

Однако если вторая звезда принадлежит главной последовательности, а первая сошла с нее и ярче (при данной массе M_1), то вторая может быть невидима. Наконец, вторая компонента может быть тесной парой («2» = «3» + «4»). Тогда при

$$M_2 = M_3 + M_4, \quad L_{3,4} = L_3 + L_4 \sim \frac{1}{4} L_2,$$

ожидается светимость в несколько раз меньше.

Наряду с вопросами, требующими конкретного исследования перечисленных систем, есть общий эволюционный вопрос о вероятности того, что отон окажется в составе двойной звезды.

В предыдущей главе отмечалось, что все исследованные до сих пор пульсары являются одиночными. Этот факт связывался с тем, что при взрыве сверхновой с внезапным разлетом значительной части ее массы двойная система может диссоциировать. В этой связи интересно замечание Камерона (1971), основанное на неопубликованной работе Вилсона и на расчетах Арнетта (1969).

Коллапсировавшая звезда имеет массу больше массы нейтронной звезды. Соответственно нужна и большая масса предсверхновой порядка (согласно расчетам Арнетта) $M > 15$ или $M > 30 M_{\odot}$. Но при большей массе релятивистские эффекты возникают при меньшей плотности, $\rho_c \sim M^{-2}$. В этих условиях нейтрино легко выходят и потеря устойчивости заканчивается релятивистским коллапсом без промежуточной остановки. Весьма вероятно, что потеря массы при этом относительно меньше, чем при образовании пульсаров, а следовательно двойная система останется связанной.

Исследование двойных систем и, в частности, поиски рентгеновского излучения (см. § 3) являются вполне реальным подходом к поискам небесных тел новой, необычной природы.

§ 2. Магнитные явления при релятивистском коллапсе

Выше уже отмечалось усиление магнитного поля при сжатии звезды в силу вмороженности силовых линий.

Однако в крайнем своем выражении сжатие, приводящее к гравитационному самозамыканию, качественно меняет ситуацию, как показано в работах Гинзбурга (1964) и Гинзбурга и Озерного (1964).

Магнитный дипольный момент, измеренный на конечном расстоянии от отона (например, при $r = 2r_g$ или $r = 3r_g$), где хотя бы приближенно справедлива электродинамика плоского пространства, стремится к нулю с течением времени, по мере того как приближается к r_g поверхность звезды, на которой задан поток силовых линий.

Этот результат важен сам по себе, так как отсутствие собственного магнитного поля*) означает, что отон уже поэтому не может быть пульсаром; отсутствие магнитного поля существенно и для аккреции газа на застывшую звезду. Важно подчеркнуть, что для других полей имеет место ряд сходных теорем. Дорошкевич, Зельдович и Новиков (1965) показали, что квадрупольный, октаупольный и т. д. гравитационные моменты коллапсирующей звезды излучаются в виде гравитационных волн и поле отона их не содержит [см. гл. 4; см. также Прайс (1971)]. Хартли (1970) с большим математическим остроумием доказал, что слабое взаимодействие (связанное с обменом парами нейтрино и антинейтрино) отона с внешними телами стремится к нулю при $R \rightarrow r_g$.

В этом же контексте напомним главное свойство релятивистского коллапса — обращение в нуль передачи информации из внутренней области на бесконечность.

В целом же эти конкретные результаты объединяются в одном утверждении: внешнее поле, создаваемое отоном, полностью определяется набором сохраняющихся величин, а именно: общей массой (энергией), моментом вращения и полным электрическим зарядом. Первые две величины определяют параметры метрики Керра (см. § 3 гл. 4) в пространстве, окружающем отон, третья величина — заряд — определяет электростатическое кулоновское поле (наряду с вкладом в гравитационное поле).

Джон Арчибальд Уилер, сохранивший к 60-летнему юбилею завидную шевелюру, сформулировал кратко: «черные дыры не имеют волос». Формулировка, выделяющая сохраняющиеся величины, нуждается в дополнении. Часть сохраняющихся величин взаимодействует с безмассовыми дальнодействующими полями (примеры этому: электрический заряд — электромагнитное поле; полная энергия и момент — гравитационное поле. Есть, однако, законы сохранения, не связанные с такими полями, т. е. законы, установленные прямым опытом на уровне элементарных частиц **).

