

РЕЗОНАНСНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

Д. А. Румянцев^{a}, А. А. Ярков^{a,b**}, Д. М. Шленев^{b***}*

*^a Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
150000, Ярославль, Россия*

*^b Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны
150001, Ярославль, Россия*

Рассмотрен резонансный процесс комптоновского рассеяния в сильном магнитном поле. Получена вероятность реакции в зависимости от энергии и углов распространения начальных частиц. Вычислен коэффициент поглощения фотона за счет процесса в пределе сверхсильных магнитных полей. Найдены границы по энергиям начального фотона, в которых приближение узкого резонансного пика будет находиться в согласии с результатами, полученными для пика конечной ширины.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению комптоновского рассеяния $\gamma e \rightarrow \gamma e$ в сильном магнитном поле ($B \gtrsim B_e = m^2/e = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс¹⁾) первоначально был вызван неожиданным открытием циклотронных спектральных линий у двойных рентгеновских пульсаров [1–3], которые изначально интерпретировались либо как циклотронное поглощение, либо как циклотронное излучение [1]. Дальнейшее повышение разрешения детекторов по энергии позволило уверенно заключить, что циклотронные особенности связаны именно с резонансным поглощением фотона [4]. При этом под циклотронным резонансом обычно понимается резкое увеличение сечения рассеяния по сравнению с классическим томсоновским сечением, $\sigma_T = 8\pi\alpha^2/(3m^2)$. В одной из первых работ по этой тематике [5] выражение для сечения комптоновского рассеяния в магнитном поле без плазмы было получено в нерелятивистском пределе, и для фотона, распространяющегося вдоль магнитного поля, в сечении был обнаружен резонансный пик при энергии:

$$\omega_B \simeq \frac{\beta}{m}, \quad (1)$$

где введено обозначение $\beta = eB$.

Кроме того, в работе [5] также было показано, что сечение рассеяния фотона на электроне значительно зависит как от поляризационного состояния фотона, так и от угла между направлением импульса начального фотона и направлением магнитного поля. В последовавшей за ней статье [6] исследовалось изменение энергии фотона в комптоновском процессе, кратное циклотронной частоте ω_B . В следующих работах [7, 8] были получены результаты для полного сечения рассеяния фотона на электроне с использованием формализма работы [5]. Тем не менее эти результаты будут справедливыми только для относительно слабого магнитного поля $B \lesssim 10^{12}$ Гс. Однако при значениях магнитного поля $B > 10^{12}$ Гс, как было показано в работах [9, 10], учет релятивистских эффектов в сечении комптоновского рассеяния становится существенным.

В представленных выше работах предполагалось, что начальный и конечные электроны находятся на основном уровне Ландау, что является справедливым для предела сверхсильного магнитного поля $B \gg B_e$ и/или низких температур $T \ll m$. В этом случае резонансный пик (1) смещается в область более низких энергий фотона, а кроме него также возникает бесконечный ряд резонансных пиков, соответствующих разным уровням Ландау $n = 0, 1, \dots$ виртуального электрона. Эти пики реализуются при энергиях фотона [11]:

$$\omega_n(\theta) = \frac{\sqrt{m^2 + 2\beta n \sin^2 \theta} - m}{\sin^2 \theta}, \quad (2)$$

* E-mail: rda@uniyar.ac.ru
** E-mail: a121@mail.ru
*** E-mail: allen_caleb@rambler.ru

¹⁾ В данной работе используется естественная система единиц: $c = \hbar = k_B = 1$, m – масса электрона, $e > 0$ – элементарный заряд.

где θ – угол между импульсом начального фотона и направлением магнитного поля.

С другой стороны, в результате комптоновского процесса могут возбуждаться высшие уровни Ландау начального электрона, что, в свою очередь, может выступать механизмом рождения фотонов малых энергий для магнитных полей $B \lesssim B_e$ [11, 12]. В таком случае для произвольного уровня Ландау ℓ начального электрона резонансные пики будут наблюдаться на энергиях:

$$\omega_{n\ell}(\theta) = \frac{\sqrt{M_\ell^2 - \sin^2 \theta(M_\ell^2 - M_n^2)} - M_\ell}{\sin^2 \theta}, \quad (3)$$

где $M_\ell = \sqrt{m^2 + 2\beta\ell}$, $M_n = \sqrt{m^2 + 2\beta n}$.

В рассмотренных выше работах сечение комптоновского рассеяния становится бесконечным при энергиях фотона, соответствующих циклотронным резонансам (2) вследствие предположения о большом времени жизни виртуальных частиц. По этой причине их результаты справедливы только для областей энергий фотона вдали от резонансов и могут быть применены, например, для моделирования излучения замагниченной холодной плазмы вблизи поверхности нейтронных звезд [13] или же для относительно слабых магнитных полей $B \lesssim 10^{10}$ Гс [14].

С другой стороны, учет резонансов в комптоновском процессе является необходимым при моделировании спектров излучения сильно замагниченных нейтронных звезд [15–22]. При этом вблизи поверхности нейтронной звезды, где формируется излучение, резонансный обратный комптоновский процесс рассеяния фотонов малых энергий на высоконергетических электронах является доминирующим процессом, который приводит к охлаждению плазмы внутренней магнитосферы и образованию высокоэнергетического хвоста в спектре излучения [23–26].

Вблизи циклотронных резонансов для расчета сечения комптоновского рассеяния требуется учесть полную ширину изменения состояния электрона. Как было показано в работе [5], в нерелятивистском пределе присутствует лишь одна резонансная частота, определяемая соотношением (2), и сечение рассеяния не зависит от поляризационного состояния электрона (или его спинового состояния), и можно ввести полную ширину, как это было сделано в работе [27]. Однако в сильных магнитных полях $B \gtrsim B_e$ и при высоких энергиях частиц требуется учитывать релятивистские поправки, что приводит к тому, что выражение для сечения становится очень громоздким, поскольку оно имеет бесконечное чис-

ло резонансов (см. (3)), содержащихся в сумме по всем промежуточным виртуальным состояниям.

Изначально для учета конечных резонансных пиков использовались усредненные по спину ширины распада промежуточного состояния [28, 29]. Как было указано в работе [30], такой подход не является точным, поскольку усреднение по спину некорректно учитывает спиновую зависимость времени распада виртуального электрона, что приводит к неверному значению сечения комптоновского рассеяния в точке резонанса. Этот недостаток был устранен в работе [31], где представлено сечение рассеяния процесса $\gamma e \rightarrow \gamma e$ с учетом ширины распада виртуальных промежуточных состояний, которая зависит от поляризационного состояния электрона. Однако полное сечение комптоновского рассеяния, полученное таким методом, представляет собой громоздкое выражение, что, например, затрудняет его использование в моделях переноса излучения.

В ряде случаев выражение сечения рассеяния можно упростить для получения аналитического решения различных задач. Так, в работе [28] была использована аппроксимация сечения рассеяния с учетом резонанса в ультраквантитативистском пределе для случая относительно сильного магнитного поля $B > 0.1B_e$. В точке циклотронного резонанса виртуальный электрон становится реальным и распадается на масштабе комптоновского времени, поэтому вероятность комптоновского рассеяния сводится к вероятности одновершинного процесса поглощения фотона электроном $\gamma e \rightarrow e$. В работе [32] исследовался вопрос аппроксимации комптоновского сечения с помощью одновершинного процесса поглощения фотона электроном для магнитных полей $B \sim 0.1B_e$. При этом различие между одновершинным процессом поглощения и комптоновским рассеянием становится существенным на высших циклотронных резонансах из-за нерезонансного вклада. Еще один подход рассмотрен в работе [33], он заключается в том, что пропагатор виртуального электрона можно заменить на дельта-функцию, когда основной вклад в сечение рассеяния будут давать области вблизи резонансов (приближение узкого пика).

