

УДК 537.531.2.098+537.531.2:524.31.084-337

Квантово-механический подход к описанию поляризационного просветления фотосферы белого карлика с сильным магнитным полем для инфракрасного излучения

С.А. Корягин^{1,2}

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия, 603950

² Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, г. Нижний Новгород, Россия, 603950

koryagin@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 13 ноября 2017 г.

Аннотация. В условиях фотосферы одиночного белого карлика с температурой порядка 1 эВ и магнитным полем свыше 10 МГс существенно уменьшается коэффициент столкновительного поглощения излучения для необыкновенной волны (поляризованной поперек внешнего магнитного поля) в диапазоне ниже электронной циклотронной частоты. При классическом описании движения частиц, поляризационное просветление холодной плазмы в сильном магнитном поле обусловлено наличием полностью связанных электронных траекторий с положительной энергией вблизи протона. В работе показано, что в квантовом пределе сохраняется поляризационное просветление фотосферы магнитного белого карлика для необыкновенной волны. Таким образом, высокая линейная поляризация наблюдаемого инфракрасного излучения одиночных белых карликов с наиболее сильным квантующим магнитным полем может быть обусловлена тем, что, в результате поляризационного просветления, необыкновенные волны выходят из более глубоких и горячих слоев фотосферы, чем волны с ортогональной поляризацией.

QUANTUM MECHANICAL APPROACH TO DESCRIPTION OF POLARIZATION BRIGHTENING OF WHITE DWARF PHOTOSPHERE WITH STRONG MAGNETIC FIELD FOR INFRARED RADIATION, *by S.A. Koryagin*. In the photosphere of an isolated white dwarf with the temperature on the order of 1 eV and magnetic field exceeding 10 MG, the coefficient of the collisional absorption significantly decreases for the extraordinary wave (which is polarized perpendicular to the external magnetic field) at the interval below the electron cyclotron frequency. At the classical description of the particle motion, the polarization brightening of the cold plasma in the strong magnetic field stems from the existence of completely bound electron trajectories with positive energy near a proton. We prove that the polarization brightening of the magnetic white dwarf photosphere is preserved for the extraordinary wave in the quantum case. Thus, the high linear polarization of the observed infrared emission from the isolated white dwarfs with the strongest quantizing magnetic field can be determined by the fact that the extraordinary waves come from the deeper and hotter photosphere layers than the waves with the orthogonal polarization as a result of the polarization brightening.

Ключевые слова: магнитные белые карлики, тормозное излучение, поляризация

Сильное магнитное поле вырожденной звезды – белого карлика – существенно модифицирует энергетический спектр атома водорода, а следовательно, и наблюдаемый линейчатый спектр излучения звезды (Феррарио и др., 2015). Так, при квантовом рассмотрении, эффект Зеемана перемещает уровни энергии на величину порядка и больше энергетического зазора между соседними уровнями в ридберговском спектре атома водорода. В классическом описании, период ларморовской прецессии атомной орбиты укорачивается до периода обращения электрона вокруг ядра.

Аналогично изменяется соотношение между временными интервалами в кулоновских столкновениях: электрон успевает совершить большое число циклотронных оборотов за время взаимодействия с неподвижным ядром (Гаевский, 1970; Железняков, 1997), чему соответствует неравенство

$$\omega_B t_s = (B/B_c) (E/E_a)^{-3/2} \gg 1. \quad (1)$$

Здесь $\omega_B = eB/(m_e c)$ – циклотронная частота, $t_s = Ze^2 m_e^{1/2}/(2E)^{3/2}$ – характерное время пролета электрона около рассеивающего центра на расстоянии $r_s = Ze^2/(2E)$, на котором кулоновская энергия сталкивающихся частиц порядка механической энергии электрона E ; Z – зарядовое число ядра, $e > 0$ – элементарный заряд, m_e – масса электрона. В классическом выражении (1) индукция B нормирована на квантовую величину $B_c = Z^2 e^3 m_e^2 c / \hbar^3 = 2.3 Z^2$ ГГс, при которой энергия основного уровня Ландау $\hbar\omega_B/2$ достигает энергии ионизации $E_a = Z^2 e^4 m_e / (2\hbar^2) = 13.6 Z^2$ эВ (\hbar – постоянная Планка, c – скорость света).

При выполненном неравенстве (1), электрон движется в условиях магнито-дрейфового приближения в дальнем столкновении: кулоновское поле последовательно ускоряет и тормозит ведущий центр циклотронного вращения вдоль магнитной силовой линии и порождает переменный электрический дрейф вокруг оси азимутальной симметрии задачи. Вместе с тем траектория электрона становится квазисвязанной и хаотической в ближних столкновениях с прицельными параметрами порядка расстояния

$$L_u = (Zm_e c^2 / B^2)^{1/3} = r_a (B/B_c)^{-2/3}, \quad (2)$$

где на пути к ядру кулоновское поле существенно увеличивает продольную скорость электрона и частица пролетает область непосредственно вблизи рассеивающего центра примерно за циклотронный период. Расстояние L_u совпадает с радиусом водородоподобного атома (иона), в котором “кеплеровский” период обращения электрона вокруг ядра равен заданному циклотронному периоду. Выражение для классического расстояния L_u записано через боровский радиус $r_a = \hbar^2 / (Ze^2 m_e) = 0.5 Z^{-1}$ Å.

