

УДК 524.35

МАГНИТОКУЛОНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. Д. КОТОВ и С. Р. БЕЛЬНЕР

Рассмотрен новый механизм излучения жестких фотонов ультрарелятивистскими электронами, движущимися вдоль сильного магнитного поля. Излучение обусловлено кулоновским возбуждением уровней Ландау ультрарелятивистских электронов и последующим радиационным переходом в основное состояние. Рассчитаны характеристики излучения (спектр, угловое распределение и поляризация) в случаях тонкой и толстой мишени. Найдены условия, при которых рассмотренное излучение вносит основной вклад в энергетические потери электронов.

MAGNETOCOULOMB RADIATION OF ULTRA-RELATIVISTIC ELECTRONS IN A STRONG MAGNETIC FIELD, by Yu. D. K o t o v and S. R. K e l ' n e r. A new mechanism of hard photon radiation by ultra-relativistic electrons moving along a strong magnetic field is considered. The radiation is caused by Coulomb excitation of the Landau levels of ultra-relativistic electrons and by the following radiative transition to the ground state. The radiation characteristics (spectrum, angular distribution and polarization) are calculated both for thin and thick targets. Conditions are specified under which the radiation concerned makes the main contribution to electron energy losses.

Теоретические представления о строении пульсаров (Старок, 1971) и регистрация циклотронной линии (Мазец и др., 1980) указывают на то, что нейтронные звезды обладают сильными магнитными полями вплоть до $B \sim B_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс. Быстрое вращение таких объектов приводит к возникновению индуцированных электрических полей, ускоряющих частицы до энергий $\sim (10^{12} - 10^{13})$ эВ, а в отдельных случаях, возможно, до $\sim 10^{16}$ эВ (Саморский и Стам, 1983). В этих условиях гамма-излучение возникает вследствие искривления траектории частиц (изгибное излучение), либо за счет появления питч-углового распределения, приводящего к синхротронному излучению. Возникновение питч-углового распределения вследствие развития циклотронной неустойчивости вблизи светового цилиндра пульсара исследовано в работе Ломинадзе и др. (1983) в применении к пульсару NP 0532.

Вместе с тем, в ряде случаев может возникнуть ситуация, при которой пучок частиц, двигаясь в магнитном поле вдоль силовых линий, будет испытывать кулоновское взаимодействие с плазмой магнитосферы или с веществом самого объекта. Такие условия могут

быть, например, в двойной системе, одним из компаньонов которой является нейтронная звезда (Тутуков и Юнгельсон, 1978), при движении пучка частиц от поверхности пульсара через электронно-позитронную плазму (Ломинадзе и др., 1983), а также при взаимодействии ускоренных пульсаром частиц с его поверхностью (Джонс, 1979). Возможно, что подобные условия осуществляются и во время генерации гамма-всплесков (Лианг и др., 1983). Наличие вещества приводит, очевидно, к возникновению тормозного излучения. Особенности тормозного излучения в сильном магнитном поле в нерелятивистском предельном случае исследовались в большом количестве работ. Отметим последнюю работу Лауэра и др. (1983) и также работы Павлова и Панова (1976) и Аюпяна и Цытовича (1977), в которых содержится критический анализ более ранних исследований.

В ультрарелятивистском случае также возникает жесткое излучение, обусловленное совместным действием вещества и поля. Физическая интерпретация процесса и краткий анализ его характеристик содержатся в работе Кельнера и Котова (1985а), в которой рассмотрено прохождение ультрарелятивистскими частицами тонкого слоя плазмы малой плотности и предложен термин «магнитокулоновское излучение». В данной работе мы приводим более подробные результаты анализа характеристик обсуждаемого излучения как для тонкой, так и для толстой мишени.

Кулоновские столкновения с веществом приводят к переходу движущихся вдоль силовых линий частиц на возбужденные уровни Ландау. В результате радиационного перехода на более низкие уровни происходит излучение фотона с энергией $\sim \hbar\omega_V\gamma$, где $\hbar\omega_V = mc^2 B/B_0$, $\gamma = E/mc^2$, E — энергия электрона. В нерелятивистском предельном случае сечение возбуждения поперечных уровней Ландау при столкновениях электронов с ядрами вычислено в работах Вентуры (1973) и Павлова и Яковлева (1976). Расчеты сечений с учетом релятивизма проведены Буссаром (1980) и Лангером (1981) для неэкранированного кулоновского потенциала. Из их результатов следует, что сечение столкновения с переворотом спина составляет малую величину $\sim B/B_0\gamma^2$ от сечения без переворота спина. Поэтому при столкновениях спин электрона можно считать сохраняющимся квантовым числом.

