

УДК 524.3-6

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ПЕРЕНОС ГИРОРЕЗОНАНСНЫХ ФОТОНОВ В АТМОСФЕРАХ КОМПАКТНЫХ ЗВЁЗД: АНАЛИЗ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

М. А. Гарасёв, Е. В. Дерюшев, Вл. В. Кочаровский

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Проведено численное моделирование эффектов частотного перераспределения гирорезонансных фотонов в модели плоскопараллельной полубесконечной плазменной атмосферы компактных звёзд методом Монте-Карло. Рассчитаны средняя величина смещения по частоте и среднее число рассеяний фотонов при их распространении до границы атмосферы как функции оптической глубины точки излучения этих фотонов, температуры плазмы и магнитного поля. Вычислена вероятность выхода гирорезонансных фотонов из атмосферы в зависимости от глубины их первоначального испускания. Проведено исследование влияния эффектов частотного перераспределения на спектр выходящего излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению переноса гирорезонансного излучения в замагниченной плазме возник в связи с обнаружением циклотронных линий в спектрах различных астрофизических объектов, таких как нейтронные звёзды и магнитные белые карлики. Для правильной интерпретации подобных наблюдений необходима детальная информация о всех физических процессах, влияющих на формирование циклотронных линий. В данной работе анализируются те физические процессы, которые приводят к перераспределению гирорезонансного излучения внутри спектральной линии.

Как известно, частотное перераспределение излучения играет основную роль в переносе излучения в резонансных линиях [1]. Обычно главным механизмом, приводящим к выходу фотонов из ядра линии в её крылья, является эффект Доплера. Его влияние на перенос излучения многократно исследовалось ранее в различных работах (см., например, [2, 3]). В [4] было показано, что для циклотронных линий в случае использования нерелятивистского условия циклотронного резонанса перераспределения излучения из ядра линии в её крылья происходит не будет. Действительно, нерелятивистское условие резонансного рассеяния фотона частоты ω , распространяющегося под углом θ по отношению к направлению магнитного поля B , имеет вид

$$\omega(1 - \beta \cos \theta) = \omega_B. \quad (1)$$

Здесь $\omega_B = eB/(mc)$ — гирочастота, e — элементарный заряд, m — масса электрона, c — скорость света в вакууме и $\beta = v/c$ — продольная скорость электрона, выраженная в единицах скорости света. Таким образом, фотон резонансно взаимодействует с электронами, скорость которых лежит в узком интервале вблизи значения $c(\omega - \omega_B)/(\omega \cos \theta)$. В результате рассеяния частота и угол распространения фотона меняются в соответствии с законами сохранения энергии и импульса, однако значение резонансной скорости электронов остаётся неизменным. При этом фотоны удобно характеризовать не частотой, которая меняется при каждом акте рассеяния из-за эффекта Доплера, а продольной скоростью электрона, находящегося в резонансе с фотоном, которая и определяет величину средней длины свободного пробега. Поэтому перенос фотонов, находящихся

в резонансе с одной группой резонансных электронов, происходит независимо от переноса излучения, резонансного другим группам электронов. Неизменное значение резонансного импульса электрона соответствует тому, что фотон не может покинуть линию из-за доплеровского смещения частоты. Перераспределение фотонов внутри гирорезонансной линии может происходить только под влиянием других физических эффектов, таких как эффект отдачи, поперечный (релятивистский¹) эффект Доплера и уширение резонансной линии.

Ранее перенос гирорезонансного излучения рассматривался различными авторами в основном с целью интерпретации циклотронных линий в наблюдаемых спектрах, а также с целью построения динамических моделей атмосфер компактных звёзд. В частности, особое внимание было обращено на расчёт силы давления гирорезонансного излучения [5–7]. Ещё в 1981 году Митрофанов и Павлов в работе [8] отметили, что из-за того, что сечение рассеяния вблизи частот первой гармоники гирочастоты на много порядков превышает томсоновское, сила давления излучения в циклотронной линии может приводить к возникновению звёздного ветра, аналогичного тому, что образуется из-за давления излучения в резонансных линиях ионов в атмосферах звёзд поздних спектральных классов. При этом при расчётах силы давления гирорезонансного излучения эффектами перераспределения по частоте пренебрегалось, ввиду обозначенного выше свойства нерелятивистского эффекта Доплера. Стоит отметить, что в работах [9, 10] по моделированию образования циклотронных линий методом Монте-Карло эффекты перераспределения по частоте из-за влияния эффекта отдачи и радиационного уширения резонансной линии учитывались, однако в них пренебрегалось перераспределением из-за релятивистского эффекта Доплера. Также отметим, что техника того времени не позволила авторам получить при моделировании переноса излучения методом Монте-Карло результаты приемлемой точности.

