac{c}{\omega}$ (здесь $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$), существует статическое дипольное поле $|H| \sim \frac{\mathfrak{M}}{r^3}$. На больших расстояниях мы имеем поле расходящихся волн с потоком энергии порядка $q = \frac{H^2 c}{4\pi}$. Формулу для излучения можно получить, сшив поля на $r = \lambda$:

$$q = \left(\frac{\mathfrak{M}}{\lambda^3}\right)^2 \left(\frac{c}{4\pi}\right),$$

откуда получим $W \sim 4\pi r^2 q$. В волновой зоне $r > \lambda$ электрическое и магнитное поля равны и перпендикулярны, благодаря чему и получается вектор потока энергии с $\frac{[EH]}{4\pi} = \frac{cH^2}{4\pi}$. Вблизи при $r < \lambda$ наряду с магнитным полем есть также и электрическое поле, однако это поле существенно меньше магнитного и не перпендикулярно к нему. По порядку величины $|E| \sim |H| \frac{r}{\lambda}$, но $|[EH]| \sim H^2 \left(\frac{r}{\lambda}\right)^4$, что и обеспечивает постоянный по радиусу поток энергии. Точно так же можно проследить и компоненты тензора натяжений, обуславливающие передачу момента вращения от пульсара электромагнитной волне.

Если вращающееся тело теряет энергию, оно всегда теряет (как раз с нужной скоростью) и угловой момент. Строгое ньютоновское доказательство дано Острикером и Ганном (1969), аналогичное доказательство в общей теории относительности получено Хартли (1970). См. § 14, гл. I. В работе Голдрейха и Юлиана (1969) рассматривается магнитный диполь, ось которого совпадает с осью вращения. Вначале принимается, что материал звезды проводит электричество, но заряды не могут стекать с поверхности.

В такой ситуации, очевидно, наружное магнитное поле постоянно, а следовательно, нет ни излучения энергии, ни торможения вращающегося тела.

В стационарном состоянии должен обращаться в нуль ток вдоль меридианов. Но ток в теле, движущемся в магнитном поле, пропорционален электрическому полю в движущейся системе, т. е. комбинации $E - \frac{[vH]}{c}$, где E , H и v измерены неподвижным наблюдателем.

Условие отсутствия тока требует, чтобы вблизи поверхности вращающегося пульсара было тангенциальное (меридиональное) электрическое поле, притом противоположного знака в северном и южном полушарии. Решая задачу электростатики в вакууме с заданным распределением меридиональных полей на поверхности,

авторы приходят к выводу, что вокруг звезды имеется постоянное электрическое квадрупольное поле; электрический квадрупольный момент — порядка

$$Q \sim \mathfrak{M} \frac{\omega R^2}{c} \sim \mathfrak{M} \frac{R^2}{\lambda},$$

где R — радиус звезды.

Но квадрупольное поле в вакууме обязательно имеет также нормальный компонент на поверхности звезды; по порядку величины

$$E_r \sim E_\theta \sim \frac{Q}{R^3} \sim H(R) \frac{R}{\lambda}.$$

При $H(R) = 10^{12}$ гс, $\omega = 200$ сек $^{-1}$, $R = 10^6$ см получим

$$E_r \sim 10^{10} \text{ ед. CGSE} \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ в/см.}$$

Разность потенциалов при этом порядка $3 \cdot 10^{18}$ в.

Очевидно, что в такой ситуации нельзя надеяться на отсутствие тока. Заряды будут вырываться с поверхности и двигаться под совместным влиянием электрического и магнитного полей. Однако дальнейшее рассмотрение становится сложным и не проведено.

Отметим заключения, вытекающие из симметрии задач:

1) при точном совпадении осей плазменные эффекты приведут к выделению энергии, но пульсар не возникнет, так как явление не зависит от времени;

2) при не слишком большом наклоне магнитной оси к оси вращения (угол $< 90^\circ$) физически различны ситуации с противоположным направлением магнитного диполя при данном направлении вращения. Скалярное произведение $(\omega \mathfrak{M})$ или $(\omega \mathbf{H})$ не зависит от выбора правой или левой системы координат (два псевдовектора!) и выделяет определенный знак заряда. Наглядно при одном знаке электроны стекают с полюсов, а протоны стекают с экватора; при другом знаке с полюса стекают протоны, а с экватора электроны. Эти два случая должны различаться по характеру излучения и было бы интересно попытаться распределить пульсары на две группы в соответствии со знаком $(\omega \mathfrak{M})$.

Заряженные частицы движутся вдоль магнитного поля. Обычно предполагается, что совместное влияние электрического магнитного поля приводит к вращению заряженных частиц вместе с пульсаром, с его угловой скоростью вплоть до «светового радиуса» $\lambda = \frac{c}{\omega}$, где скорость вращения равна c . Это вращение накладывается на радиальное движение со скоростью порядка c . Таким образом, пульсар генерирует релятивистские частицы.

Добавим условия удержания, т. е. потребуем, чтобы плотность энергии частиц (плазмы) была порядка энергии поля $\frac{H^2}{8\pi}$ на световом радиусе.

Тогда для потока энергии, уносимого плазмой, получится оценка, совпадающая с излучением диполя, — поток энергии плазмы порядка потока энергии электромагнитного поля. Этим объясняется отмеченное выше совпадение.

Итак, наряду с высокочастотным излучением пульсар отдает энергию окружающей среде в виде быстрых частиц и в виде излучения с частотой вращения.

В случае Крабовидной туманности энергия, получаемая ею от пульсара (10^{38} эрг/сек), по-видимому, существенно больше, чем излучение (10^{36} эрг/сек). Как эта энергия разделяется на энергию частиц и энергию низкочастотного излучения, неизвестно.

Очевидно, что излучение с частотой 30 гц (и тем более $1 \div 0,3$ гц для других пульсаров) не может пройти через галактическую плазму.

В последнее время появляются интересные расчеты взаимодействия такого излучения с плазмой вблизи источника. См. об этом следующий параграф.

§ 4. Плазма в поле излучения вблизи пульсара

Вблизи пульсара плазма подвергается действию излучения огромной мощности. В этих условиях обычные формулы взаимодействия излучения с электронами, выведенные в линейном приближении, оказываются совершенно не применимыми.

В последние годы в этом вопросе достигнуты существенные результаты. Ниже мы ограничимся самым кратким изложением постановки вопроса и качественных особенностей и ссылками на литературу.

Начнем с рассмотрения магнито-дипольного излучения с частотой, равной частоте вращения пульсара; при оценках возьмем параметры пульсара «Кр».

Томсоновская теория рассеяния излучения справедлива лишь до тех пор, пока колебания электрона в поле волны — нерелятивистские. Из уравнения

$$m \frac{dv}{dt} = eE \sin \omega t$$

получим критерий

$$v = \frac{eE}{m\omega} \cos \omega t < c, \quad g = \frac{eE}{mc\omega} < 1.$$

Подставляя $\omega = 200 \text{ сек}^{-1}$ (угловая частота Кр), получим $E < 10^{-5}$. Задаваясь мощностью излучения 10^{38} эрг/сек, найдем соответствующее расстояние (при распространении волны в вакууме) — 2 пс. Неясно, насколько поглощение или рассеяние и отражение, связанное с наличием плазмы, уменьшит это расстояние. Ближе, при $r < 2$ пс движение электрона релятивистское.