В настоящей работе вычисляется вероятность и сечение рассеяния резонансного комптоновского процесса в приближении узкого резонансного пика в относительно сильном магнитном поле с величиной индукции порядка критического значения B_e . Для сверхсильных магнитных полей $B \gg B_e$ вычислена вероятность процесса с учетом конечной ширины изменения состояния электрона.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 вычисляется сечение рассеяния электрона на фотоне при резонансе на виртуальном электроне в приближении узкого резонансного пика. Результаты сравниваются с расчетами, полученными с учетом конечной ширины резонансного пика. В разделе 3 вычислена вероятность резонансного комптоновского рассеяния в пределе сверхсильного магнитного поля. В заключении приведены основные результаты статьи.

2. ВЕРОЯТНОСТЬ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСЕ НА ВИРТУАЛЬНОМ ЭЛЕКТРОНЕ

Для решения рассматриваемой задачи будем использовать лагранжиан взаимодействия электрона, описываемого волновой функцией $\Psi(X)$, с фотоном в поляризационном состоянии λ , заданным $A_\mu^{(\lambda)}(X)$, который имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}(X) = -e[\bar{\Psi}(X)\gamma^\mu A_\mu^{(\lambda)}(X)\Psi(X)], \quad (4)$$

где $V = L_x L_y L_z$ – нормировочный объем. Волновые функции электрона $\Psi(X)$ в данной работе выбираются как собственные векторы ковариантного оператора μ_z , который строится следующим образом²⁾:

$$\mu_z = m\Sigma_z - i\gamma_0\gamma_5 [\mathbf{\Sigma} \times \mathbf{P}]_z, \quad (5)$$

где $\mathbf{\Sigma} = -\gamma_0\gamma_5$ – трехмерный оператор спина, $\mathbf{P} = -i\nabla + e\mathbf{A}$, $A^\mu = (0, 0, xB, 0)$ – 4-вектор потенциала электромагнитного поля в калибровке Ландау.

Уравнение для собственных функций оператора (5) имеет следующий вид:

$$\mu_z \Psi_{p,n}^s(X) = s M_n \Psi_{p,n}^s(X), \quad (6)$$

в котором квантовое число $s = \pm 1$ определяет поляризационные состояния электрона в постоянном однородном магнитном поле. Состояние электрона характеризуется энергией $E_n = \sqrt{p_z^2 + M_n^2}$ и является бесконечно вырожденным по p_z и дважды вырожденным по s , кроме состояния $n = 0$, где возможно лишь состояние с $s = -1$. Собственные функции оператора (5) могут быть представлены следующим образом:

$$\Psi_{p,n}^s(X) = \frac{e^{-i(E_n X_0 - p_y X_2 - p_z X_3)}}{\sqrt{4E_n M_n (E_n + M_n)(M_n + m)L_y L_z}} U_n^s(\xi), \quad (7)$$

²⁾ Обоснование выбора этого метода, предложенного А.А. Соколовым и И.М. Терновым [34], приведено в работе [33].

где

$$\xi(X_1) = \sqrt{\beta} \left(X_1 + \frac{p_y}{\beta} \right). \quad (8)$$

Биспиноры $U_n^s(\xi)$ имеют следующий вид:

$$U_n^-(\xi) = \begin{pmatrix} -i\sqrt{2\beta n} p_z V_{n-1}(\xi) \\ (E_n + M_n)(M_n + m)V_n(\xi) \\ -i\sqrt{2\beta n}(E_n + M_n)V_{n-1}(\xi) \\ -p_z(M_n + m)V_n(\xi) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$U_n^+(\xi) = \begin{pmatrix} (E_n + M_n)(M_n + m)V_{n-1}(\xi) \\ -i\sqrt{2\beta n} p_z V_n(\xi) \\ p_z(M_n + m)V_{n-1}(\xi) \\ i\sqrt{2\beta n}(E_n + M_n)V_n(\xi) \end{pmatrix}. \quad (10)$$

$V_n(\xi)$ – нормированные функции гармонического осциллятора, которые следующим образом выражаются через полиномы Эрмита $H_n(\xi)$ [35]:

$$V_n(\xi) = \frac{\beta^{1/4} e^{-\xi^2/2}}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} H_n(\xi). \quad (11)$$

Волновая функция фотона $A_\mu^{(\lambda)}(X)$ используется в виде плосковолновых решений:

$$A_\mu^{(\lambda)}(X) = \frac{e^{-i(qX)}}{\sqrt{2\omega V}} \varepsilon_\mu^{(\lambda)}(q), \quad (12)$$

где $q^\mu = (\omega, \mathbf{q})$ – 4-вектор энергии-импульса и $\varepsilon_\mu^{(\lambda)}(q)$ – вектор поляризации фотона. В замагниченной плазме с нулевым химическим потенциалом у фотона есть два возможных поляризационных состояния³⁾, которые определяются следующими векторами поляризации:

$$\varepsilon_\alpha^{(1)}(q) = \frac{(q\varphi)_\alpha}{\sqrt{q_\perp^2}}, \quad \varepsilon_\alpha^{(2)}(q) = \frac{(q\tilde{\varphi})_\alpha}{\sqrt{q_\parallel^2}}, \quad (13)$$

где $\varphi_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}/B$ – обезразмеренный тензор электромагнитного поля и $\tilde{\varphi}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\varphi_{\rho\sigma}$ – тензор, дуальный к нему, а также введены обозначения $q_\parallel^2 = \omega^2 - q_z^2$ и $q_\perp^2 = q_x^2 + q_y^2$.

S -матричный элемент рассеяния фотона поляризации λ на электроне в поляризационном состоянии s , находящемся на уровне Ландау ℓ , с рождением электрона в поляризационном состоянии s' на

³⁾ Подробный анализ дисперсионных свойств фотона в замагниченной среде можно найти в работе [36] и цитированных в ней статьях.

уровне Ландау ℓ' и фотона поляризации λ' с учетом лагранжиана (4) может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned} S_{\gamma^{(\lambda)} e \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e'}^{s' s} &= -e^2 \int d^4 X d^4 Y A_\mu^{(\lambda)}(X) A_\mu^{(\lambda')}(Y) \times \\ &\times \left[\bar{\Psi}_{p', \ell'}^{s'}(Y) \gamma_{\mu'} S(Y, X) \gamma_\mu \Psi_{p, \ell}^s(X) \right] + \\ &+ (A_\mu^{(\lambda)}, \gamma_\mu \leftrightarrow A_\mu^{(\lambda')}, \gamma_{\mu'}). \end{aligned} \quad (14)$$

Входящий в него пропагатор $S(X, Y)$ удобно рассматривать в виде разложения по уровням Ландау:

$$S(X, Y) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s''=\pm 1} S_n^{s''}(X, Y). \quad (15)$$

Вклад в разложение пропагатора от уровня Ландау n и поляризационного состояния s'' можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} S_n^{s''}(X, Y) &= \int \frac{dp_0 dp_y dp_z}{(2\pi)^3} \times \\ &\times \frac{e^{-i p_0 (X_0 - Y_0) + i p_y (X_2 - Y_2) + i p_z (X_3 - Y_3)}}{p_0^2 - p_z^2 - M_n^2 + i \mathcal{I}_\Sigma^{s''}(p)} \times \\ &\times \phi_{p, n}^{s''}(X_1) \bar{\phi}_{p, n}^{s''}(X'_1), \end{aligned} \quad (16)$$

где введено обозначение:

$$\phi_{p, n}^{s''}(X_1) = \frac{U_n^{s''}[\xi(X_1)]}{\sqrt{2M_n(E_n + M_n)(M_n + m)}}. \quad (17)$$

