

## ДВОЙНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

*Т. А. Пухов*<sup>1</sup>, *Д. А. Румянцев*<sup>2</sup>, *А. А. Ярков*<sup>3</sup>

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, Ярославль, Россия

Рассмотрен процесс двойного комптоновского рассеяния,  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$ , в присутствии сильно замагниченной, зарядово-асимметричной, холодной электронной плазмы. Получена амплитуда процесса, и найдены правила отбора по поляризациям фотонов. Показано, что в такой плазме процесс двойного комптоновского рассеяния будет эффективным механизмом производства поляризованных фотонов.

The process of double Compton scattering,  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$ , in strongly magnetized charge-asymmetric, cold electron plasma is considered. The amplitude of the process is obtained and selection rules for photon polarizations are found. It is shown that in such plasma the process of double Compton scattering will be efficient mechanism for the production of polarized photons.

PACS: 95.30.Cq; 14.70.Bh

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой интерес представляют астрофизические объекты с масштабами величин магнитного поля порядка или выше его критического значения  $B_e = m^2/e \simeq 4,41 \cdot 10^{13}$  Гс (используется естественная система единиц, где  $c = \hbar = k_B = 1$ ,  $m$  — масса электрона,  $e$  — элементарный заряд,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры). Этот класс объектов включает в себя радиопульсары и так называемые магнитары, которые являются нейтронными звездами, обладающими магнитными полями напряженностью от  $10^{12}$  Гс (радиопульсары) до  $4 \cdot 10^{14}$  Гс (магнитары) [1]. Анализ спектров излучения этих объектов свидетельствует также о наличии электрон-позитронной плазмы в оболочках радиопульсаров и магнитаров с минимальной плотностью в магнитосферах порядка значения плотности Голдрайха–Джулиана [2].

Одной из принципиальных проблем в физике сильно замагниченных нейтронных звезд является описание особенностей наблюдаемых спектров в области рентгеновских и гамма-частот, обусловленных, по-видимому, влиянием рассеяния и поглощения фотонов в процессе переноса излучения в сильно замагниченной плазме.

---

<sup>1</sup>E-mail: alecsandr08062013@gmail.com

<sup>2</sup>E-mail: rda@uniyar.ac.ru

<sup>3</sup>E-mail: a12l@mail.ru

Хорошо известно (см., например, [3]), что комптоновское рассеяние,  $e\gamma \rightarrow e\gamma$ , является основным процессом, который учитывается при решении задачи переноса излучения. Однако общее число фотонов в процессе рассеяния не меняется. Предыдущие исследования [4, 5] проблемы переноса излучения показали, что реакция расщепления фотона,  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ , может играть важную роль как механизм производства фотонов. С другой стороны, как было показано в [4], в области энергий фотонов  $\omega \ll m$  некоторые каналы расщепления оказываются кинематически закрытыми. Поэтому возникает необходимость рассмотреть альтернативные механизмы изменения числа фотонов. В сильно замагниченной плазме одним из таких механизмов является так называемое двойное комптоновское рассеяние,  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$ .

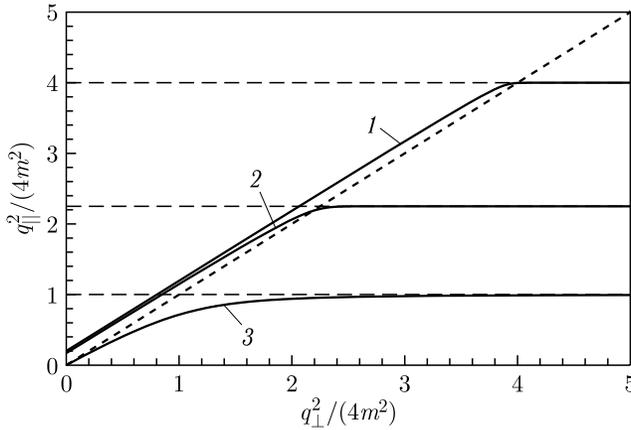
Насколько нам известно, процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  ранее рассматривался только в плазме без магнитного поля [6]. В общем случае произвольно замагниченной плазмы анализ коэффициента поглощения фотона в процессе двойного комптоновского рассеяния представляет достаточно громоздкую задачу. Однако для нерелятивистской замагниченной плазмы с температурой  $T \ll \mu - m$  ( $\mu \sim m$  — химический потенциал электронов), характерной для магнитосферы нейтронных звезд вблизи ее поверхности, даже при полях  $B \sim 10^{12}$  Гс электроны будут занимать преимущественно основной уровень Ландау, что значительно упрощает вычисления. В настоящей работе мы рассматриваем процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  в сильно замагниченной нерелятивистской плазме с учетом изменения дисперсионных поляризационных свойств фотонов.

## ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ФОТОНА В ЗАМАГНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

Мы начнем рассматривать процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  с исследования дисперсионных свойств фотонов. Распространение электромагнитного излучения в любой активной среде удобно описывать в терминах нормальных (собственных) мод. В свою очередь, поляризационные и дисперсионные свойства нормальных мод связаны с собственными векторами  $\varepsilon_\alpha^{(\lambda)}(q)$  и собственными значениями  $\varkappa^{(\lambda)}$  поляризационного оператора фотона соответственно. При этом, в случае  $\mu \neq 0$ , даже в пределе сильного поля фотоны будут иметь эллиптические поляризации. Однако в холодной, почти вырожденной, умеренно релятивистской плазме, при выполнении условия  $(2\pi)^2(n_{e^-} - n_{e^+})/(2meB) \simeq v_F \ll 1$ , где  $n_{e^\mp}$  — концентрация электронов (позитронов),  $v_F$  — скорость Ферми, векторы поляризации будут такими же, как и в случае магнитного поля без плазмы [4]:

$$\varepsilon_\alpha^{(1)}(q) = \frac{(q\varphi)_\alpha}{\sqrt{q_\perp^2}}, \quad \varepsilon_\alpha^{(2)}(q) = \frac{(q\tilde{\varphi})_\alpha}{\sqrt{q_\parallel^2}}. \quad (1)$$

Здесь и далее четырехмерные векторы с индексами  $\perp$  и  $\parallel$  относятся к подпространствам Евклида  $\{1, 2\}$  и Минковского  $\{0, 3\}$  соответственно в системе отсчета, где магнитное поле направлено вдоль третьей оси;  $(ab)_\perp = (a\varphi\varphi b) = a_\alpha\varphi_\alpha^\rho\varphi_{\rho\beta}b_\beta$ ,  $(ab)_\parallel = (a\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}b) = a_\alpha\tilde{\varphi}_\alpha^\rho\tilde{\varphi}_{\rho\beta}b_\beta$ ;  $\varphi_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}/B$  и  $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = (1/2)\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\varphi_{\mu\nu}$  — безразмерный тензор электромагнитного поля и дуальный тензор соответственно,  $q^\alpha = (\omega, \mathbf{k})$  — четырехмерный импульс фотона.



Закон дисперсии фотона моды 2, распространяющегося поперек магнитного поля при  $B/B_e = 200$  в вырожденной ( $T = 0$ ) плазме при следующих значениях химического потенциала:  $\mu = 1$  МэВ (1),  $\mu = 0,75$  МэВ (2),  $\mu = 0,5$  МэВ (3). Диагональная штриховая линия соответствует вакуумному закону дисперсии,  $q^2 = 0$

Анализ собственных значений поляризационного оператора и уравнения дисперсии

$$q^2 - \varkappa^{(\lambda)} = 0 \tag{2}$$

показывает, что дисперсия фотона моды  $\lambda = 1$  мало отличается от вакуумного закона,  $q^2 = 0$ , тогда как дисперсия фотона моды  $\lambda = 2$  претерпевает существенные изменения [5]. На рисунке представлен закон дисперсии фотона моды 2 как решения уравнения (2) в замагниченной холодной плазме для различных значений химического потенциала,  $\mu$ , и импульсов фотона.

