

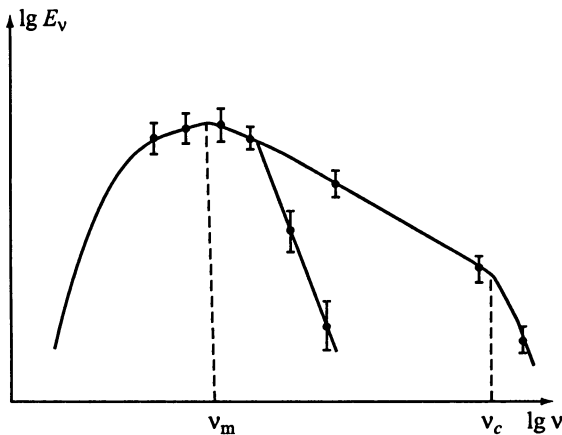
многопараметрических расчётов и их полного согласования с данными наблюдений необходимо иметь достаточно надёжную модель магнитосферы, из которой можно было бы определить распределение частиц и структуру магнитного поля на каждом уровне. Поскольку такой модели в настоящее время нет, детальное сравнение вычисленных и наблюдаемых спектров с целью определения свойств магнитосферы конкретного пульсара пока преждевременно. Тем не менее проведённый выше анализ показывает, что основные особенности «канонического спектра» пульсара могут быть поняты в рамках традиционной модели. С другой стороны, они позволяют выявить трудности конкретных реализаций этой модели, следующих из различных теорий и концепций.

#### 4. «НЕСТАНДАРТНЫЕ» СПЕКТРЫ

У ряда пульсаров спектры отличаются от приведённого в гл. I «канонического» типа. Отличия могут быть трёх видов: 1) спектры без высокочастотных изломов, 2) линейные спектры, 3) спектры с уплощением на высоких частотах. Опишем их.

1. Высокочастотный излом присутствует в явном виде лишь у трети исследованных пульсаров [50], хотя по статистической зависимости (б) главы I он должен был бы проявиться у многих объектов. Отсутствие излома может быть фиктивным. Если он происходит на частотах  $\nu_c$ , близких к частотам максимума  $\nu_m$  (рис. 32), то современные возможности не позволяют выделить излом. Однако, поскольку после излома спектр должен быть более крутым, чем до него, у таких пульсаров спектральный индекс линейного участка  $\alpha_2$  должен быть больше, чем у пульсаров с наблюдаемым изломом. Действительно, у 11 пульсаров без излома  $\alpha_2$  оказывается выше, чем у 31 пульсара с изломом [60]. Близость  $\nu_c$  к частоте максимума можно ожидать при формировании центрального компонента излучения (core emission) за счёт линейного ускорения зарядов вдоль оси конуса [117, 130].

2. У короткопериодических пульсаров ( $P < 0,1$  с) в спектрах не обнаружены ни максимумы, ни изломы [48, 63, 64, 137]. Так, у пульсара PSR B0531 + 21 ( $P = 33$  мс) спектр линейен вплоть до частоты 74 МГц [48, 137]. PSR B1937 + 21 ( $P = 1,6$  мс) также показывает линейный спектр до частоты 26 МГц [65]. Что касается пульсара PSR B0833–45 ( $P = 89$  мс), то указанная для него в работе [48] оценка  $\nu_m = 380$  МГц основывается на одной точке ( $S_{150 \text{ МГц}} < 3 \cdot 10^{-28}$  Дж/(м<sup>2</sup> · Гц)). Этот завал может объясняться



**Рис. 32.** Спектр с частотой излома, близкой к частоте максимума

ослаблением импульсного излучения вследствие уширения импульса за счёт рассеяния в околпульсарной и межзвёздной среде [138]. Низкочастотные завалы не обнаружены пока и у других короткопериодических пульсаров [63, 64]. Причины такой структуры спектров рассматриваются в следующей главе.

3. В спектрах четырёх пульсаров (PSR B0329 + 54, 0355 + 54, 1929 + 10 и 2021 + 51) наблюдается уплощение, а подъём на частотах выше 30 ГГц [138]. Такая особенность не вписывается в рамки рассмотренных выше представлений, и для её описания необходимо привлекать дополнительные механизмы.