В данной работе с помощью метода Монте-Карло анализируется перенос резонансного излучения на первой гармонике гирочастоты в замагниченной плазме с параметрами, характерными для атмосфер компактных звёзд: $B \gtrsim 10^8 \div 10^{12}$ Гс, $T \sim 1 \div 1000$ эВ (здесь и далее температура выражена в энергетических единицах). Приведённые в работе численные расчёты сделаны с целью подчеркнуть важность эффектов выхода циклотронного излучения из резонанса, которые детально не рассматривались в предыдущих работах, посвящённых переносу гирорезонансного излучения. В частности, особое внимание будет уделено перераспределению, вызываемому действием релятивистского эффекта Доплера. При этом получение полного решения уравнений переноса излучения выходит за рамки данной статьи.

Дальнейшее изложение построено следующим образом. В первом разделе представлена схема метода Монте-Карло, который использовался для моделирования процессов переноса излучения. Описаны используемые приближения и область применимости результатов расчётов. Во втором разделе проанализированы статистические характеристики гирорезонансного излучения в слое чисто рассеивающей атмосферы, определено относительное влияние различных физических эффектов частотного перераспределения. В третьем разделе определена вероятность выхода излучения в зависимости от оптической глубины области генерации. В заключительном разделе обсуждаются возможные приложения полученных результатов к анализу распространения излучения в атмосферах компактных звёзд с сильным магнитным полем.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе рассматривается перенос излучения в плоскопараллельной полубесконечной статической атмосфере с параметрами, характерными для замагниченных компактных

¹ Здесь имеется в виду, что в условии циклотронного резонанса (1) должны быть удержаны как минимум поправки порядка β^2 .

звёзд, таких как нейтронные звёзды и магнитные белые карлики. Выбор плоской геометрии объясняется тем, что приведённая высота атмосферы H и радиус R таких объектов удовлетворяют соотношению $H \ll R$. Для определённости, магнитное поле направлено по нормали к поверхности и считается однородным. Впрочем, и для дипольной модели магнитосферы, где индукция магнитного поля спадает как $B \sim 1/R^3$ и меняется незначительно на масштабе приведённой высоты атмосферы, неоднородностью поля можно пренебречь.

В наших вычислениях мы предполагаем, что поперечная температура плазмы равна нулю; это означает, что все электроны находятся на нулевом уровне Ландау. Данное предположение оправдано тем, что время жизни электрона на возбуждённых уровнях Ландау

$$\gamma^{-1} = \left(\frac{2e^2\omega_B^2}{3mc^3} \right)^{-1}$$

на несколько порядков (для типичных параметров, характерных для атмосфер компактных звёзд) меньше, чем типичное время между столкновениями [11]

$$\nu_{\text{eff}}^{-1} \approx \left(\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{mT}} \frac{N_e e^4}{\hbar\omega_B} \right)^{-1}.$$

Здесь N_e — концентрация электронов, \hbar — постоянная Планка. По этой же причине вероятность рассеяния фотона значительно превышает вероятность поглощения, которая равна отношению характерного времени жизни на возбуждённом уровне к характерному времени межчастичных столкновений

$$P_{\text{abs}} = \frac{\gamma^{-1}}{\nu_{\text{eff}}^{-1}}. \quad (2)$$

Сказанное приводит к тому, что даже сравнительно медленные процессы выхода излучения из резонанса могут оказывать существенное влияние на формирование спектра выходящего излучения.

Распределение электронов по продольным скоростям считается максвелловским:

$$f(\beta) = \left(\frac{c^2}{2\pi mT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\beta_T^2}\right), \quad (3)$$

где $\beta = v/c$ — продольная скорость электронов, выраженная в единицах скорости света, $\beta_T = [T/(mc^2)]^{1/2}$ — характерная тепловая скорость.