$\mathcal{I}_\Sigma^{s''}(p)$ в выражении (16) является мнимой частью массового оператора электрона. Резонанс на виртуальном фермионе будет наблюдаться, когда в знаменателе пропагатора (16) реальная часть обращается в ноль. Тогда виртуальная частица становится реальной, то есть приобретает определенный закон дисперсии. Анализ кинематики показывает, что это возможно только тогда, когда виртуальный фермион занимает один из высших уровней Ландау, $n > 0$. Частица при этом является нестабильной, и время ее жизни, в нерезонансной области предполагающееся бесконечно большим, определяется мнимой частью массового оператора, $\mathcal{I}_\Sigma^{s''}(p)$, учет которой становится необходимым. Она может быть получена с помощью оптической теоремы и представлена в следующем виде [37, 38]:

$$\mathcal{I}_\Sigma^{s''}(p) = -\frac{1}{2} p_0 \Gamma_n^{s''}, \quad (18)$$

где $\Gamma_n^{s''}$ – полная ширина изменения состояния электрона за счет процесса рассеяния фотона на электроне, которую можно выразить через ширину поглощения электрона в процессе $e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}$ [39]:

$$\Gamma_n^{s''} \simeq \Gamma_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}^{(abs) s''} \left[1 + e^{-E_n''/T} \right], \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}^{(abs) s''} &= \sum_{\ell'=0}^{n-1} \sum_{s'=\pm 1} \sum_{\lambda'=1,2} \int \frac{dp'_y dp'_z L_y L_z}{(2\pi)^2} \times \\ &\times [1 - f_e(E_{\ell'})] \frac{d^3 q' V}{(2\pi)^3} (1 + f_\gamma(\omega')) \frac{|S_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}^{s''}|^2}{\tau}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $f_e(E_{\ell'}) = (1 + \exp[E_{\ell'}/T])^{-1}$ – равновесная функция распределения электронов с температурой T и нулевым химическим потенциалом, $f_\gamma(\omega') = (\exp[\omega'/T] - 1)^{-1}$ – равновесная функция распределения фотонов.

Если в области резонанса выполняется условие $E_n'' \Gamma_n^{s''} \ll |(p+q)_\parallel^2 - M_n^2|$, где $E_n'' = E_n + \omega$ – энергия виртуального электрона и $(p+q)_\parallel^2 = (E_\ell + \omega)^2 - (p_z + q_z)^2$, то можно использовать приближение узкого резонансного пика. В приближении узкого резонансного пика квадрат знаменателя пропагатора (16) может быть заменен на δ -функцию:

$$\left| \frac{1}{(p+q)_\parallel^2 - M_n^2 - i E_n'' \Gamma_n^{s''}/2} \right|^2 \simeq \frac{2\pi}{E_n'' \Gamma_n^{s''}} \delta((p+q)_\parallel^2 - M_n^2). \quad (21)$$

С учетом этого квадрат S -матричного элемента, определяющий вероятность процесса и необходимый при расчетах вычисляемых величин, таких как сечение рассеяния, может быть представлен в факторизованном виде [33]:

$$\begin{aligned} \sum_{s, s'=\pm 1} \frac{|S_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}^{s' s}|^2}{\tau} &= \\ &= \sum_{s, s', s''=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \int \frac{dp_y'' dp_z''}{(2\pi)^2 \Gamma_n^{s''}} \times \\ &\times \frac{|S_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow e_n}^{s'' s}|^2}{\tau} \frac{|S_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}^{s'' s}|^2}{\tau}, \end{aligned} \quad (22)$$

где введены S -матричные элементы подпроцессов: $S_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow e_n}^{s'' s}$ для поглощения фотона, $e\gamma \rightarrow e$, и $S_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}^{s'' s}$ – для рождения фотона, $e \rightarrow e\gamma$. S -матричный элемент поглощения фотона выражается через амплитуду процесса, $\mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow e_n}^{s'' s}$, следующим образом:

$$S_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow e_n}^{s'' s} = \frac{i(2\pi)^3 \delta_{0,y,z}^{(3)}(p+q-p'')}{\sqrt{2q_0 V 2E_\ell L_y L_z 2E_n'' L_y L_z}} \mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow e_n}^{s'' s}. \quad (23)$$

Амплитуда поглощения фотона принимает вид [33]:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow e_n}^{s'' s} &= \frac{\exp[-i q_x (p_y + p_y'')/(2\beta)]}{\sqrt{M_\ell M_n (M_\ell + m)(M_n + m)}} \times \\ &\times \left[\frac{q_y + i q_x}{\sqrt{q_\perp^2}} \right]^{n-\ell} \mathcal{T}_\lambda^{s'' s}. \end{aligned} \quad (24)$$

Величины $\mathcal{T}_\lambda^{s'' s}$, входящие в выражение (24), приводятся в Приложении.

S -матричный элемент рождения фотона может быть получен из (23) путем следующих замен:

$$\begin{aligned} S_{e_n \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}} &= \\ &= S_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow e_n}(q \rightarrow q', E_\ell \rightarrow E'_{\ell'}, \lambda \rightarrow \lambda'). \end{aligned} \quad (25)$$

Для астрофизических приложений полученных результатов удобно использовать коэффициент поглощения фотона – вероятность перехода фотона в другое состояние за счет тех или иных процессов, который можно представить в виде:

$$\begin{aligned} W_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}} &= \\ &= \sum_{\ell, \ell'=0}^{\infty} \int \frac{dp_y dp_z L_y L_z}{(2\pi)^2} f_e(E_\ell) dW_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} dW_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}} &= \frac{dp'_y dp'_z L_y L_z}{(2\pi)^2} [1 - f_e(E_{\ell'})] \times \quad (27) \\ &\times \frac{d^3 q' V}{(2\pi)^3} [1 + f_\gamma(\omega')] \sum_{s, s'=\pm 1} \frac{|S_{\gamma^{(\lambda)} e_\ell \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}^{s' s}|^2}{\tau}. \end{aligned}$$

Просуммировав (26) по поляризационным состояниям электронов и конечного фотона и проведя несложное интегрирование, получим коэффициенты поглощения для фотонов моды 1 и 2:

$$\begin{aligned} W_{\gamma^{(1)} e \rightarrow \gamma e} &= \frac{\alpha \beta}{2\omega} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\epsilon=\pm 1} \times \quad (28) \\ &\times \frac{f_e(E_\ell) [1 - f_e(E_\ell + \omega)]}{\sqrt{(M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2)^2 - 4q_\parallel^2 M_\ell^2}} \times \\ &\times \left\{ [2\beta(n + \ell) - q_\parallel^2] (I_{n, \ell-1}^2 + I_{n-1, \ell}^2) - \right. \\ &\left. - 8\beta\sqrt{\ell n} I_{n, \ell-1} I_{n-1, \ell} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{\gamma^{(2)} e \rightarrow \gamma e} &= \frac{\alpha \beta}{2\omega} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\epsilon=\pm 1} \times \quad (29) \\ &\times \frac{f_e(E_\ell^\epsilon) [1 - f_e(E_\ell^\epsilon + \omega)]}{\sqrt{(M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2)^2 - 4q_\parallel^2 M_\ell^2}} \times \\ &\times \left\{ \left[\frac{(2\beta(n - \ell))^2}{q_\parallel^2} - 2\beta(n + \ell) - 4m^2 \right] \times \right. \\ &\left. \times (I_{n, \ell}^2 + I_{n-1, \ell-1}^2) - 8\beta\sqrt{\ell n} I_{n, \ell} I_{n-1, \ell-1} \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} E_\ell^\epsilon &= \frac{1}{2q_\parallel^2} \left[\omega (M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2) + \right. \\ &\left. + \epsilon q_z \sqrt{(M_n^2 - M_\ell^2 - q_\parallel^2)^2 - 4q_\parallel^2 M_\ell^2} \right], \end{aligned}$$

а также введена функция $I_{n, \ell} \equiv I_{n, \ell} \left(\frac{q_\perp^2}{2\beta} \right)$, которая для $n \geq \ell$ имеет следующий вид [31]:

$$\begin{aligned} I_{n, \ell}(x) &= \sqrt{\frac{\ell!}{n!}} e^{-x/2} x^{(n-\ell)/2} L_\ell^{n-\ell}(x), \\ I_{\ell, n}(x) &= (-1)^{n-\ell} I_{n, \ell}(x), \end{aligned} \quad (30)$$

где $L_n^k(x)$ – обобщенные полиномы Лагерра [35]. Отметим, что функция (30) соответствуют функциям $\Lambda_{\ell, n}(x)$ в работах [30, 40].