Как видно из рисунка, закон дисперсии фотона моды 2 в холодной, почти вырожденной плазме ( $T \ll \mu - m$ ) имеет две особенности. Первая состоит в том, что в холодной плазме порог рождения  $e^+e^-$ -пары смещается вверх  $4m^2 \rightarrow 2(\mu^2 - p_F|k_z| + \mu\sqrt{(p_F - |k_z|)^2 + m^2})$  при условии  $|k_z| < 2p_F$ , где  $p_F$  — импульс Ферми. Этот результат полностью согласуется с простым кинематическим анализом процесса  $\gamma_2 \rightarrow e^+e^-$  в почти вырожденной плазме.

Вторая особенность связана с наличием плазменной частоты в представлении реальных электронов, которая может быть получена из уравнения

$$\omega_{p1}^2 - \varkappa^{(2)}(\omega_{p1}, \mathbf{k} \rightarrow 0) = 0. \tag{3}$$

В наших условиях  $\omega_{p1}^2 \simeq (2\alpha eB/\pi)v_F$ .

Эти факты приводят к новым правилам отбора по поляризациям для процесса расщепления фотона: в области ниже порога рождения пар и  $q^2 > 0$  каналы расщепления, отвечающие за производство фотонов моды 2,  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$ ,  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$  и  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ , оказываются кинематически закрытыми. В этой области разрешен только канал  $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1\gamma_1$ . Следовательно, в этом случае лидирующим каналом по производству фотонов моды 2 будет  $e\gamma_2 \rightarrow e\gamma_2\gamma_2$ .

### КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОНА

Для анализа эффективности процесса  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  и сравнения его с другими конкурирующими реакциями мы вычисляем коэффициент поглощения фотона, под которым понимается вероятность изменения состояния фотона за счет тех или иных квантовых процессов (рассеяние, расщепление, слияние и т. п.). Определяя его аналогично процессу комптоновского рассеяния согласно [7], получим в пределе нерелятивистской холодной плазмы:

$$W_{e\lambda \rightarrow e\lambda'\lambda''} \simeq \frac{eB}{64(2\pi)^7\omega} \int |\mathcal{M}_{\lambda \rightarrow \lambda'\lambda''}|^2 Z_\lambda Z_{\lambda'} Z_{\lambda''} \times \\ \times f_E \delta(\omega + E - \omega' - \omega'' - E') \frac{dp_z d^3k' d^3k''}{EE'\omega'\omega''}, \quad (4)$$

где  $f_E = [e^{(E-\mu)/T} + 1]^{-1}$  — равновесная функция распределения начальных электронов;  $E = \sqrt{p_z^2 + m^2}$  и  $E' = \sqrt{(p_z - k_z - k'_z - k''_z)^2 + m^2}$  — энергии начального и конечного электронов соответственно;  $\omega$ ,  $\omega'$  и  $\omega''$  — энергии начального и конечных фотонов.

Входящие в (4) величины  $Z_\lambda$ ,  $Z_{\lambda'}$  и  $Z_{\lambda''}$  определяют перенормировку волновых функций фотонов соответствующих поляризаций в замагниченной плазме и в пределе  $\omega \ll m$ ,  $Z_\lambda^{-1} = 1 - (\partial \varepsilon^{(\lambda)}(q)/\partial \omega^2) \simeq 1$ .

Кроме того, в рассматриваемых условиях нерелятивистской холодной плазмы коэффициенты поглощения фотона для разрешенных каналов могут быть выражены в терминах парциальных сечений  $W_{e\lambda \rightarrow e\lambda'\lambda''} = n_{e^-} \sigma_{\lambda \rightarrow \lambda'\lambda''}$ .

