

приведёт к появлению в ближней магнитосфере пространственного заряда, который заэкранирует продольное электрическое поле и делает невозможным образование лавины. Один из выходов из этой трудности указали Муслимов и Цыган [96]. Поскольку радиус нейтронной звезды всего лишь в 3,5 раза больше гравитационного ($r_g = 2GM/c^2$), вблизи её поверхности оказываются существенными эффекты общей теории относительности. В работе [96] показано, что учёт этих эффектов приводит к усилению продольного электрического поля в $c/\Omega R$ раз. Для пульсара с $P = 0,5$ с E_{\parallel} усиливается в 50 раз – в таких полях может происходить рождение e^{\pm} -плазмы.

Модели со свободным выходом частиц с поверхности нейтронной звезды подробно рассмотрены в ряде работ Аронса с соавторами [97–99]. В результате этих исследований, в частности, было показано, что продольное электрическое поле вблизи поверхности пульсара имеет максимум в центре полярной шапки и плавно падает до нуля к её краям. Ускоряющий потенциал при этом может быть описан выражением

$$\Phi(\theta) = 8\pi(m_e R_*^3 B_s / e)^{1/2} \sum_{n=1}^{\infty} I_0(x_n, \theta/\theta_c) / x_n^2 / I_1(x_n) / P, \quad (36)$$

которое может быть хорошо представлено с помощью следующей аппроксимации [100]:

$$f(x) = 0,268 - 0,253x^2 + 0,285x^4 - 0,300x^6, \quad (37)$$

где $x = \theta/\theta_c$, а $f(x) = \Sigma(I_0(x_n, x) / x_n^2 I_1(x_n))$.

В (36) и (37) I_0 и I_1 – функции Бесселя первого рода, x_n – n -й нуль функции $I_0(x)$, $\theta_c = (2\pi R/cP)^{1/2}$ – угловой радиус конуса открытых силовых линий. В этой модели для обеспечения ускорения частиц по всей поверхности полярной шапки необходимо также учитывать эффекты общей теории относительности [101].

2. «ГРУЗИНСКАЯ» МОДЕЛЬ

Вблизи поверхности пульсара в результате каскадных процессов рождается вторичная электронно-позитронная плазма, и функция распределения плазмы становится двухкомпонентной (рис. 21) [102]. Первичный пучок характеризуется лоренц-фактором $\gamma_b = 10^6 + 10^7$, хвост вторичной плазмы – лоренц-факторами $\gamma_i \sim 10^4 + 10^5$. Энергия вторичных электронов и позитронов, соответствующая максимуму функции распределения, существ-

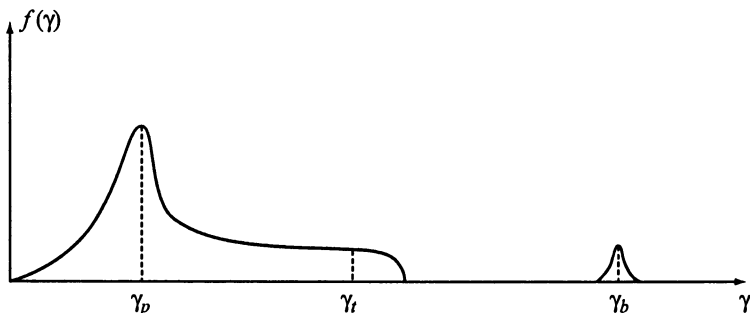


Рис. 21. Функция распределения плазмы по лоренц-факторам в магнитосфере пульсара

венным образом зависит от структуры магнитного поля в области формирования вторичной плазмы. Если поле дипольно (с радиусом кривизны силовых линий $> 10^8$ см), то её лоренц-факторы будут достигать значений $\gamma_p \sim 10^3$, если же поле мультипольно (радиус кривизны порядка радиуса нейтронной звезды $R \sim 10^6$ см), то γ_p будет существенно меньше ($3 + 10$). При этом необходимо подчеркнуть, что пик в распределении позитронов будет сдвинут в сторону более высоких энергий относительно электронного. Это необходимо для выполнения условия квазинейтральности плазмы. Приведённая функция распределения оказывается одномерной. Действительно, время высвечивания поперечного импульса за счёт синхротронных потерь равно [103]

$$t = \frac{3m^3 c^5}{2e^4 B_{\perp}^2 \gamma}, \quad (38)$$

что для $B_{\perp} = 10^{12}$ Гс и $\gamma_t \sim 10^4$ соответствует времени высвечивания $< 10^{-20}$ с. Однако плазма с анизотропной функцией распределения становится неустойчивой [104, 105]. В результате развития циклотронной и черенковской неустойчивостей в магнитосфере могут возбуждаться как поперечные, так и продольно-поперечные волны [106]. Условие циклотронного резонанса

$$\omega - k_{\phi} v_{\phi} - k_x v_x + \omega_B / \gamma_t = 0 \quad (39)$$

в случае, когда возбуждаются поперечные волны со спектром, близким к вакуумному [107],