В (28) и (29) суммирование по n ограничено согласно закону сохранения энергии и импульса следующим образом:

$$n_0 = \ell + \left\lceil \frac{q_\parallel^2 + 2M_\ell \sqrt{q_\parallel^2}}{2\beta} \right\rceil, \quad (31)$$

где $[x]$ – целая часть числа x .

В работах [31, 32, 42] исследовался процесс комптоновского рассеяния в замагниченной плазме при ненулевых температурах и магнитных полях $10^{12} - 10^{15}$ Гс, характерных для магнитосфер радиопульсаров и магнитаров. При этом сечение рассеяния было рассчитано при условии, что начальный и конечный электроны находятся на основном уровне Ландау. При расчетах учитывался резонанс на виртуальном электроне с конечной шириной, полученной с использованием корректных решений уравнения Дирака (7).

В данных работах сечение комптоновского рассеяния вычислялось в системе покоя плазмы, просуммированное по поляризациям конечного фотона, которое может быть представлено следующим образом:

$$\sigma_{\lambda}^* = \sum_{\lambda'=1,2} \sum_{\ell,\ell'=0}^{\infty} \int \frac{dp_y dp_z L_y L_z}{(2\pi)^2} \bar{f}(E_{\ell}) \times \quad (32) \\ \times \frac{dW_{\gamma^{(\lambda)} e_{\ell} \rightarrow \gamma^{(\lambda')} e_{\ell'}}}{j},$$

где $j = |p \tilde{\varphi} \tilde{\varphi} q|/(E_{\ell} \omega V)$ – плотность потока падающих частиц в продольном по отношению к магнитному полю подпространстве и $\bar{f}(E_{\ell})$ – нормированная функция распределения. Ее нормировка имеет вид:

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{s=\pm 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{m} \bar{f}(E_{\ell}) = 1, \quad (33)$$

откуда следует:

$$\bar{f}(E_{\ell}) = \frac{\beta m}{(2\pi)^2 n_e} \frac{1}{e^{E_{\ell}/T} + 1}, \quad (34)$$

где

$$n_e = \frac{\beta}{(2\pi)^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2 - \delta_{\ell,0}) \int_{-\infty}^{\infty} dp_z f_e(E_{\ell}) \quad (35)$$

– концентрация электронов во внешнем магнитном поле.

Сравнительный анализ усредненного по поляризациям начального фотона сечения рассеяния, вычисленного как в приближении узкого резонансного пика, так и с учетом конечной ширины изменения состояния электрона [32, 42], представлен на рис. 1–4. В относительно недавних работах [31, 42] вычислялись парциальные сечения рассеяния для начального фотона моды 1 и моды 2⁴⁾ с учетом конечной ширины процесса. В то время, как расчеты в дельта-функциональном приближении находятся в хорошем согласии с результатами [32, 42] в области резонансных пиков, сечение рассеяния, вычисленное в работе [31], существенно расходится с указанными работами, а также с более ранней статьей [43]. Таким образом, применение приближения узкого пика (21) правомочно в области полей $B \gtrsim 10^{12}$ Гс, характерной для магнитаров и радиопульсаров. Кроме того, полученные в этом приближении коэффициенты поглощения фотона (28) и (29) представляют собой конечные суммы вместо многомерных интегралов при учете конечной ширины процесса, что является гораздо более удобным в приложениях, например, к решению задачи переноса излучения.

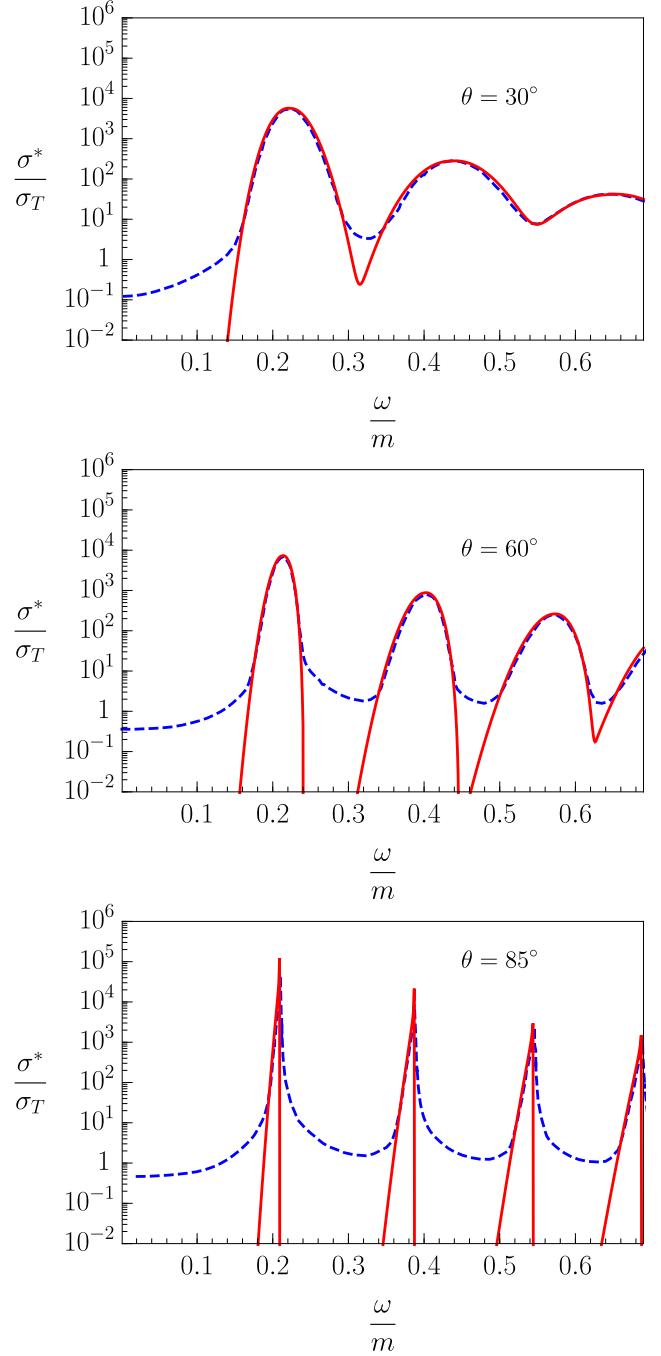


Рис. 1. Зависимость усредненного по поляризациям начального фотона сечения резонансного комптоновского рассеяния, полученного в δ -функциональном приближении (сплошная линия) и с учетом конечной ширины изменения состояния электрона [32] (пунктирная линия), от энергии начального фотона для магнитного поля $B = 10^{13}$ Гс и температуры $T = 5$ кэВ для различных углов θ между импульсом фотона и направлением магнитного поля.

⁴⁾ Отметим, что обозначения векторов поляризации фотонов индексами 1 и 2 соответствуют X и O модам работ [31, 42].

