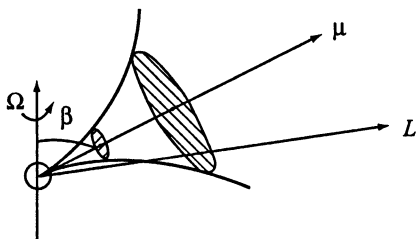


2. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛОМА

Эти причины могут быть двух типов: геометрические и физические. Из-за сужения конуса излучения на высоких частотах луч зрения может выйти из конуса (рис. 28) и будет наблюдаться обрыв в спектре [124, 127]. В этом случае у пульсаров с двухкомпонентными профилями должен наблюдаться переход к однокомпонентному профилю на высоких частотах. Анализ имеющихся данных показывает, что такого эффекта нет. Профили остаются двухкомпонентными вплоть до частот излома и даже до более высоких частот. Кроме того, поскольку у пульсаров с профилями, состоящими из двух компонентов, луч зрения проходит ближе к центру конуса, для выхода из него

Рис. 28. Схема, поясняющая возможность геометрической причины высокочастотного излома



необходимо продвинуться ближе к поверхности, т.е. у таких пульсаров значение v_c должно быть выше, чем у пульсаров с простыми профилями. Однако среднее значение $\langle v_c \rangle = 2,8$ ГГц (23 объекта) для пульсаров с двойственностью профиля оказывается ниже, чем у 8 источников с однокомпонентными импульсами ($\langle v_c \rangle = 5,2$ ГГц) [129]. Поэтому геометрическая природа излома не может быть основной для всей совокупности пульсаров. Лишь у некоторых объектов (например, PSR B0540 + 23 и 1612 + 07) рассмотренный эффект может играть роль.

Физические причины связаны либо с резким уменьшением интенсивности излучения на частотах выше v_c в спектре элементарного излучателя, либо со слабым усилением излучения в этой области.

В спектре излучения кривизны, которое, как уже говорилось, считается основным элементарным процессом в пульсарах, на частотах выше v_{cr} наблюдается экспоненциальное падение

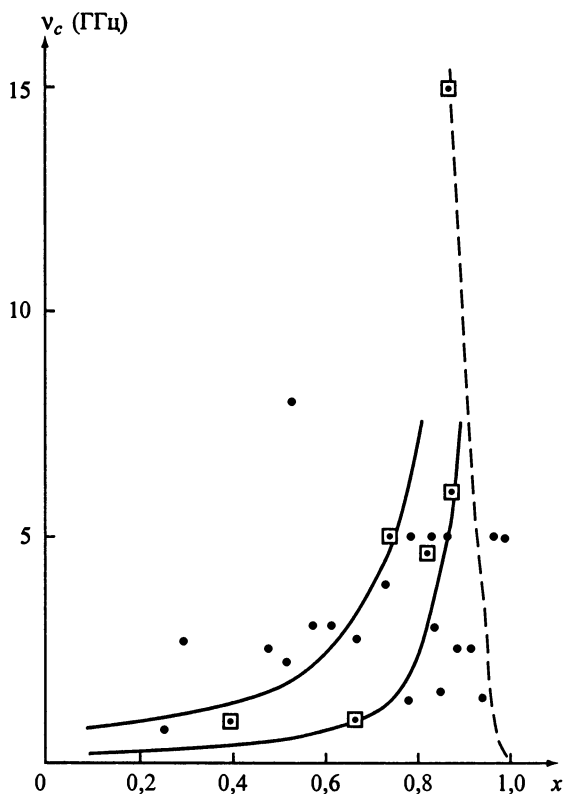


Рис. 29. Зависимость частоты излома от прицельного параметра

интенсивности ($I \propto \exp(-v/v_{cr})$) [130]. Зависимость v_{cr} от прицельного параметра

$$x = (\zeta - \beta)/\theta, \quad (6)$$

вычисленного по методике работы [131] (см. раздел 5 главы V), имеет вид

$$v_c = \frac{78\gamma_3^3 f^3(x)x}{(Pr/R)^{1/2}} \text{ ГГц}, \quad (7)$$

где

$$f(x) = 1,000 - 0,944x^2 + 1,063x^4 - 1,119x^6. \quad (8)$$

Эта зависимость представлена шриховой линией на рис. 29. Здесь же кружками показаны наблюдаемые значения v_c , которые, в основном, не лежат на ожидаемой зависимости. Следовательно, рассмотренный эффект если и приведёт к излому в спектре, то

только в пульсарах, расположенных в правой части диаграммы $v_c(x)$.

