

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.

При этом происходят следующие изменения:

электрон переизлучает на высших гармониках, т. е. при рассеянии возникает излучение с частотами 2ω , 3ω , ... В области $g \gg 1$ частоты велики. Любопытно, однако, что это переизлучение происходит лишь под углом, отличным от нуля, с направлением возбуждающего излучения, так что синусоидальная форма и частота первичной волны не изменяется.

Общее сечение рассеяния возрастает как g^2 ; соответственно возрастает мнимая часть показателя преломления плазмы, ответственая за ослабление волны.

Вещественная часть показателя преломления, наоборот убывает. Поэтому сильная ($g > 1$) электромагнитная волна проникает в плазму такой плотности, $n_e > \left(\frac{\omega}{5,4 \cdot 10^4}\right)^2$, в которой слабая волна испытала бы полное отражение.

Увеличивается по сравнению с линейной теорией сила, действующая на электрон. Заметим, что при движении электрона вдоль волны электрическое поле и частота подвергаются доплеровскому преобразованию в системе электрона, однако g остается инвариантным.

Приведем несколько работ, в которых рассмотрены эти эффекты: Никишов, Ритус (1964), Сарачик, Шаперт (1970). В частности, применительно к пульсарам они рассмотрены в работе Острикера и Ганна (1969).

Простой вывод формул для частного случая см. Зельдович (1971) и с учетом продольного магнитного поля — Зельдович, Илларионов (1971).

Не рассмотрены до настоящего времени коллективные эффекты в плазме, раскачиваемой низкочастотным полем. В возникающем движении электронов относительно протонов может развиваться пучковая неустойчивость, турбулентность и аномальное электрическое сопротивление.

Обратимся теперь к воздействию на электроны плазмы радиозлучения высокой частоты, регистрируемого на Земле.

Преимущество этого рассмотрения заключается в том, что наличие такого излучения во всей области, окружающей пульсар, не подлежит сомнению. В работах группы, к которой принадлежат авторы, были рассмотрены эффекты, связанные с учетом индуцированного комптон-эффекта. Как известно, для фотонов вероятность перехода из состояния 1 в состояние 2, например, при рассеянии на электроне имеет вид

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_1}{dt} = W_{12}n_1(n_2 + 1).$$

Обратим внимание на множитель $(n_2 + 1)$: вероятность появления фотона в состоянии 2 растет с увеличением числа фотонов уже

имеющихся в этом состоянии (n_2). С учетом обратного процесса, для которого также надо учитывать свойства фотонов, получаем

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_1}{dt} = W_{12}n_1(n_2 + 1) - W_{21}n_2(n_1 + 1).$$

Обычно считают $W_{12} = W_{21}$ и в таком случае нелинейные члены сокращаются:

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_1}{dt} = W_{12}(n_1 - n_2).$$

Однако надо учесть, что при рассеянии на покоящемся электроне происходит отдача электрону части энергии фотона, $\Delta E \sim \frac{(\hbar\nu)^2}{mc^2}$, процессы $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ относятся к энергиям электрона, не в точности одинаковым.

Точный расчет показывает, что компенсация квадратичного члена не точна, остается эффект, который становится существенным даже при $\hbar\nu \ll mc^2$, если яркостная температура на данной частоте $kT_b > mc^2$.

Именно с такой ситуацией мы сталкиваемся в излучении пульсаров. Следует отметить, что на квантовом языке здесь дано описание эффекта, имеющего чисто классическую природу: электрон приобретает энергию, когда одна волна раскачивает его электрическим полем, а другая волна создает поступательное движение своим магнитным полем. Подтверждением классической природы эффекта является тот факт, что постоянная Планка выпадает из формул.

Основные результаты сводятся к тому, что в поле радиоизлучения высокой яркостной температуры электроны нагреваются до высокой температуры — порядка $(kT_b)^{1/2} (mc^2)^{3/2}$. Сила, действующая на электроны в направленном потоке излучения, оказывается больше, чем сила, подсчитанная по тривиальным формулам. Забирая энергию от излучения, электроны вызывают изменение спектра излучения — смещение в сторону меньших частот. Наконец, в релятивистской плазме возможно рождение электронно-позитронных пар. Здесь мы ограничимся этим перечнем результатов, отсылая к оригинальным работам за формулами, их выводами и разнообразными применениями.

Кинетическое уравнение для фотонов написано в работах Компанец (1956), Вейманн (1965), Драйцер (1964). За этими работами последовали Пейри (1968), Зельдович, Левич (1968, 1970), Левич (1971). Астрофизические аспекты см. в работах Сюняев (1970), Левич, Сюняев (1970, 1971), Бисноватый-Коган, Зельдович, Сюняев (1971).