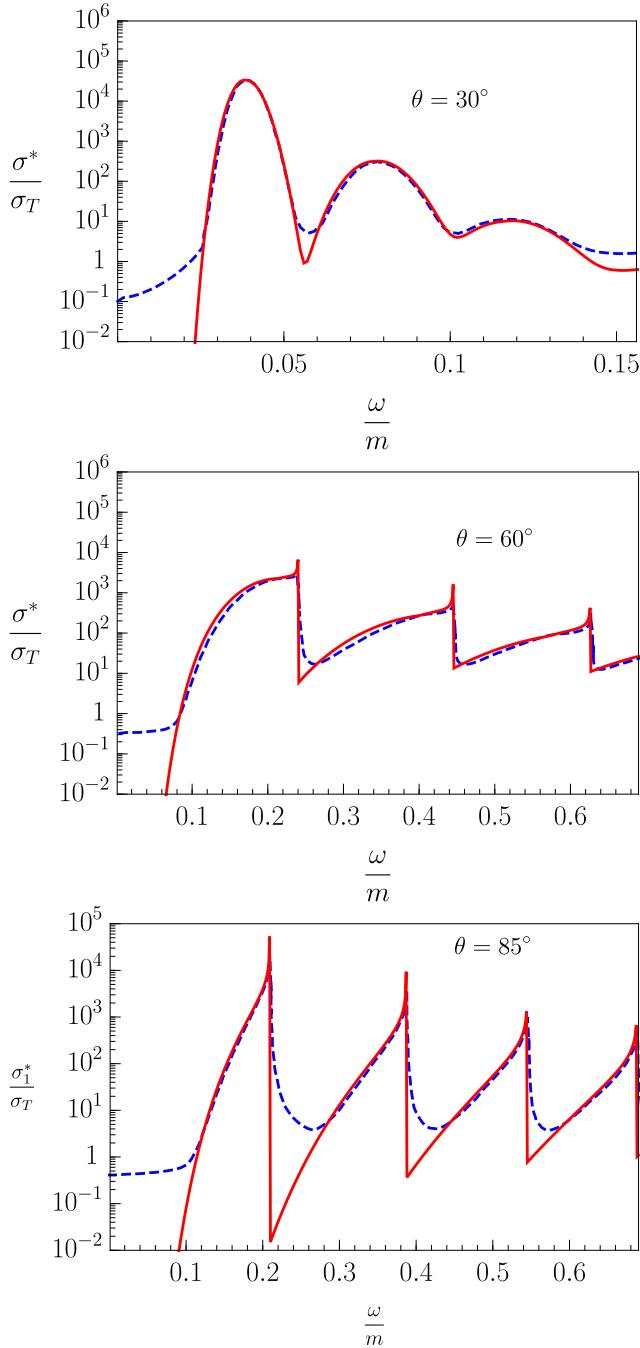


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для магнитного поля $B = 10^{13}$ Гс и температуры $T = 50$ кэВ.

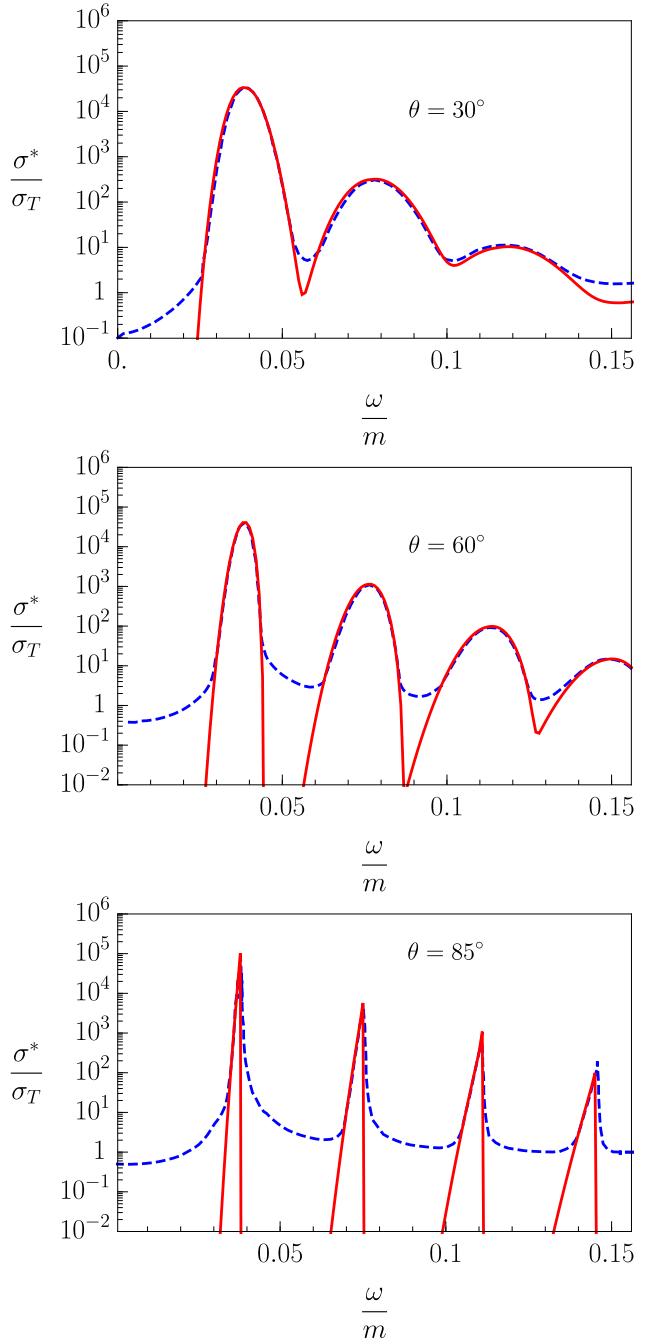


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для магнитного поля $B = 1.7 \cdot 10^{12}$ Гс и температуры $T = 5$ кэВ.

Можно дополнительно учесть, что при температуре $T \simeq 50$ кэВ начинают возбуждаться высшие уровни Ландау начальных электронов, что приводит к существенному увеличению сечения рассеяния. Узкие пики, соответствующие энергиям $\omega_{n\ell} = (M_n - M_\ell)/\sin \theta$, хорошо известны в литературе (см., например, [44–46]), но при этом вносят малый вклад в интегральные величины.