Сечение $\sigma_{nn'}$ столкновения с переходом с уровня n на уровень n' в ультрарелятивистском случае в полях $B \lesssim 0.1 \cdot B_0$ получено Кельнером и Котовым (1985а) с учетом экранирования. В данной работе предполагается, что быстрые электроны движутся в полностью ионизованной плазме (например, в магнитосфере пульсара), причем гирорадиус $(\hbar c/eB)^{1/2}$ нулевых колебаний в магнитном поле мал по сравнению с радиусом экранирования ρ кулоновского потенциала. В этом случае *

$$\sigma_{01} = 4\pi Z^2 r_e^2 \frac{E_0}{B} \Lambda, \quad (1)$$

* Подробное вычисление сечений (1)–(4) для модельного потенциала $\sim \exp(-r/\rho)/r$ приведено в препринте Кельнера и Котова (1985б).

где Z — заряд ядра, r_e — классический радиус электрона,

$\Lambda = \frac{1}{2} \ln \frac{0.414}{(B/\gamma^2 \cdot B_0) + (\hbar c/eB\rho^2)}$ — кулоновский логарифм;

$$\sigma_{0n'} = 2\pi Z^2 r_e^2 \frac{B_0}{B} \frac{1}{n'(n'-1)}, \quad n' \geq 2, \quad (2)$$

$$\sigma' = \sum_{n'=2}^{\infty} \sigma_{0n'} = 2\pi Z^2 r_e^2 B_0/B. \quad (3)$$

Сечение $0 \rightarrow 0$ перехода, не приводящего к возбуждению электрона, имеет вид

$$\sigma_{00} = 4\pi Z^2 \alpha^2 \rho^2, \quad (4)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$. В рассматриваемом случае $\sigma_{00} \gg (\sigma_{01} + \sigma')$. При $\Lambda \gg 1$ с логарифмической точностью достаточно учитывать только переходы между соседними уровнями:

$$\sigma_{nn'} \approx \sigma_{01} ((n+1) \delta_{n+1, n'} + n \delta_{n-1, n'}), \quad n \neq n'.$$

Если выполняется неравенство

$$c\sigma_{01} n_i \ll \frac{1}{\gamma\tau_1} = \frac{4\alpha}{3\gamma} \frac{mc^2}{\hbar} \left(\frac{B}{B_0} \right)^2, \quad (5)$$

где n_i — концентрация ядер в плазме, τ_1 — время жизни состояния $n = 1$, то достаточно учитывать лишь возбуждение $0 \rightarrow 1$ и обратный радиационный переход. Действительно, условие $\Lambda \gg 1$ приводит к неравенству $\sigma_{01} \gg \sigma_{0n'}$, $n' \geq 2$; условие (5), дающее ограничение снизу на величину поля B , гарантирует, что с вероятностью единица произойдет переход в основное состояние. Поскольку каждое столкновение $0 \rightarrow 1$ сопровождается излучением фотона, удобно рассматривать столкновительный переход $0 \rightarrow 1$ и радиационный переход $1 \rightarrow 0$ как единый процесс — магнитокулоновское излучение (Кельнер и Котов, 1985 а). Сечение магнитокулоновского излучения имеет вид

$$d\sigma_\lambda = \frac{3\sigma_{01}}{16\pi\omega_B} \left(1 - \frac{4\gamma^2 (\mathbf{e}_\lambda \mathbf{n}^0)^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \right) \cdot \delta \left[\frac{\omega}{2\gamma} (1 + \gamma^2 \theta^2) - \omega_B \right] \omega d\omega d\Omega, \quad (6)$$

где \mathbf{e}_λ — вектор поляризации фотона, \mathbf{n}^0 — единичный вектор в направлении магнитного поля, θ — угол вылета фотона по отношению к магнитному полю, δ — дельта-функция.

Обозначим через \mathbf{e}_\perp (\mathbf{e}_\parallel) вектор поляризации, перпендикулярный (параллельный) плоскости $(\mathbf{k}, \mathbf{n}^0)$ (\mathbf{k} — волновой вектор фотона). Выражение для степени поляризации излучения имеет вид

$$P = \frac{d\sigma_\perp - d\sigma_\parallel}{d\sigma_\perp + d\sigma_\parallel} = \frac{2\gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^4 \theta^4}. \quad (7)$$

При $\theta = 1/\gamma$ излучение полностью поляризовано.

Суммируя (6) по двум направлениям поляризации и интегрируя по углам вылета, получаем спектр магнитокулоновского излучения:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{3\sigma_{01}}{2\omega_{\max}} (1 - 2\zeta + 2\zeta^2), \quad (8)$$

где $\zeta = \omega/\omega_{\max}$, $\omega_{\max} = 2\gamma\omega_B = (2E/\hbar) (B/B_0)$.