Вторую причину, связанную с недостаточным усилением излучения, можно описать условием

$$\tau = \int_{r_0}^r \Gamma dr / c \leq 3, \quad (9)$$

где Γ – инкремент развития неустойчивости того или иного типа.

Проанализируем пучковую неустойчивость, рассмотренную Усовым [132]. Он предположил, что вблизи поверхности образуются плазменные слои с распределением частиц по лоренц-факторам от $\gamma_{\min} \sim 10$ до $\gamma_{\max} \sim 10^3$. Быстрые частицы догоняют медленный компонент предыдущего слоя (рис. 30) на расстоянии

$$r = \frac{Rc}{c-v} \approx 2R\gamma_{\min}^2 \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см} \quad (10)$$

и возбуждают в нём ленгмюровские волны с инкрементом

$$\Gamma_e = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{n_b}{2n_p} \right)^{1/3} \frac{\omega_p}{\gamma_b}. \quad (11)$$

Используя соотношение (84) главы II, а также равенства

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_p e^2}{m\gamma_p} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

$$n_b \gamma_b m c^2 = n_p \gamma_p m c^2, \quad (13)$$

$$\gamma_b = \gamma_{\max} f(x), \quad \gamma_p = \gamma_{\min} f(x) \quad (14)$$

и полагая $a = 10^4$, $R = 10^6$ см, $B_{12}^s = 1$, получим

$$v_c = \frac{0,265}{f(x)^{3,5} \sqrt{P}}. \quad (15)$$

Эта зависимость представлена сплошными кривыми на рис. 29: верхняя для $P = 1$ с, нижняя для $P = 0,1$ с. Сравнение с данными наблюдений показывает, что основная часть диаграммы $v_c(x)$

может быть хорошо описана этими кривыми.

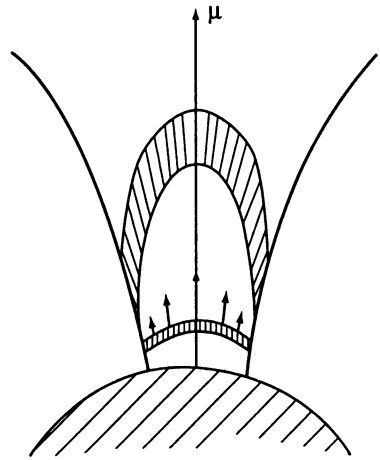
Полученная в работе [126] в рамках теории изгибно-плазменных неустойчивостей величина частоты излома

$$v_c = \frac{c}{2\pi\rho} (\gamma_{\min}^-)^3 \left(\frac{\gamma_{\min}^+}{\gamma_{\min}^-} \right)^{12/5} \quad (16)$$

для дипольного поля может быть представлена в виде

$$v_c = 700 \frac{(\gamma_{100}^-)^3}{\sqrt{rP/R_*}} \left(\frac{\gamma_{300}^+}{\gamma_{100}^-} \right)^{12/5} \quad (17)$$

Ряд авторов высказывает сомнения в возможности существования подобного рода неустойчивостей в магнитосферах пульсаров [133, 134]. Здесь мы лишь подчеркнём, что выражение (17) даёт неприемлемо низкое значение v_c , особенно если учесть, что генерация соответствующих волн происходит на расстояниях $r \gg R_*$.



Нейтронная звезда

Рис. 30. Модель Усова [132]. Заштрихованы два последовательных плазменных слоя

3. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЁТЫ ЛИНЕЙНОГО УЧАСТКА

В работах [124, 130, 135] описаны модельные расчёты спектра при следующих предположениях:

- 1) магнитное поле дипольно,
- 2) излучение на данной частоте генерируется в узком слое магнитосферы,
- 3) основной механизм – излучение кривизны.
- 4) поглощение плазмы отсутствует.

В этом случае интенсивность испускаемого излучения в данном направлении определяется выражением [136]

$$I(v, \theta) \propto \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \gamma^2 \theta' \frac{1}{r} \times \left\{ \frac{\xi^2 K_{2/3}^2(\xi) + \gamma^2 (\theta - \theta')^2 \xi^2 K_{1/3}^2 / [1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2]}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} \right\} d\theta, \quad (18)$$