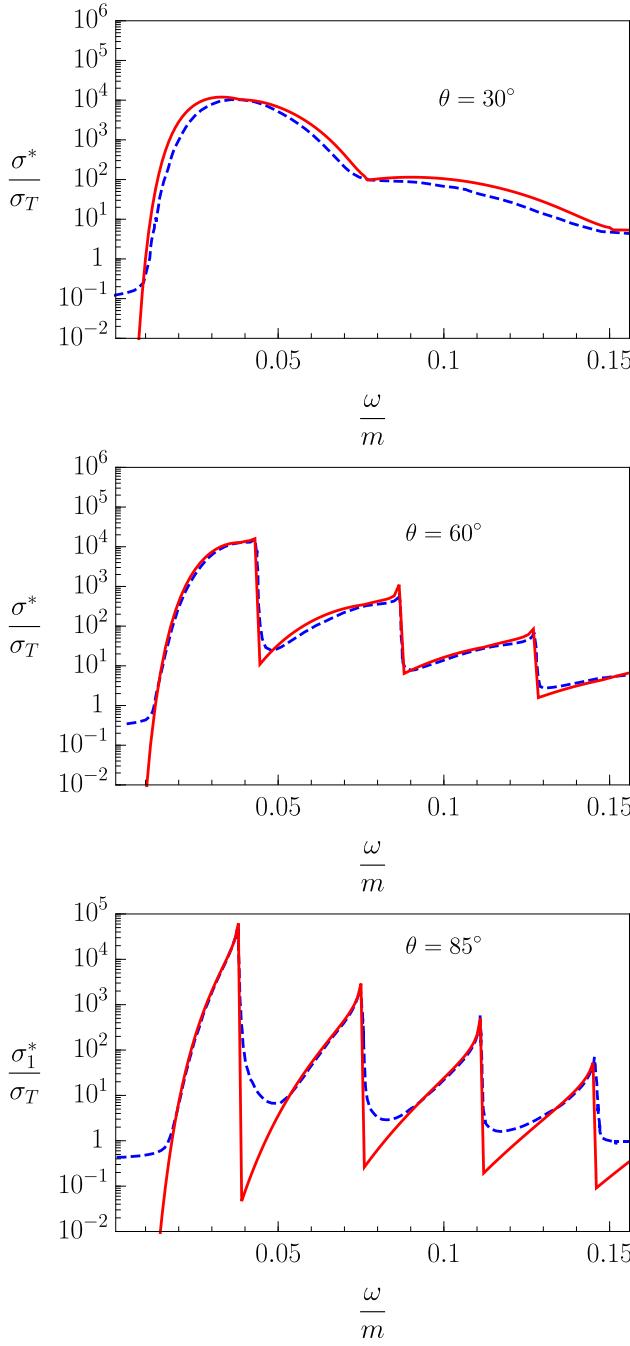


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для магнитного поля $B = 1.7 \cdot 10^{12}$ Гс и температуры $T = 50$ кэВ.

3. РЕЗОНАНСНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Рассмотрим теперь ситуацию сверхсильного магнитного поля, $B \sim 10^{15} - 10^{16}$ Гс, и высоких температур, $T \sim 1$ МэВ, которые характерны для гигантских вспышек SGR – источников мягких повторя-

ющихся гамма-всплесков (см., например, обзор [47] и цитированные в нем работы). Исследование комптоновского процесса в магнитных полях указанного масштаба было проведено, например, в работе [36]. Однако полученные в этом исследовании результаты будут справедливыми только для области энергий фотонов вдали от резонансов. Поэтому представляет самостоятельный интерес вычислить коэффициент поглощения фотона в пределе сильного поля с учетом возможного резонанса на виртуальном электроне с конечной шириной резонансного пика и сравнить с нерезонансным пределом [36] и дельтафункциональным приближением [33]. По той причине, что в пределе сильного магнитного поля начальный и конечный электроны будут преимущественно занимать основной уровень Ландау, а виртуальный электрон – первый уровень Ландау, то коэффициент поглощения фотона с учетом конечной ширины резонансного пика примет достаточно простой для вычисления вид. Поскольку в сильном магнитном поле энергии фотона, на которых наблюдается резонанс, выше, чем порог рождения e^+e^- пары $q_{\parallel}^2 = 4m^2$ для фотона моды 2, то целесообразно рассмотреть только каналы рассеяния $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ и $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$. Следует отметить, что для фотона моды 1 порог рождения e^+e^- пары $q_{\parallel}^2 = (M_1 + m)^2$ заведомо выше рассматриваемой области резонанса $q_{\parallel}^2 = (M_1 - m)^2$.

Как показывает численный анализ, в случае сильно замагнченной, горячей, зарядово-симметричной плазмы полная ширина поглощения электрона для первого уровня Ландау Γ_1 мало отличается от соответствующего выражения в сильном магнитном поле для ультраквантитативистских электронов [48]:

$$E''_1 \Gamma_1 = \alpha \beta (1 - e^{-1}) \simeq 0.623 \alpha \beta. \quad (36)$$

В пределе сильного поля парциальные коэффициенты поглощения фотона для каналов $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ и $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ с учетом конечной ширины поглощения электрона в случае, когда начальный фотон распространяется поперек магнитного поля, можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned}
W_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}} &= \frac{\beta\alpha^2 m^2}{\pi} \int dQ_0 dq'_z \frac{q_z'^2 \omega}{(-Q_{||}^2)^2 \varkappa} \exp \left[-\frac{q_\perp^2 + q'^2_\perp}{2\beta} \right] \times \\
&\times \sum_{\sigma=\pm 1} \left\{ \frac{1}{((p_\sigma + q)_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2} + \frac{1}{((p_\sigma - q')_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2} - \right. \\
&- 2 \frac{q_\perp^2 q'^2_\perp}{4\beta^2} J_2 \left(\frac{\sqrt{q_\perp^2} \sqrt{q'^2_\perp}}{\beta} \right) \times \\
&\times \frac{[(p_\sigma + q)_||^2 - M_1^2][(p_\sigma - q')_||^2 - M_1^2] + (E_1''\Gamma_1)^2}{[((p_\sigma - q')_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2][((p_\sigma + q)_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2]} \left. \right\} \times \\
&\times f_e(E_\sigma) [1 - f_e(E_\sigma + Q_0)] [1 + f_\gamma(\omega')] ,
\end{aligned} \tag{37}$$

$$\begin{aligned}
W_{e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}} &= \frac{\beta\alpha^2 m^2}{\pi} \int dQ_0 dq'_z \frac{q_\perp'^2 \omega}{(-Q_{||}^2)^2 \varkappa} \exp \left[-\frac{q_\perp^2 + q'^2_\perp}{2\beta} \right] \times \\
&\times \sum_{\sigma=\pm 1} \frac{Q_0}{\omega} \left\{ \frac{1}{((p_\sigma + q)_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2} + \frac{Q_0 \omega}{q_{||}'^2} \frac{1}{((p_\sigma - q')_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2} - \right. \\
&- 2 \frac{q_\perp^2 q'^2_\perp}{4\beta^2} J_2 \left(\frac{\sqrt{q_\perp^2} \sqrt{q'^2_\perp}}{\beta} \right) \times \\
&\times \frac{[(p_\sigma + q)_||^2 - M_1^2][(p_\sigma - q')_||^2 - M_1^2] + (E_1''\Gamma_1)^2}{[((p_\sigma - q')_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2][((p_\sigma + q)_||^2 - M_1^2)^2 + (E_1''\Gamma_1)^2]} \times \\
&\times \left. \frac{Q_0(\omega - Q_0)}{q_\perp'^2} \right\} f_e(E_\sigma) [1 - f_e(E_\sigma + Q_0)] [1 + f_\gamma(\omega')] ,
\end{aligned} \tag{38}$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя целого индекса, $\varkappa = \sqrt{1 - 4m^2/Q_{||}^2}$, $E_\sigma = \sqrt{p_{z\sigma}^2 + m^2}$, $p_{z\sigma}$ – корни уравнения $Q_0 + E_\sigma - E'_\sigma = 0$:

$$p_{z\sigma} = -\frac{Q_z}{2} + \sigma Q_0 \varkappa, \tag{39}$$

$p_{\sigma||}^\alpha = (E_\sigma, p_{z\sigma})$. Поперечная составляющая импульса конечного фотона определяется из уравнения дисперсии (см. [36]):

$$q'_{||}^2 = q_\perp'^2 + \mathcal{P}^{(\lambda)}(q'). \tag{40}$$

Имеет смысл провести сравнительный анализ результатов работы [36] с резонансным случаем (37) и (38) для зарядово-симметричной плазмы и по-перечного направления распространения импульса фотона по отношению к внешнему магнитному полю для различных значений величины магнитного поля, температуры и энергии начального фотона.