Сечение рассеяния фотона частоты ω , распространяющегося под углом θ к магнитному полю, на электроны, движущемся вдоль линий магнитного поля со скоростью β , имеет следующий вид [12]:

$$\sigma_{\text{sc}} = \pi\alpha \frac{\hbar\omega_B}{mc^2} \frac{\gamma}{\left[\omega(1 - \beta \cos \theta + \beta^2/2) - \omega_B \left(1 - \frac{\hbar\omega_B}{mc^2} \sin^2 \theta \right) \right]^2 + \gamma^2}, \quad (4)$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры. В резонансном знаменателе удержаны члены второго порядка малости по β для учёта эффектов, связанных с поперечным (релятивистским) эффектом Доплера и приводящих к двузначности значений резонансной скорости электронов (см. подробнее [13]), и первого порядка по $\hbar\omega_B/(mc^2)$ для учёта эффекта отдачи.

Для моделирования процессов переноса гирорезонансного излучения мы использовали метод Монте-Карло. В программе отслеживается история распространения ансамбля фотонов, испущенных с заданными начальными характеристиками. Конкретно, берётся изотропный, монохроматический ($c\omega = \omega_B$) начальный ансамбль фотонов. Нужная точность обеспечивается достаточно большой выборкой моделируемых частиц (не менее миллиона для каждого расчёта). Источник

фотонов располагался на заданной оптической глубине в центре линии

$$\tau = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{4\pi e^2}{m\omega_B \beta_T c} \int_z^\infty N_e(z') dz',$$

где $N_e(z)$ – распределение концентрации электронов внутри атмосферы, а ось z направлена из внутренних областей атмосферы наружу. Оптическая глубина вычисляется для фотона, распространяющегося вдоль магнитного поля и находящегося в резонансе с неподвижными электронами. В случае экспоненциальной зависимости $N_e(z)$, когда концентрация растёт вглубь атмосферы по барометрическому закону

$$N(z) = N_0 \exp(-z/H),$$

оптическая глубина равна

$$\tau = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{4\pi e^2}{m\omega_B \beta_T c} N_e(z) H.$$

Скорость β электрона, на котором рассеивается фотон, и направление распространения фотона θ' после рассеяния определяются случайным образом в соответствии с функциями распределения

$$P(\theta') = \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta), \quad (5)$$

$$P(\beta) \propto \sigma_{sc} f(\beta), \quad (6)$$

а частота фотона — из законов сохранения энергии и импульса. Базовый цикл программы состоит из рождения фотона, его многократного рассеяния и изменения частоты, угла распространения и местонахождения (оптической толщины), и последующей гибели в результате либо поглощения, либо выхода из атмосферы. Как только фотон покидает атмосферу, его параметры (угол распространения, частота, количество рассеяний, место рождения, пройденный оптический путь и др.) записываются и могут использоваться для нахождения спектра выходящего излучения.

В качестве иллюстрации работы программы на рис. 1 изображена зависимость оптической глубины τ , на которой находится фотон, и его безразмерной частоты

$$x = (\omega - \omega_B) / (\beta_T \omega_B \cos \theta)$$

от числа испытанных рассеяний в бесконечной однородной атмосфере. В частности, из рис. 1 видно, что значительные изменения местоположения фотона происходят в тех случаях, когда его частота сильно смещена от центра линии.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТОВ

Приступим к выяснению влияния процессов перераспределения фотонов по частоте на перенос гирорезонансного излучения с использованием метода Монте-Карло. Результат расчёта среднего числа рассеяний $\langle N \rangle$, необходимого для выхода из чисто рассеивающей (вероятность поглощения $P_{abs} = 0$) атмосферы половины испущенных фотонов с оптической толщины τ , представлен для различных значений температуры и магнитного поля на рис. 2 и 3 соответственно.

При небольших значениях τ число рассеяний пропорционально τ^2 , т. е. фотоны не успевают перераспределиться из ядра линии в её крылья, поэтому в основном выходят из атмосферы за счёт случайного дрейфа в пространстве. С увеличением оптической толщины, на которой происходит излучение этих фотонов, зависимость среднего числа рассеяний от τ становится почти линейной:

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \langle N \rangle \sim \frac{\tau \sqrt{\ln \tau}}{\beta_T}.$$