Энергетические потери электронов, обусловленные магнитокулоновским излучением, имеют вид

$$- (dE/dx)_{\text{МК}} = 4\pi Z^2 r_e^2 n_i E \Lambda. \quad (9)$$

Отношение магнитокулоновских и радиационных потерь равно

$$\frac{(dE/dx)_{\text{МК}}}{(dE/dx)_{\text{рад}}} = \frac{\pi}{\alpha} \frac{\Lambda}{\Lambda_{\text{рад}}}, \quad (10)$$

где $\Lambda_{\text{рад}}$ — логарифм, входящий в радиационные потери ($\Lambda_{\text{рад}} \sim \Lambda$). Таким образом, в области применимости двухуровневого приближения магнитокулоновские потери значительно превосходят радиационные потери электронов. Подчеркнем, что здесь мы сравниваем сечение магнитокулоновского излучения с формулой Бете — Гайтлера, описывающей тормозное излучение в отсутствие магнитного поля. В ультрарелятивистском случае тормозное излучение в сильном магнитном поле не рассматривалось (исключение составляет работа Аюпяна и Цытовича (1977), в которой исследовано влияние коллективных плазменных эффектов на спектр излучения в области частот $\omega \ll \omega_B/\gamma$).

Найдем спектр излучения в толстой мишени, т. е. в случае, когда электрон теряет значительную часть своей начальной энергии. В каждом акте излучения изменение энергии мало ($\Delta\gamma/\gamma = B/B_0 \ll \ll 1$). Поэтому магнитокулоновские потери можно считать непрерывными. Тогда

$$d\gamma/dt = -\gamma/t_{\text{МК}}, \quad \gamma(t) = \gamma_0 \exp(-t/t_{\text{МК}}),$$

где $1/t_{\text{МК}} = 4\pi c Z^2 r_e^2 n_i \Lambda$, $\gamma_0 = E_0/mc^2$, E_0 — начальная энергия электрона. Интенсивность излучения в единицу времени фотона с вектором поляризации \mathbf{e}_λ имеет вид

$$d\dot{E}_\lambda(\omega, \theta, t) = c n_i \hbar \omega d\sigma_\lambda. \quad (11)$$

Максимальная частота фотона, испущенного под углом θ , зависит от величины θ : $\omega_{\max}(\theta) = \omega_1(\theta) \equiv 2\gamma_0\omega_B/(1 + \gamma_0^2\theta^2)$, если $\theta \leq \leq 1/\gamma_0$, $\omega_{\max}(\theta) = \omega_B/\theta$, если $\theta > 1/\gamma_0$. Проинтегрировав (11) по времени, получаем

$$d\dot{E}_\lambda(\omega, \theta) = \frac{3\kappa mc^2}{16\pi\omega_B^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_B^2} (\mathbf{e}_\lambda n^c)^2\right) \frac{\omega'^2 d\omega d\Omega}{\sqrt{\omega_B^2 - \omega^2\theta^2}}, \quad (12)$$

где $\kappa = 1$, если $\theta \leq 1/\gamma_0$ или $\theta > 1/\gamma_0$ и $\omega < \omega_1(\theta)$; $\kappa = 2$, если $\theta > 1/\gamma_0$ и $\omega_1(\theta) < \omega < \omega_B/\theta$. Отсюда находим поляризацию излу-

$$P = \frac{d\mathcal{E}_\perp - d\mathcal{E}_\parallel}{d\mathcal{E}_\perp + d\mathcal{E}_\parallel} = \frac{\omega^2\theta^2}{2\omega_B^2 - \omega^2\theta^2}. \quad (13)$$

При фиксированном значении угла θ поляризация увеличивается с ростом частоты, достигая в точке $\omega = \omega_{\max}(\theta)$ максимального значения P_{\max} . При $\theta \leq 1/\gamma_0$ $P_{\max} = 2\gamma_0^2\theta^2/(1 + \gamma_0^4\theta^4)$. В случае $\theta > 1/\gamma_0$ и $\omega = \omega_B/\theta$ излучение полностью поляризовано перпендикулярно плоскости $(\mathbf{k}, \mathbf{n}^0)$.

Суммируя (12) по различным поляризациям фотона и интегрируя по телесному углу, находим спектральную плотность излучения в толстой мишени

$$\frac{d\mathcal{E}(\omega)}{d\omega} = \frac{\hbar B_0}{2B} (1 - \zeta_0)(2 - \zeta_0 + 2\zeta_0^2), \quad (14)$$

где $\zeta_0 = \omega/2\omega_B\gamma_0 \leq 1$. Значение $\zeta_0 = 1$ соответствует максимальной частоте фотона $\omega_{\max} = 2\omega_B\gamma_0$.