На рис. 5–8 показаны коэффициенты поглощения для каналов $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(1)}e$ и $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(2)}e$ при температуре $T = 1$ МэВ и величине магнитного поля $B = 200B_e$ и $B = 20B_e$ соответственно. Как видно из рис. 5–6, коэффициент поглощения для канала

$\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(1)}e$ согласуется с погрешностью не более 8% с соответствующими результатами для предела сильного поля и отсутствия резонанса, полученными в работе [36], вплоть до энергий начального фотона $\omega \simeq 3$ МэВ для поля $B = 200B_e$ и $\omega \simeq 0.3$ МэВ для поля $B = 20B_e$. Отсюда вытекает ограничение на применимость результатов работы [36] по энергиям начального фотона. Аналогичная ситуация наблюдается и для канала $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(2)}e$ (см. рис. 7–8), для которого точность соответствия с коэффициентом поглощения в нерезонансном пределе – до 16% для значений магнитных полей $B = 200B_e$ и до 18% для значений магнитных полей $B = 20B_e$ в нерезонансной области. На рис. 6 и 8 наиболее ярко видно завышение коэффициента поглощения даже при относительно малых энергиях начального фотона. Этот факт связан с тем, что в пределе сильно-го магнитного поля разложение амплитуды комптоновского процесса по обратным степеням поля уже не будет правомочным.

С другой стороны, δ -функциональное приближение достаточно хорошо описывает первый резонансный пик. Действительно, для канала $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(1)}e$

погрешность в пределе узкого резонансного пика с составляет не более 9% для значения магнитного поля $B = 200B_e$ и 13% для $B = 20B_e$. Учет дисперсии фотона моды 2 для канала $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(2)}e$ приводит к более высокому несоответствию – до 15% для $B = 200B_e$ и до 25% для $B = 20B_e$. Следует отметить что при относительно малых температурах $T \lesssim 50$ кэВ и магнитных полях той же величины ($B = 200B_e$ и $B = 20B_e$) δ -аппроксимация работает хуже из-за уменьшения области резонанса по энергии фотона. В целом δ -функциональное приближение достаточно хорошо будет описывать лишь первый резонансный пик.

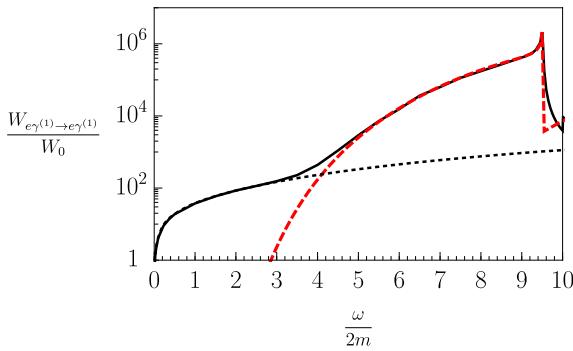


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ при поле $B = 200B_e$ и температуре $T = 1$ МэВ: сплошная линия – коэффициент поглощения с учетом резонанса; штриховая линия – без учета резонанса; пунктирная линия – дельта-функциональное приближение.

Здесь $W_0 = (\alpha/\pi)^3 m \simeq 3.25 \cdot 10^2$ см⁻¹.

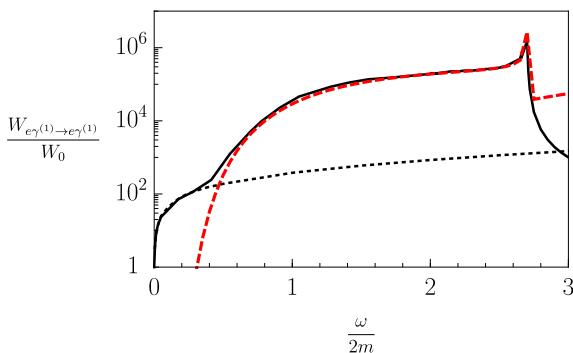


Рис. 6. Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(1)}$ при поле $B = 20B_e$ и температуре $T = 1$ МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 5.

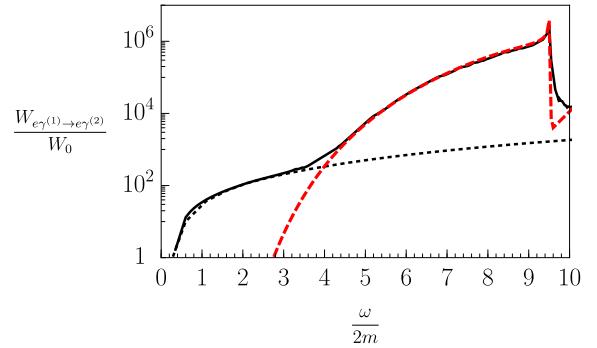


Рис. 7. Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ при поле $B = 200B_e$ и температуре $T = 1$ МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 5.

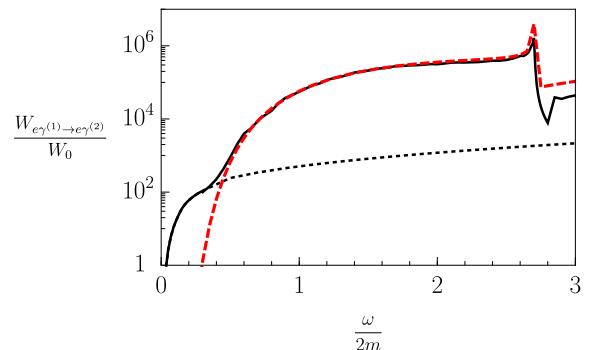


Рис. 8. Зависимость коэффициента поглощения от энергии начального фотона для канала $e\gamma^{(1)} \rightarrow e\gamma^{(2)}$ при поле $B = 20B_e$ и температуре $T = 1$ МэВ. Обозначение для линий то же, что и для рис. 5.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе вычислены коэффициенты поглощения и сечение в реакции комптоновского рассеяния для магнитного поля $B \sim B_e$ в приближении узкого резонансного пика. Показано, что при относительно слабых полях $B \lesssim B_e$ такое приближение дает хорошее согласие с результатами более ранних работ [32, 42, 43].

В пределе сильного магнитного поля $B \gg B_e$ и высоких температур $T = 1$ МэВ вычислен коэффициент поглощения фотона в комптоновском процессе для двух кинематически разрешенных каналов $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(1)}e$ и $\gamma^{(1)}e \rightarrow \gamma^{(2)}e$. Полученные численные результаты позволили установить области энергий фотона, при которых применим нерезонансный предел, использованный в работе [36]: $\omega \lesssim 3$ МэВ при $B = 200B_e$ и $\omega \lesssim 0.3$ МэВ при $B = 20B_e$. Показано, что дельта-функциональное приближение при данных параметрах среды хорошо описывает только

первый резонансный пик.

ПРИЛОЖЕНИЕ.

Амплитуды поглощения фотона

Входящие в выражение (24) величины $\mathcal{T}_\lambda^{s''s}$ выражаются через следующие лоренц-инварианты относительно преобразований вдоль направления магнитного поля:

$$\mathcal{K}_1^{(\lambda)} = \sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}p'') + M_\ell M_n}} \times \quad (41) \\ \times \left\{ M_\ell(\varepsilon^{(\lambda)}\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}p'') + M_n(\varepsilon^{(\lambda)}\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}p) \right\},$$

$$\mathcal{K}_2^{(\lambda)} = \sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}p'') + M_\ell M_n}} \times \quad (42) \\ \times \left\{ M_\ell(\varepsilon^{(\lambda)}\tilde{\varphi}p'') + M_n(\varepsilon^{(\lambda)}\tilde{\varphi}p) \right\},$$

$$\mathcal{K}_3 = \sqrt{2[(p\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}p'') + M_\ell M_n]}, \quad (43)$$

$$\mathcal{K}_4 = -\sqrt{\frac{2}{(p\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}p'') + M_\ell M_n}} (p\tilde{\varphi}p''), \quad (44)$$