Длина волны де Бройля свободного электрона

$$\lambda_B = \hbar / [2m_e (E + Ze^2/r)]^{1/2} \sim r_a [r/(2r_a)]^{1/2}$$

оказывается существенно короче расстояния r между сталкивающимися частицами в области $r \gg r_a$. Данное обстоятельство позволяет описывать продольное движение электрона квазиклассически, поскольку прицельный параметр (2) превышает атомный радиус r_a для характерного магнитного поля на белых карликах $B \leq B_c$.

В свою очередь, тепловая энергия частиц $E \sim 1$ эВ в фотосфере одиночного белого карлика может быть как больше, так и меньше энергетического зазора между уровнями Ландау $\hbar\omega_B = 2E_a (B/B_c)$ в зависимости от индукции магнитного поля на звезде, что, в общем случае, требует квантового описания поперечного движения электрона. Однако как в классическом, так и в квантовом пределе интервал $\Delta\rho$ локализации электрона по поперечному расстоянию ρ (до магнитной силовой линии, проходящей через ядро) ограничен сверху величиной порядка максимального возможного ларморовского радиуса

$$r_B = [2(E + Ze^2/r)/m_e]^{1/2} / \omega_B \sim L_u [r/(2L_u)]^{-1/2},$$

который остается меньше расстояния r между сталкивающимися частицами в области $r \gg L_u$. Поэтому поперечная компонента напряженности кулоновского поля оказывается почти однородной (по абсолютной величине) на пространственном масштабе $\Delta\rho \sim r_B$ локализации электрона в области

$r \gg L_u$, которая дает основной вклад в излучение на рассматриваемых частотах ниже электронной циклотронной частоты.

Согласно вышеизложенному, “безызлучательное” стационарное уравнение Шредингера было аппроксимировано так называемым квазиоптическим уравнением, сходным по структуре с временным уравнением Шредингера для одномерного гармонического осциллятора в поле переменной пространственно-однородной внешней силы (Переломов, 1987; Корягин и Баландин, 2017). Роль временной переменной играет функция продольной декартовой координаты z в виде классического времени движения электрона от плоскости $z = 0$ до рассматриваемой точки. Внешняя сила есть не что иное, как поперечная компонента кулоновской силы на характерном расстоянии ρ локализации электрона. Данное уравнение имеет аналитическое решение для произвольного начального состояния частицы.

Указанное решение для стационарных состояний электрона позволило показать, что аналитические выражения для спектральной мощности тормозного излучения, полученные ранее в приближении классического движения частицы, по сути остаются справедливыми и в квантовом случае: в частности, сохраняются те же степенные частотные зависимости для коэффициентов переноса (Бубукина и Корягин, 2009; Корягин, 2013). В результате коэффициент поглощения необыкновенной волны не увеличивается в сторону более длинных волн, как в плазме без магнитного поля или горячей ($E > E_a$) плазме в сильном магнитном поле нейтронных звезд, а, напротив, уменьшается по степенному закону $\omega^{2/3}$ на частотах ниже электронной циклотронной частоты. Соответственно, в инфракрасном диапазоне (где энергия квантов света ниже тепловой энергии частиц) необыкновенные волны могут выходить из более глубоких и горячих слоев фотосферы одиночного магнитного белого карлика, чем обыкновенные волны. Таким образом, рассмотренное поляризационное просветление фотосферы представляет собой возможный механизм для формирования наблюдаемой высокой линейной поляризации в инфракрасном континууме звезд данного класса с наиболее сильным квантующим магнитным полем $B \sim 1$ ГГс (Вест, 1989).

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (договор 14.Z50.31.0007), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 17-02-00525-а), Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-7 (подпрограмма “Переходные и взрывные процессы в астрофизике”), Российского научного фонда (грант 16-12-10528).

Литература

- Бубукина И.И., Корягин С.А. // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. № 6. С. 1056.
 Вест (West S.C.) // Astrophys. J. 1989. V. 345. P. 511.
 Гаевский (Gajewski R.) // Physica. 1970. V. 47. P. 575.
 Железняков В.В. // Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К. 1997.
 Корягин С.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 10. С. 739.
 Корягин С.А., Баландин И.А. // Известия вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 3. С. 191.
 Переломов А.М. // Обобщенные когерентные состояния и их применения. Москва: Наука. 1987.
 Феррарио и др. (Ferrario L., de Martino D., Gänsicke B.T.) // Space Sci. Rev. 2015. V. 191. P. 111.