Однако не известно и, по-видимому, не существует такое дальнодействующее поле, измерив которое вне тела можно было бы определить число барионов. Тем не менее, нет оснований сомневаться в сохранении барионов при коллапсе: физические условия — температура, плотность — к моменту самозамыкания таковы, что столкновения частиц не сильнее, чем на ускорителях. Гравитационный потенциал по общим принципам никак не может действовать на локальные физические явления. Исчезновение сигналов от частиц, погребенных при коллапсе, не есть гибель

*) Слабое магнитное поле имеется у вращающегося отона при наличии заряда (Валд, 1971).

**) Сохранение заряда установлено и в опытах с частицами, и косвенно, через уравнения Максвелла, основанные на макроскопическом опыте.

частиц: ведь мы не предполагаем гибели человека, когда он скрылся за углом здания!

Выше подчеркивалось, что поле «вморожено» в вещество звезды и при сжатии до размеров $\sim r_g$ должно достигать колоссальной величины $\sim 10^{10} \div 10^{14}$ гс для сопутствующего веществу наблюдателя. Иное поле будет при $R \rightarrow r_g$ для неподвижного наблюдателя. Чтобы найти это поле, Гинзбург и Озерной рассматривают сначала статическую задачу.

Будем мысленно уменьшать размеры гравитирующего намагниченного шара и исследовать его внешнее (дипольное) магнитное поле. Дипольный момент шара d в классической теории пропорционален R : $d = \frac{d_0 R}{R_0}$, где d_0 и R_0 — начальный дипольный момент и радиус соответственно. Момент d стремится к нулю, если $R \rightarrow 0$. Гинзбург (1964) показал [см. также Гинзбург и Озерной (1964)], что в релятивистской теории при $R \rightarrow r_g$ закон изменения d следующий:

$$d = \frac{d_0 r_g}{R_0 \cdot 3 \ln \frac{r_g}{R - r_g}}. \quad (14.2.1)$$

Таким образом, $d \rightarrow 0$, когда $R \rightarrow r_g$. Предельное поле коллапсирующей звезды должно быть стационарным. Отсюда и из (14.2.1) следует, что и в динамической задаче предельное внешнее магнитное поле будет равно нулю. Конкретно процесс излучения внешнего поля при релятивистском коллапсе рассмотрен в работе Прайса (1971).

Изменение магнитного поля при сжатии вызывает появление вихревого электрического поля. В ближней (неволновой) зоне это может привести к возникновению в окружающей звезду плазме токнесущей оболочки или (и) к возникновению магнитогидродинамических волн [Гинзбург, Озерной (1964)]. Эти процессы еще совершенно не исследованы, и мы ограничимся лишь некоторыми замечаниями относительно дальней волновой зоны [Новиков (1964а). См. также § 4 гл. 13]. Характерное время и масштабы явления соответственно r_g/c и r_g . Поэтому волновая зона начинается с $l > 2r_g$. Пусть внешнее магнитное поле звезды содержит дипольный член и магнитный момент $d = \Phi R$, где $\Phi = \text{const}$. Оценим излучение внешнего магнитного поля. Можно сразу сказать, что излученная энергия будет порядка энергии магнитного поля, так как при $R \sim r_g$ скорость сжатия порядка c и нет параметра малости для количества излученной энергии. Сделаем более точный расчет в предположении, что в процессе коллапса вещество падает почти свободно. Тогда

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2}, \quad \dot{R} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}. \quad (14.2.2)$$