$$\omega_t = kc(1 - \delta), \quad (40)$$

где

$$\delta = \frac{\omega_p^2}{4\omega_B^2 \gamma_p^3}, \quad (41)$$

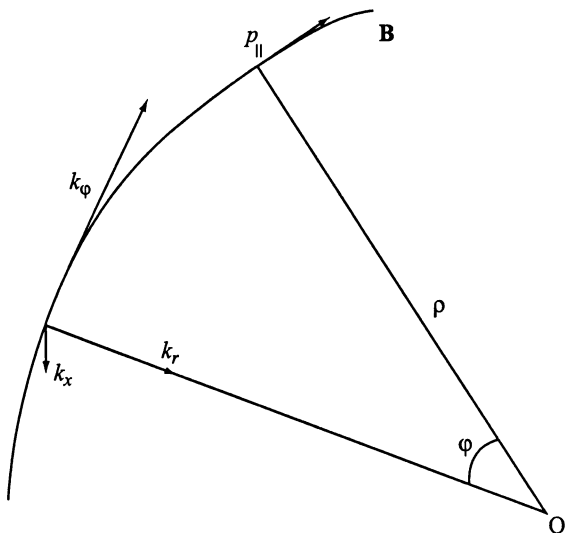


Рис. 22. Цилиндрическая система координат

может быть записано в виде

$$1/2\gamma_r^2 + (k_{\perp} / k_{\phi} - u_x / c)^2 / 2 + k_r^2 / 2k_{\phi}^2 - \delta = -\omega_B / \gamma_r k_{\phi} c. \quad (42)$$

Здесь использована цилиндрическая система координат (рис. 22). Оценим ожидаемые характерные частоты в спектре излучения. Из уравнения (42) следует, что резонанс наступает на частоте

$$\omega \approx \omega_B / \delta\gamma_r \quad (43)$$

и генерируемые волны попадают в диапазон

$$\omega_B / \delta\gamma_r \lesssim \omega \lesssim 2\omega_B \gamma_p. \quad (44)$$

Если предположить, что бóльшая часть энергии первичных частиц трансформируется в энергию вторичной плазмы,

$$2n_p \gamma_p \approx n_b \gamma_b, \quad (45)$$

и использовать значение плотности Голдрайха–Джулиана (4), то из (44) следует, что ожидаемая минимальная частота $\omega_B / \delta\gamma_r$ будет равна

$$\omega_B = (2e^2 \gamma_p^4 P B_s^2 R_*^6) / (\pi m^2 c^2 \gamma_r \gamma_b r^6). \quad (46)$$

Она совпадает с частотой максимума в наблюдаемых спектрах пульсаров с $P = 1$ с и $B_s \sim 10^{12}$ Гс порядка 100 МГц при $\gamma_p = 3$, $\gamma_r = 10^5$, $\gamma_b = 10^6$, если генерация излучения происходит на рас-

стояниях $r/R_* = 2,5 \cdot 10^3$, т.е. на расстояниях порядка половины радиуса светового цилиндра. Максимальная частота в этом случае оказывается больше 10^9 Гц. Генерация таких волн происходит вблизи границы между открытыми и замкнутыми силовыми линиями, где плотность плазмы достаточно низка, чтобы они свободно выходили из магнитосферы и беспрепятственно достигали наблюдателя.

Таким образом, модель, развитая в работах грузинских теоретиков [106, 108, 109], в принципе позволяет объяснить происхождение наблюдаемого радиоизлучения.

3. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Кроме моделей, связанных с процессами во внутренних областях магнитосферы ($r \ll r_{LC}$), на первых стадиях исследования пульсаров одновременно разрабатывались модели, в которых процессы формирования излучения происходят вблизи светового цилиндра ($r \sim r_{LC}$). Здесь скорость твёрдотельного вращения плазмы сравнима со скоростью света, и поэтому необходимо учитывать релятивистские эффекты. Наиболее детально эта модель рассмотрена в публикациях Смита, а затем описана в его монографии [4], где также содержатся ссылки на оригинальные работы. Здесь мы кратко перечислим основные особенности релятивистской модели.

Источник A , движущийся по круговой орбите радиуса r с периодом $P = 2\pi/\Omega$ (рис. 23) и со скоростью $\Omega r \sim c$, испускает излучение, которое приходит к неподвижному наблюдателю за время

$$T = t - \frac{r}{c} \sin \Omega t \cos i. \quad (47)$$

Здесь t – время распространения от центра орбиты, измеренное по часам, установленным в этом неподвижном центре, i – угол между лучом зрения и плоскостью орбиты. Угол $\theta = \Omega t$ измеряется от направления OA . Вводя долготу $l = \Omega T$ и величину $\beta = v/c$, из (36) получим

$$l = \theta - \beta \sin \theta \cos i. \quad (48)$$

При малых значениях углов θ и i

$$l \approx \theta(1 - \beta) \approx \theta/2\Gamma^2, \quad (49)$$

где

$$\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (50)$$