Как уже говорилось, вблизи поверхности нейтронной звезды частицы движутся вдоль магнитных силовых линий и испускают излучение кривизны. Однако на больших расстояниях от поверхности могут включаться процессы взаимодействия частиц с возбуждаемыми в магнитосфере волнами (см гл. VI). При этом у частиц появляется поперечный импульс, и будет испускаться синхротронное излучение. Отношение мощностей синхротронного излучения [103]

$$q_s = \frac{2e^4 B^2 \gamma^2 \sin^2 \psi}{3m^3 c^3} \quad (20)$$

к мощности излучения кривизны [125]

$$q_{cr} = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3\rho^2} \quad (21)$$

равно

$$\delta = \frac{e^2 B^2 \rho^2 \sin^2 \psi}{m^2 c^4 \gamma^2}. \quad (22)$$

В (20)–(22)  $\psi$  – питч-угол излучающего электрона,  $\rho$  – радиус кривизны силовой линии, который для дипольного поля определяется формулой

$$\rho = \frac{r(1 + 3 \cos^2 \theta)^{3/2}}{3 \sin \theta (1 + \cos^2 \theta)}, \quad (23)$$

где  $\theta$  – угол между радиусом-вектором данной точки и осью диполя. При малых углах  $\theta$

$$\rho \approx \frac{4r}{3\theta} \quad (24)$$

и для последней открытой силовой линии

$$\theta = \sqrt{(r/r_{LC})}, \quad (25)$$

что даёт для  $r \sim r_{LC}$

$$\delta = \frac{256\pi^4 e^2 R_*^6 B_s^2 \sin^2 \psi}{9m^2 c^8 P^4 \gamma^2}. \quad (26)$$

Подставляя численные значения постоянных и полагая  $R_* = 10^6$  см и  $B_s = 10^{12}$  Гс, приходим к выражению

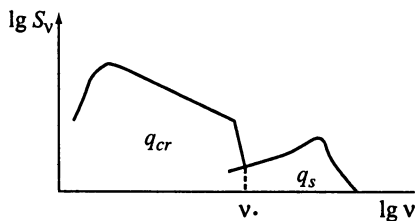
$$\delta \sim 10^{15} \frac{B_{12}^2 \sin^2 \psi}{P^4 \gamma^2}, \quad (27)$$

из которого следует, что на достаточно больших расстояниях от поверхности, где питч-угол становится заметным, синхротронное излучение может стать доминирующим. Суммарный спектр будет иметь вид, качественно показанный на рис. 33. Максимум синхротронной части спектра можно ожидать на частоте порядка  $10^{11}$  Гц [49]. Если использовать известную формулу для частоты максимума синхротронного излучения [103]

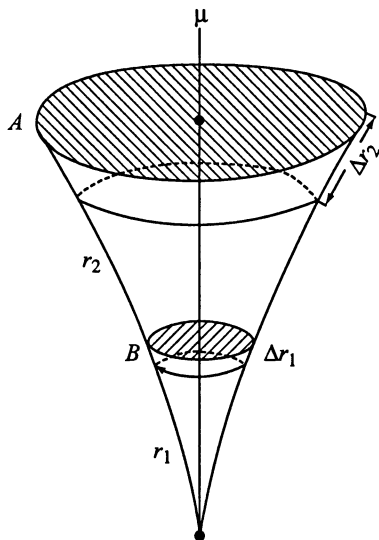
$$\nu_m = \frac{0,9eB\gamma^2 \sin \psi}{4\pi mc}, \quad (28)$$

для принятой модели получим

$$\nu_m = 1,16 \cdot 10^7 \frac{B_{12} \gamma^2 \sin \psi}{P^3}, \quad (29)$$



**Рис. 33.** Схематическое представление суммарного спектра пульсара



**Рис. 34.** Геометрия излучающих областей. *A* – область синхротронного излучения, *B* – область формирования излучения кривизны

что требует при среднем значении периода для четырёх пульсаров с уплощением в спектре  $\langle P \rangle = 0,4$  с и питч-угле  $\sim 10^{-2}$  рад величины лоренц-фактора излучающих частиц, равной 240. Такие частицы, как показывает распределение на рис. 21, в магнитосфере пульсара действительно есть, и они могут давать заметное синхротронное излучение. Вкладом синхротронного источника можно объяснить и сложный спектр пульсаров, такой как у PSR B1822-09 [139]. В этих случаях влияние второго компонента начинается на более низких частотах и второй максимум (или уплощение) появляется в диапазоне дециметровых волн.

Существенной для рассмотренных объектов является малость угла  $\beta$  между осью вращения и магнитным моментом пульсара, что позволяет видеть и излучение кривизны, и синхротронную эмиссию (рис. 34). Действительно, как следует из работы [131], в PSR B1822-09  $\beta = 7^\circ$ . С этим же обстоятельством могут быть связаны и другие особенности в излучении данного объекта [139, 140].

Результаты данной главы показывают, что многие особенности радиоспектров пульсаров могут быть КАЧЕСТВЕННО поняты в рамках существующих моделей. Однако КОЛИЧЕСТВЕННОЙ теории, описывающей формирование спектра и его эволюцию в процессе распространения излучения через магнитосферу, до сих пор не существует. Эта проблема требует приложения всё новых и новых сил.