В частности, для лидирующего канала  $e\gamma_2 \rightarrow e\gamma_2\gamma_2$ :

$$\sigma_{2 \rightarrow 22} \simeq \frac{1}{2^6(2\pi)^5 m^2 \omega} \int d\Omega' \int d\Omega'' \int_{\omega_{p1/2}}^{\omega - \omega_{p1/2}} d\omega'' \omega'' (\omega - \omega'') |\mathcal{M}_{2 \rightarrow 22}|^2, \quad (5)$$

где

$$\mathcal{M}_{2 \rightarrow 22} \simeq -2 \frac{(4\pi\alpha)^{3/2}}{m} \sin\theta \sin\theta' \sin\theta'' \left[ \left(2 - \frac{\omega''}{\omega}\right) \cos\theta' + \left(1 + \frac{\omega''}{\omega}\right) \cos\theta'' \right] \quad (6)$$

— парциальная амплитуда;  $\theta$ ,  $\theta'$  и  $\theta''$  — углы между импульсами фотонов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}'$  и  $\mathbf{k}''$  и направлением магнитного поля соответственно.

После интегрирования по  $d\omega''$  получим простое выражение для дифференциального сечения, удобное для использования в задаче переноса излучения:

$$\frac{d\sigma_{2 \rightarrow 22}}{d\Omega' d\Omega''} \simeq \frac{\alpha^3}{240\pi^2 m^4} (\omega - \omega_{p1}) \Theta(\omega - \omega_{p1}) \times \\ \times \sin^2\theta \sin^2\theta' \sin^2\theta'' \left[ (\omega + \omega_{p1}) (23 \cos^2\theta' + 44 \cos\theta' \cos\theta'' + 23 \cos^2\theta'') - \right. \\ \left. - \frac{\omega_{p1}^2}{2\omega} (29 \cos^2\theta' + 32 \cos\theta' \cos\theta'' + 29 \cos^2\theta'') + \frac{3\omega_{p1}^3}{4\omega^3} (4\omega - \omega_{p1}) (\cos\theta' - \cos\theta'')^2 \right], \quad (7)$$

где  $\Theta(x)$  — тэта-функция.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен двойной комптоновский процесс  $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$  в присутствии сильно замагниченной зарядово-асимметричной холодной плазмы. В этих условиях исследованы изменения дисперсионных и поляризационных свойств фотонов. Показано, что в условиях холодной, квазивыврожденной, умеренно релятивистской плазмы векторы поляризации фотонов будут оставаться такими же, как и в чистом магнитном поле. Анализ закона дисперсии показал, что наличие плазмы подавляет вероятности основных каналов расщепления фотона  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$  и  $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2\gamma_2$  по сравнению с чистым магнитным полем. С другой стороны, установлено, что в этом случае эффективным механизмом для получения поляризованных фотонов в холодной плазме ( $T \ll \mu - m$ ) может стать процесс двойного комптоновского рассеяния. Как следствие, этот факт может повлиять на формирование спектров излучения сильно замагниченных нейтронных звезд. Получено простое выражение для дифференциального сечения процесса  $e\gamma_2 \rightarrow e\gamma_2\gamma_2$ , удобное для использования в задаче переноса излучения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90068.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Olausen S.A., Kaspi V.M.* The McGill Magnetar Catalog // *Astrophys. J. Suppl.* 2014. V.212, No.1. P.6.
2. *Goldreich P., Julian W.H.* Pulsar Electrodynamics // *Astrophys. J.* 1969. V.157. P.869–880.
3. *Suleimanov V., Werner K.* Importance of Compton Scattering for Radiation Spectra of Isolated Neutron Stars with Weak Magnetic Fields // *Astron. Astrophys.* 2007. P.661–668.
4. *Chistyakov M.V., Romyantsev D.A., Stus' N.S.* Photon Splitting and Compton Scattering in Strongly Magnetized Hot Plasma // *Phys. Rev. D.* 2012. V.86. P.043007.
5. *Chistyakov M.V., Romyantsev D.A., Shlenev D.M.* Photon Splitting in a Strongly Magnetized, Charge-Asymmetric Plasma // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2016 V.125. P.04017 (1-11).
6. *Lightman A.P.* The Double Compton Emissivity in a Mildly Relativistic Thermal Plasma within the Soft Photon Limit // *Astrophys. J.* 1981. V.244. P.392–405.
7. *Chistyakov M.V., Romyantsev D.A.* Compton Effect in Strongly Magnetized Plasma // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2009. V.24. P.3995–4008.

Получено 27 октября 2022 г.