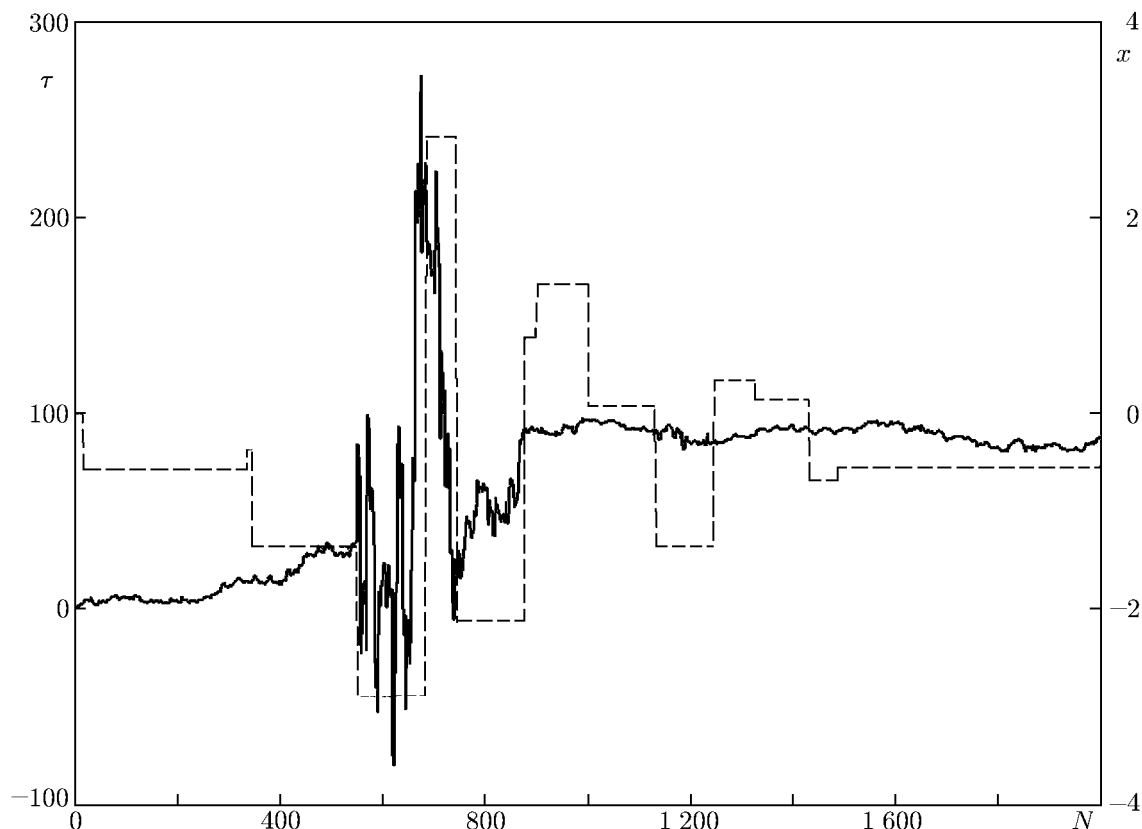


Рис. 1. Зависимость оптической глубины τ , на которой находится фотон, (сплошная линия) и его безразмерной частоты $x = (\omega - \omega_B) / (\beta_T \omega_B \cos \theta)$ (штриховая линия) от числа испытанных рассеяний N в бесконечной однородной атмосфере

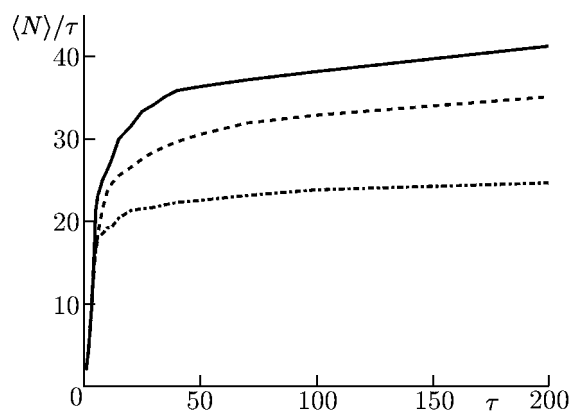


Рис. 2. Среднее число рассеяний $\langle N \rangle$, необходимое для выхода из чисто рассеивающей атмосферы оптической толщины τ , для различных значений температуры $T = 50$ (сплошная линия), 100 (штриховая линия) и 500 эВ (штрихпунктирная линия). Индукция магнитного поля $B = 10^{10}$ Гс