Выражения для $\mathcal{T}_\lambda^{s''s}$ могут быть получены из [33] и представлены в виде:

$$\mathcal{T}_\lambda^{--} = e[2\beta\sqrt{\ell n}\mathcal{K}_1^{(\lambda)}I_{n-1,\ell-1} + \quad (45) \\ +(M_\ell + m)(M_n + m)\mathcal{K}_1^{(\lambda)}I_{n,\ell} - \\ -\sqrt{2\beta n}(M_\ell + m)\mathcal{K}_3 \times \\ \times \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) - i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n-1,\ell} - \\ -\sqrt{2\beta\ell}(M_n + m)\mathcal{K}_3 \times \\ \times \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) + i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n,\ell-1}],$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_\lambda^{-+} = & ie[\sqrt{2\beta n}(M_\ell + m)\mathcal{K}_2^{(\lambda)}I_{n-1,\ell-1} - \\ & -\sqrt{2\beta\ell}(M_n + m)\mathcal{K}_2^{(\lambda)}I_{n,\ell} + \\ & +2\beta\sqrt{\ell n}\mathcal{K}_4 \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) - i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n-1,\ell} - \\ & -(M_\ell + m)(M_n + m)\mathcal{K}_4 \times \\ & \times \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) + i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n,\ell-1}], \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_\lambda^{+-} = & -ie[\sqrt{2\beta\ell}(M_n + m)\mathcal{K}_2^{(\lambda)}I_{n-1,\ell-1} - \\ & -\sqrt{2\beta n}(M_\ell + m)\mathcal{K}_2^{(\lambda)}I_{n,\ell} + \\ & +(M_\ell + m)(M_n + m)\mathcal{K}_4 \times \\ & \times \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) - i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n-1,\ell} - \\ & -2\beta\sqrt{\ell n}\mathcal{K}_4 \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) + i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n,\ell-1}], \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_\lambda^{++} = & e[2\beta\sqrt{\ell n}\mathcal{K}_1^{(\lambda)}I_{n,\ell} + \\ & +(M_\ell + m)(M_n + m)\mathcal{K}_1^{(\lambda)}I_{n-1,\ell-1} - \\ & -\sqrt{2\beta\ell}(M_n + m)\mathcal{K}_3 \times \\ & \times \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) - i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n-1,\ell} - \\ & -\sqrt{2\beta n}(M_\ell + m)\mathcal{K}_3 \times \\ & \times \frac{(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi\varphi q) + i(\varepsilon^{(\lambda)}\varphi q)}{\sqrt{q_\perp^2}} I_{n,\ell-1}]. \end{aligned} \quad (48)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Trümper J., Pietsch W., Reppin C., Voges W., Staubert R., Kendziorra E., *Astrophys. J.* **219**, L105 (1978).
2. Makishima K., Mihara T., Ishida M. et al., *Astrophys. J. Lett.* **365**, L59 (1990).
3. Grove J. E., Strickman M. S., Johnson W. N. et al., *Astrophys. J. Lett.* **438**, L25 (1995).

4. Mihara T., Makishima K., Ohashi T., Sakao T., Tashiro M., Nagase F., Tanaka Y., Kitamoto S., Miyamoto S., Deeter J. E., Boynton P. E., Nature **346**, 250 (1990).
5. Canuto V., Lodenquai J., Ruderman M., Phys. Rev. D **3**, 2303 (1971).
6. Гнедин Ю. Н., Сюняев Р. А., ЖЭТФ **65**, 102 (1973).
7. Borner G., Meszaros P., Plasma Phys. **21**, 357 (1979).
8. Ventura J., Phys. Rev. D **19**, 1684 (1979).
9. Herold H., Phys. Rev. D **19**, 2868 (1979).
10. Melrose D. B., Parle A. J., Aust. J. Phys. **36**, 799 (1983).
11. Daugherty J. K., Harding A. K., Astrophys. J. **309**, 362 (1986).
12. Bussard R. W., Alexander S. B., Meszaros P., Phys. Rev. D **34**, 440 (1986).
13. Özel F., Astrophys. J. **563**, 276 (2001).
14. Zavlin V. E., Pavlov G. G., Shibanov Yu. A., A&A **315**, 141 (1996).
15. Alexander S. G., Meszaros P., Astrophys. J. **372**, 565 (1991).
16. Araya R. A., Harding A. K., Astrophys. J. **517**, 334 (1999).
17. Ho W. C. G., Lai D., MNRAS, **327**, 1081 (2001).
18. Lyutikov M., Gavriil F. P., MNRAS, **368**, 690 (2006).
19. Potekhin A. Y., Lai D., Chabrier G., Ho W. C. G., Astrophys. J. **621**, 1034 (2004).
20. Schönherr G., Wilms J., Kretschmar P., Kreykenbohm I., Santangelo A., Rothschild R. E., Coburn W., Staubert R., A&A **472**, 353 (2007).
21. Nishimura O., Astrophys. J. **672**, 1127 (2008).
22. Suleimanov V., Potekhin A. Y., Werner K., A&A **500**, 891 (2009).
23. Fernández R., Thompson C., Astrophys. J. **660**, 615 (2007).
24. Nobili L., Turolla R., Zane S., MNRAS, **389**, 989 (2008).
25. Wadiasingh Z., Baring M. G., Gonthier P. L., Harding A. K., Astrophys. J. **854**, 98 (2018).
26. Beloborodov A. M., Astrophys. J. **762**, 13 (2013).
27. Daugherty J. K., Harding A. K., Astrophys. J. **336**, 861 (1989).
28. Gonthier P. L., Harding A. K., Baring M. G., Costello R. M., Mercer C. L., Astrophys. J. **540**, 1719 (2010).
29. Фомин П. И., Холодов Р. И., ЖЭТФ **117**, 319 (2000).
30. Gonthier P. L., Baring M. G. et al., Phys. Rev. D **90**, 043014 (2014).
31. Mushtukov A. A., Nagirner D. I., Poutanen J., Phys. Rev. D **93**, 105003 (2016).
32. Harding A. K., Daugherty J. K., Astrophys. J. **374**, 687 (1991).
33. Румянцев Д. А., Шленев Д. М., Ярков А. А., ЖЭТФ **152**, 483 (2017).
34. Sokolov A. A., Ternov I. M., *Synchrotron Radiation*, Pergamon: Oxford (1968).
35. Градштейн И. С., Рыжик И. М., *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Физматлит: Москва (1963).
36. Chistyakov M. V., Rumyantsev D. A., Int. J. Mod. Phys. A **24**, 3995 (2009).
37. Weldon H. A., Phys. Rev. D **26**, 1394 (1982).
38. Жуковский В. Ч., Мидодашвили П. Г., Эминов П. А., ЖЭТФ **106**, 929 (1994).
39. Weldon H. A., Phys. Rev. D **28**, 2007 (1983).
40. Daugherty J. K., Harding A. K., Astrophys. J. **309**, 362 (1986).
41. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., *Квантовая электродинамика*, Физматлит: Москва (2002).
42. Schwarm F.-W., Schönherr G., Falkner S., Pottschmidt K., Wolff M. T., Becker P. A., Sokolova-Lapa E., Klochkov D., Ferrigno C., Fürst F., Hemphill P. B., Marcu-Cheatham D. M., Dauser T., Wilms J., A&A **597**, A3 (2017).
43. Mushtukov A. A., Suleimanov V. F., Tsygankov S. S., Poutanen J., MNRAS, **447**, 1847 (2015).
44. Pavlov G. G., Bezchastnov V. G., Meszaros P., Alexander S. G., Astrophys. J. **380**, 541 (1991).
45. Клепиков Н. П., ЖЭТФ **26**, 19 (1954).
46. Baier V. N., Katkov V. M., Phys. Rev. D **75**, 073009 (2007).

47. Kaspi V. M., Beloborodov A. M., *Annu. Rev. Astron. & Astrophys.*, **55**, 261 (2017).
48. Kuznetsov A. V., Mikheev N. V., *Electroweak Processes in External Active Media*, Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg (2013).