Выше было рассмотрено возбуждение поперечных уровней при рассеянии ультрарелятивистских электронов на ядрах. Если электрон движется в плазме, то могут возбуждаться поперечные уровни как электронов первичного пучка, так и частиц плазмы. Возбуждение уровней частиц плазмы модифицирует кулоновское торможение. Этот эффект, рассмотренный Баско и Сюняевым (1975) и Павловым и Яковлевым (1976), может существенно изменить энергетические потери нерелятивистских частиц, но при $\gamma \gg 1$ его влияние на динамику пучка мало.

В ультрарелятивистском случае можно пренебречь конечностью массы частиц мишени и вероятностью их возбуждения. Поэтому магнитокулоновское излучение возникает также при движении ультрарелятивистских электронов (позитронов) через электронно-позитронную плазму. Подобные условия могут осуществляться в магнитосфере пульсара. Например, в работе Ломинадзе и др. (1983) рассматривается магнитосфера с концентрацией плазмы $n_p \sim \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Если пучок и плазма движутся в одном направлении, то магнитокулоновские потери имеют вид

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{МК}} = 4\pi r_e^2 n_p E \Lambda \left\langle \frac{1}{\gamma_p^2(1 + \beta_p)} - \frac{\beta_p}{2\gamma^2} \right\rangle, \quad (15)$$

где $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по скоростям v_p частиц плазмы, $\beta_p = v_p/c$, $\gamma_p = 1/\sqrt{1 - \beta_p^2}$, $\gamma = E/mc^2$, n_p — суммарная концентрация электронов и позитронов плазмы.

Как указывалось выше, в области применимости двухуровневого приближения (5) магнитокулоновские потери значительно превосходят радиационные. Сравним интенсивность магнитокулоновского и изгибного излучения. Легко получить величину концентрации n_i ядер, при которой магнитокулоновские потери совпадают с изгибными:

$$\bar{n}_i = 1,9 \cdot 10^{11} \gamma^3 / (R_e^2 Z^2 \Lambda) \text{ см}^{-3}, \quad (16)$$

где R_c — радиус кривизны силовой линии магнитного поля. При концентрациях, больших \bar{n}_i , магнитокулоновские потери превалируют.

Использованное в работе двухуровневое приближение может оказаться несправедливым, если электрон движется в плотной среде (например, в поверхностном слое нейтронной звезды). Однако и в этом случае существует область параметров γ и n_i , в которой магнитокулоновское излучение является основным механизмом энергетических потерь. Этот вопрос будет исследован в будущей работе.

В заключение авторы выражают благодарность В. Л. Гинзбургу и В. В. Усову за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Акопян А. В. и Цытович В. И. Журн. эксперим. и теор. физ., 1977, т. 72, с. 1824.
Баско М. И. и Сюняев Р. А. Журн. эксперим. и теор. физ., 1975, т. 68, с. 105.
Буссар (Bussard R. W.). Astrophys. J., 1980, v. 237, p. 980.
Вентура (Ventura J.). Phys. Rev. A, 1973, v. 8, p. 3021.
Джонс (Jones P. B.). Astrophys. J., 1979, v. 228, p. 536.
Кельнер С. Р. и Котов Ю. Д. Письма в журн. эксперим. и теор. физ., 1985а, т. 41, с. 200.
Кельнер С. Р. и Котов Ю. Д. Препринт МИФИ, 1985б, № 019-85.
Лангер (Langer S. H.). Phys. Rev. D, 1981, v. 23, p. 328.
Лауер и др. (Lauer J., Herold H., Ruder H., Wunner G.). J. Phys. B: Atom. and Mol. Phys., 1983, v. 16, p. 3673.
Лианг и др. (Liang E. P., Jernigan T. E., Rodrigues R.). Astrophys. J., 1983, v. 271, p. 766.
Ломинадзе Д. Г., Мачабели Г. З. и Усов В. В. Astrophys. and Space Sci., 1983, v. 90, p. 19.
Мавец Е. П., Голенецкий С. Р., Антекарь Р. Л. и др. Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 706.
Павлов Г. Г., Панов А. Н. Журн. эксперим. и теор. физ., 1976, т. 71, с. 572.
Павлов Г. Г. и Яковлев Д. Г. Журн. эксперим. и теор. физ., 1976, т. 70, с. 753.
Саморский и Стамм (Samorski M., Stamm W.). Astrophys. J. (Letters), 1983, v. 268, p. L17.
Старок (Sturrock P. A.). Astrophys. J., 1971, v. 164, p. 529.
Тутуков А. В. и Юнгельсон Л. Р. Научн. информ. Астрон. совет АН СССР, 1978, т. 41, с. 3.

Московский инженерно-физический ин-т

Поступила в редакцию
21 мая 1985 г.