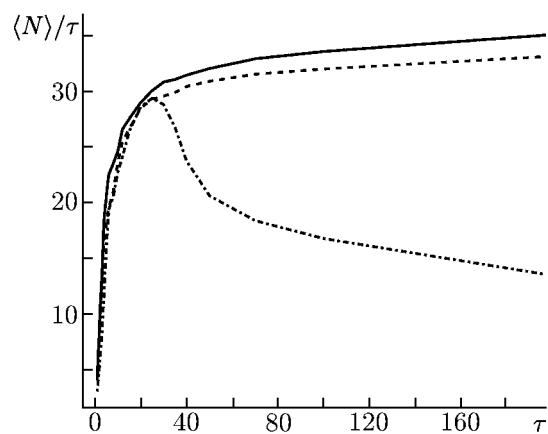


Рис. 3. Среднее число рассеяний $\langle N \rangle$, необходимое для выхода из чисто рассеивающей атмосферы оптической толщины τ , для различных значений магнитного поля $B = 10^{10}$ (сплошная линия), 10^{11} (штриховая линия) и $5 \cdot 10^{11}$ Гс (штрихпунктирная линия). Температура $T = 100$ эВ

При этом фотоны выходят из атмосферы в основном благодаря смещению частоты из центра линии в её край, а не благодаря диффузии. Основным процессом, приводящим к перераспреде-

лению фотонов из ядра линии в её крылья, в данном случае является релятивистский эффект Доплера.

Что касается эффекта отдачи, то оценки, приведённые в [12] и подтверждённые численными расчётами, показывают, что эффект отдачи оказывает существенное влияние на число рассеяний только при выполнении условия $\hbar\omega_B/(mc^2) \gtrsim \beta_T$ [4]. В этом случае эффект отдачи настолько велик, что при каждом рассеянии меняет частоту фотона на величину порядка доплеровской ширины гирорезонансной линии; такой случай соответствует нижней кривой на рис. 3. В случае выполнения обратного условия эффект отдачи не изменяет существенным образом число рассеяний. Это происходит из-за того, что фотон и рассеивающий его электрон находятся в резонансе друг с другом как до, так и после рассеяния. Смещение фотона из центра линии в её край связано с изменением скорости электронов, с которыми он резонансно взаимодействует. Если отдача мала и скорость электрона в результате рассеяния мало меняется по сравнению с тепловой, то мало изменяется и сечение резонансного рассеяния, а следовательно, не изменяется и среднее число рассеяний, необходимых для выхода из атмосферы. Влияние эффекта отдачи на перенос гирорезонансного излучения достаточно полно исследовалось ранее в работах [9, 12], поэтому в дальнейшем мы его рассматривать не будем, а сосредоточим своё внимание на анализе выхода излучения из резонанса за счёт влияния релятивистского эффекта Доплера, а также наличия естественной ширины линии.

Границу, где начинают сказываться эффекты перераспределения, можно оценить из следующих соображений. Число рассеяний, необходимое для выхода фотонов из атмосферы диффузионным образом, $N_{\text{diff}} \sim \tau^2$. Поперечный эффект Доплера сказывается только при углах распространения, близких к поперечным, т. е. при $|\cos\theta| \lesssim \beta_T$. При этом фотоны в результате единичных событий перемещаются из центра линии в её край, где оптическая толщина значительно меньше. Тогда количество рассеяний, при которых перераспределение по частоте начинает менять спектр излучения, $N_{\text{Dop}} \sim 1/\beta_T$. Значит, поперечный эффект Доплера начинает существенно изменять спектр выходящего излучения уже для фотонов, испущенных на оптической толщине $\tau \gtrsim 1/\beta_T^{1/2}$. Следовательно, даже для относительно холодных атмосфер белых карликов с температурой порядка 1 эВ эффекты перераспределения по частоте, связанные с релятивистским эффектом Доплера, оказывают существенное влияние на распространение фотонов уже после нескольких сотен рассеяний.