Полный поток излученной энергии равен

$$I = \frac{2}{3c^3} \ddot{a}^2. \quad (14.2.3)$$

Подставляя (14.2.2) в (14.2.3), получаем

$$I = \frac{\Phi^2 c}{6r_g^2} \left(\frac{r_g}{R} \right)^4, \quad (14.2.4)$$

а полное количество излученной энергии при сжатии до размеров R

$$E = \frac{\Phi^2}{15r_g} \left(\frac{r_g}{R} \right)^{2,5}. \quad (14.2.5)$$

Если $\Phi \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ (эрг} \cdot \text{см)}^{1/2}$ и $r_g \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}$, как это имеет место у Солнца, то

$$I = 5 \cdot 10^{41} \left(\frac{r_g}{R} \right)^4 \text{ эрг/сек}, \quad (14.2.6)$$

$$E \approx 3 \cdot 10^{36} \left(\frac{r_g}{R} \right)^{2,5} \text{ эрг}. \quad (14.2.7)$$

Излучение имеет вид однократного импульса продолжительностью $\sim r_g/c$ *). Расчет проводился для нерелятивистской теории, и формулы перестают быть справедливыми вблизи сферы Шварцшильда, но они дают правильный порядок оцениваемых величин. Полная излученная энергия в этом случае не велика. До сих пор молчаливо предполагалось, что плазма, окружающая звезду, не мешает возникновению излучения. Частоты излучения $\omega \sim \frac{c}{r_g}$ низки, особенно для больших масс. Даже при ничтожной плотности плазмы собственная частота колебаний

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \approx 2 \cdot 10^4 \sqrt{n_e} \text{ сек}^{-1} \quad (14.2.8)$$

много больше ω . Это, казалось бы, должно приводить к тому, что излучение не будет возникать вовсе. Однако для того, чтобы излучение не возникало, кроме указанного условия, нужно еще, чтобы максимально возможный ток $I_{\max} = n_e e c$ (где n_e — концентрация электронов, e — заряд электрона), возникающий в плазме при изменении магнитного поля в неволновой зоне, был в состоянии компенсировать это изменение. Найдем критическое значение плотности окружающей плазмы, при котором излучение уже

*) Спад всплеска обусловлен релятивистским эффектом застывания всех процессов при $R \rightarrow r_g$; см. выше.

не возникает [Новиков (1964а)]. Из уравнений Максвелла получаем

$$\operatorname{rot} H = \frac{4\pi I_{\max}}{c} = 4\pi n_e e. \quad (14.2.9)$$

Сделаем оценки по порядку величины. Рассмотрим характерный момент сжатия, когда $(R - r_g) \sim r_g$. Учитывая, что $\operatorname{rot} H \sim \frac{H}{r_g}$

и $H \sim \frac{\Phi}{r_g^2}$, получаем из (14.2.9)

$$\Phi_{\text{кр}} \approx 4\pi n_e e r_g^3.$$

Следовательно, если выполняется неравенство

$$n_e < \frac{\Phi}{4\pi r_g^3 e}, \quad (14.2.10)$$

то возникает волновая зона (начиная с расстояний $l \sim 2r_g$), даже при $\frac{c}{r_g} \ll \omega_0$. Подставляя в (14.2.10) $\Phi_0 \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ (эрг} \cdot \text{см)}^{1/2}$ и $r_{g\odot} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}$, находим

$$n_e < \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}. \quad (14.2.11)$$

Для сравнения укажем, что концентрация электронов в солнечной короне вблизи поверхности Солнца $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Итак, при выполнении (14.2.11) излучение уходило бы от звезды в виде однократного импульса, поглощаясь плазмой, находящейся уже вдали от звезды в волновой зоне. Еще раз напомним, что полная энергия излучения в случае обычных звезд относительно невелика. Однако надо полагать, что в реальном коллапсе условие (14.2.11) не выполняется и дипольного излучения не возникает.

§ 3. Аккреция на отоны

Аккреция на релятивистские объекты имеет важнейшее значение как источник излучения, указывающего на наличие большого гравитационного поля.

После подробной главы 12, где рассмотрен целый ряд идеализированных и реалистических задач, относящихся к аккреции, остается добавить немного. В идеализированном сферически-симметричном случае безмагнитного поля различие между коллапсаром и нейтронной звездой было бы весьма велико. Однако при наличии вращательного момента падающего вещества или при несимметричном падении или наличии магнитного поля разница становится весьма малой, не более чем в 2—3 раза по энергетическому выходу. В случае коллапса вращающейся звезды возникает отон, окруженный пространством с метрикой Керра