Естественное уширение также приводит к выходу фотонов из резонанса в результате редких рассеяний на электронах, значение скорости которых соответствует крылу резонансной линии. Вероятность таких событий, как было показано в [12], примерно равна отношению радиационной ширины циклотронной линии к её доплеровской ширине, т. е. $P_\gamma \approx \gamma/\beta_T$. Сравнивая данную вероятность с вероятностью перераспределения из-за эффекта Доплера $P_{\text{Dop}} \approx \beta_T$, получаем, что выход, обусловленный им, является определяющим при выполнении условия $\hbar\omega_B/(mc^2) \lesssim \beta_T^2/\alpha$. Данное условие нарушается только в случае, если линия циклотронного резонанса лежит в виновском хвосте теплового спектра. Последний случай не представляет большого интереса с точки зрения астрофизических приложений, и в дальнейшем отдельно мы его рассматривать не будем, т. е. мы будем рассматривать параметры плазмы, в которых выход излучения из резонанса обусловлен релятивистским эффектом Доплера.

Рассмотрим, как изменяются спектр и частота выходящего излучения в зависимости от оптической толщины, на которой фотоны были испущены (сгенерированы). Результаты таких расчётов представлены на рис. 4 и 5. По мере увеличения оптической толщины всё большее и большее число фотонов смещается из ядра линии в её крылья, находясь в которых фотоны и покидают атмосферу. Среднее изменение частоты выходящих фотонов в области достаточно больших оптических толщин пропорционально логарифму оптической толщины (в области параметров, при

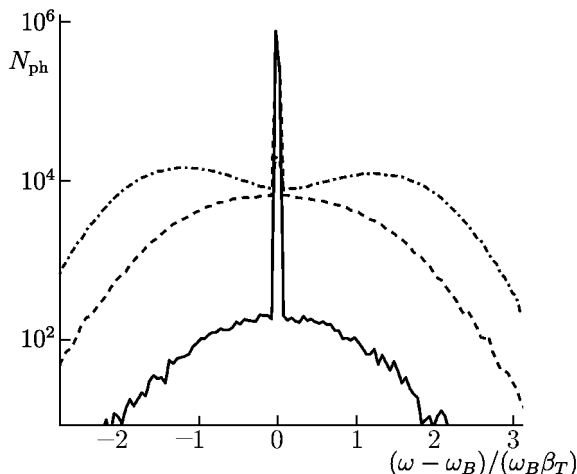


Рис. 4. Спектр выходящего излучения, рассчитанный методом Монте-Карло, для различных значений оптической толщины генерации ансамбля фотонов: $\tau = 1$ (сплошная линия), 10 (штриховая линия) и 50 (штрихпунктирная линия). Здесь N_{ph} — число фотонов; магнитное поле $B = 10^{10}$ Гс, температура $T = 100$ эВ

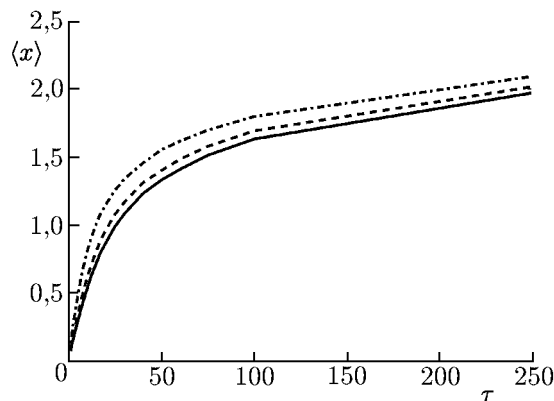


Рис. 5. Среднее смещение частоты выходящего фотона в зависимости от оптической толщины генерации для различных значений температуры: $T = 50$ (сплошная линия), 100 (штриховая линия) и 500 эВ (штрихпунктирная линия). Индукция магнитного поля $B = 10^{10}$ Гс

которых выход излучения из линии определяется релятивистским эффектом Доплера):

$$\langle \Delta x \rangle \sim \ln \tau. \tag{7}$$

Зависимость среднего смещения от температуры объясняется изменением области углов (величина которой порядка $\Delta\theta \sim \beta_T$), в которой фотоны эффективно перераспределяются из ядра линии в крылья.

3. ТЕРМАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ УЧЁТЕ ЧАСТОТНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Перейдём теперь к наиболее интересному случаю рассеивающей атмосферы с малым поглощением. Для экспоненциального профиля плотности атмосферы вероятность поглощения за один акт рассеяния линейно растёт с оптической глубиной $P_{abs} = \epsilon_0 \tau$. Вероятность же выхода фотона, рождённого на оптической глубине τ , показана на рис. 6. Выбранные параметры атмосферы ($T = 100$ эВ, $\epsilon_0 = 10^{-7}$) соответствуют случаю, когда выход излучения определяется релятивистским эффектом Доплера. Видно, что вероятность выхода значительно возрастает за счёт эффекта перераспределения, особенно сильно при больших τ . В итоге, несмотря на то, что перераспределение излучения по частоте приводит к вымыванию фотонов из центра линии (см. рис. 4), интенсивность выходящего излучения увеличивается из-за возросшей вероятности покинуть атмосферу. Для небольшой оптической глубины испускания $\tau < \tau_1$, когда вероятность ухода из линии мала, вероятность выхода фотонов описывается следующим законом:

$$P_{esc}(\tau < \tau_1) \approx \exp(-\langle N(\tau) \rangle \epsilon_0 \tau).$$

Учитывая результаты предыдущего раздела, находим, что $\tau_1 \approx \sqrt{\beta_T / \epsilon_0}$. В области $\tau \gtrsim \tau_1$ фотоны покидают атмосферу, только если успевают перераспределиться из центра линии в её край.

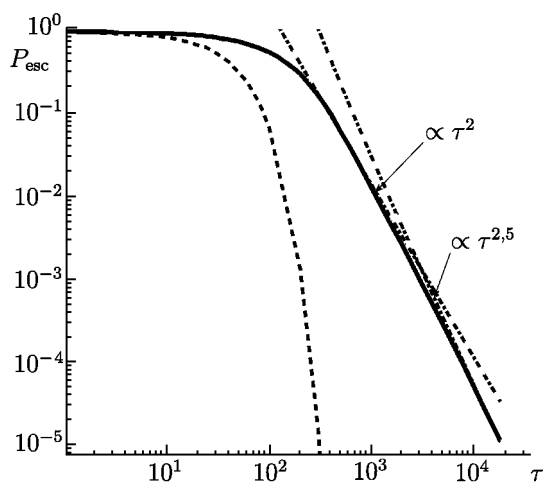


Рис. 6. Вероятность выхода фотонов в зависимости от оптической толщины в поглощающей атмосфере, с учётом перераспределения по частоте (сплошная кривая) и без его учёта (штриховая линия). Параметры $\beta_T = 0,01$, $\epsilon_0 = 10^{-6}$. Штрихпунктирными линиями показаны соответствующие степенные асимптотики

га уже будет определяться не рассеянием излучения, а его поглощением. В этом случае фотон имеет экспоненциально малую вероятность покинуть атмосферу.

В общем случае можно выделить четыре области с различной динамикой выхода фотонов из атмосферы. В области $\tau < \tau_1$ практически все генерируемые фотоны покидают атмосферу, в области $\tau_1 < \tau < \tau_2$ вероятность поглощения примерно описывается степенным законом с показателем степени 2, а в области $\tau_2 < \tau < \tau_3$ показатель степени приближается к 2,5. Наконец, из области с $\tau > \tau_3$ фотоны выходят с вероятностью, которая экспоненциально уменьшается с ростом τ .

Распределение фотонов, выходящих из атмосферы, по оптической глубине их рождения имеет вид $n_{esc} \sim P_{esc}(\tau)\tau$. Исходя из приведённых выше выражений видно, что основная масса фотонов в исходящем излучении генерируется на оптических толщинах $\tau \lesssim \tau_2$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детальное моделирование эффектов частотного перераспределения резонансных фотонов внутри циклотронной линии методом Монте-Карло подтверждает сделанные ранее на основе аналитических оценок предположения [13] о существенной роли этих эффектов в атмосферах компактных звёзд, в том числе в той области параметров, которая представляет реальный физический интерес. Указанные эффекты существенно влияют на спектр выходящего излучения и, соответственно, определяют форму циклотронной линии. Наиболее важным механизмом перераспределения оказывается релятивистский эффект Доплера, который начинает существенно модифицировать спектр уже после нескольких сотен рассеяний, даже в плазме с нерелятивистской температурой порядка 1 эВ. Эффекты отдачи и радиационного уширения спектральной линии оказываются менее важными и заметно влияют на перенос излучения только в том случае, когда циклотронная линия располагается в виновском пределе, т. е. только при таких значениях магнитного поля, когда энергия giroфотонов значительно (на порядок или больше) превышает

Если перераспределение в линии вызвано релятивистскими эффектами, то вероятность уйти из области частот с оптической толщиной τ в область, где оптическая толщина меньше или порядка τ_* , равна [13]

$$P(\tau \rightarrow \tau_*) \approx \frac{\beta_T \tau_*}{\sqrt{2} \tau \ln(\tau/\tau_*)}.$$

Величина τ_* выбирается такой, чтобы фотон уходил из атмосферы диффузионным образом быстрее, чем возвращался в центр линии за счёт обратного перераспределения по частотам, либо быстрее, чем поглощался. Первый процесс преобладает, когда $\beta_T > \epsilon_0 \tau$, второй — когда выполнено обратное условие. Таким образом,

$$\tau_* \approx \begin{cases} 1/\sqrt{\beta_T}, & \tau < \tau_2 = \beta_T/\epsilon_0, \\ 1/\sqrt{\epsilon_0 \tau}, & \tau > \tau_2. \end{cases} \quad (8)$$

При дальнейшем увеличении оптической толщины, когда $\tau > \tau_3 = 1/\epsilon_0$, длина свободного пробега

тепловую энергию электронов. Вычисленная нами зависимость типичного числа рассеяний, необходимых для выхода фотонов, от оптической глубины их испускания τ меняется с квадратичной на линейную по мере того, как с ростом числа рассеяний увеличивается влияние перераспределения по частоте. Зависимость вероятности выхода резонансных фотонов из плазменной атмосферы с учётом поглощения и перераспределения по частоте также имеет участки с различными асимптотиками, соответствующие различным режимам выхода излучения из линии. В частности, при больших оптических глубинах вероятность выхода фотона из атмосферы падает по степенному (а не экспоненциальному) закону на достаточно продолжительном участке, что приводит к расширению области атмосферы, информация из которой содержится в спектре выходящего излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 08-02-00163-а) и федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (госконтракт 02.740.11.0246).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михалас Д. Звёздные атмосферы. М.: Мир, 1982.
2. Slater G., Salpeter E. E., Wasserman I. // *Astrophys. J.* 1982. V. 255. P. 293.
3. Hummer D. G. // *Mon. Not. Roy. Astron. Sci.* 1969. V. 145. P. 95.
4. Железняков В. В., Литвинчук А. А. // *Астрон. журн.* 1987. Т. 64. С. 306.
5. Беспалов П. А., Железняков В. В. // *Письма в Астрон. журн.* 1990. Т. 16. С. 1030.
6. Железняков В. В., Сербер А. В. // *Письма в Астрон. журн.* 1991. Т. 17. С. 419.
7. Железняков В. В., Корягин С. А., Сербер А. В. // *Письма в Астрон. журн.* 1999. Т. 25. С. 522.
8. Митрофанов И. Г., Павлов Г. Г. // *Астрон. журн.* 1981. Т. 58. С. 309.
9. Wang J. C. L., Wasserman I. M., Salpeter E. E. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1988. V. 68. P. 735.
10. Wang J. C. L., Wasserman I. M., Salpeter E. E. // *Astrophys. J.* 1989. V. 338. P. 343.
11. Potekhin G. G., Chabrier G. // *Astrophys. J.* 2003. V. 585. P. 955.
12. Wasserman I., Salpeter E. E. // *Astrophys. J.* 1980. V. 241. P. 1107.
13. Гарасёв М. А., Деришев Е. В., Кочаровский Вл. В. // *Письма в Астрон. журн.* 2008. Т. 34. С. 339.

Поступила в редакцию 14 июля 2010 г.; принята в печать 20 декабря 2010 г.

THE INFLUENCE OF FREQUENCY REDISTRIBUTION ON THE TRANSFER OF GYRORESONANT PHOTONS IN THE ATMOSPHERES OF COMPACT STARS: MONTE-CARLO ANALYSIS

M. A. Garasyov, E. V. Derishev, and Vl. V. Kocharovskiy

We numerically model the frequency redistribution of gyroresonant photons in a plane-parallel semi-infinite plasma atmosphere of a compact star by means of the Monte-Carlo method. We calculate the mean frequency shift and the mean number of scatterings for photons leaving the atmosphere as functions of the optical depth at emission, plasma temperature, and magnetic field strength. The probability of the escape of cyclotron-radiation photons from the atmosphere as a function of their optical depth at birth is calculated. The influence of the frequency redistribution effects on the spectrum of emergent radiation is studied.