

FROM SOLAR
CORONA PLASMA
TO THE PLASMAS
ON NEUTRON STARS

V. V. ZHELEZNYAKOV

The interaction of radiation at cyclotron frequencies with plasma on various astronomical objects – in a solar corona, on white dwarfs and neutron stars – is considered. It is shown how the increase of magnetic field strength changes this interaction and how it influences the observed spectra of these objects.

Рассмотрено взаимодействие излучения на циклотронных частотах с плазмой в различных астрономических объектах: в солнечной короне, на белых карликах и нейтронных звездах. Показано, как с увеличением магнитного поля меняется характер этого взаимодействия и как оно влияет на наблюдаемые спектры излучения указанных объектов.

ОТ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОЙ
КОРОНЫ К ПЛАЗМЕ НА
НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

В. В. ЖЕЛЕЗНЯКОВ

Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского

**ВВЕДЕНИЕ.
ЦИКЛОТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ**

Несколько десятилетий в астрофизике широко используется для интерпретации наблюдений в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах так называемое магнитотормозное излучение релятивистских электронов. Это излучение, возникающее при движении электронов в магнитном поле, называют (в зависимости от величины отношения кинетической энергии электрона $\mathcal{E}$ к его энергии покоя mc^2) циклотронным при $\mathcal{E} \ll mc^2$, гиротронным при $\mathcal{E} \approx mc^2$ и синхротронным при $\mathcal{E} \gg mc^2$. Особенно известен синхротронный механизм излучения. Он был предложен К. Кипенхойером для объяснения космического радиоизлучения и получил глубокое развитие в работах В.Л. Гинзбурга и И.С. Шкловского. Характерная частота, соответствующая максимуму спектра синхротронного излучения

$$\omega \approx \omega_B \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^2,$$

за счет больших значений релятивистского фактора $\mathcal{E}/mc^2 \gg 1$ может стать много больше электронной гирочастоты $\omega_B = eB/mc$ (здесь e – заряд электрона, B – индукция магнитного поля). Поэтому синхротронный механизм оказался в состоянии объяснить появление высокочастотного излучения в объектах, имеющих весьма слабые магнитные поля: излучения далеких радиогалактик, нетеплового излучения нашей Галактики, остатков вспышек сверхновых звезд. Этот механизм эффективно действует в знаменитой Крабовидной туманности – остатке сверхновой 1054 года, создавая в ней наблюдаемое радио-, оптическое и рентгеновское излучение. Синхротронный механизм не остается без работы и в сильных магнитных полях. Так, например, оптическое и рентгеновское излучение пульсара в Крабовидной туманности, по всей вероятности, представляет собой синхротронное излучение релятивистских электронов в мощном магнитном поле нейтронной звезды – пульсара.

Наряду с синхротронным в последнее время все большее значение в астрофизике приобретает циклотронный механизм излучения нерелятивистских электронов со скоростями, малыми по сравнению

со скоростью света c . Такие электроны вращаются в магнитном поле с частотой ω_B и дают излучение на частотах, близких к гирочастоте и ее гармоникам

$$\omega \approx s\omega_B, \quad s = 1, 2, \dots$$

В одном и том же магнитном поле частота циклотронного излучения много меньше, чем частота синхротронного излучения. Поэтому циклотронное излучение может попадать в радио-, оптическую либо рентгеновскую часть спектра лишь за счет высоких значений магнитного поля в источниках излучения. Последнее условие сразу же указывает набор объектов, в которых может эффективно действовать циклотронный механизм излучения — это объекты, обладающие сильным магнитным полем. Так, в активных областях солнечной короны и на магнитных Ар-звездах, где величина B достигает 10^2 – 10^4 Гс, частота ω_B находится в радиодиапазоне. На магнитных белых карликах, где поле достигает величин 10^7 – 10^9 Гс, циклотронные эффекты проявляются в инфракрасном (ИК), оптическом и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах. Наконец, на нейтронных звездах с $B \approx 10^{11}$ – 10^{13} Гс эти эффекты будут характерны для рентгеновской части спектра.

Ниже мы последовательно рассмотрим циклотронные эффекты в различных астрономических объектах, начиная с Солнца, следуя через белые карлики к нейтронным звездам. Такой переход сопровождается увеличением магнитного поля на десять порядков. Мы покажем, как этот рост меняет характер взаимодействия излучения с плазмой на циклотронных частотах и как это взаимодействие влияет на наблюдаемые спектры излучения указанных объектов.

Многообразие циклотронных эффектов в астрофизических объектах зависит главным образом от значений трех параметров: индукции магнитного поля B , концентрации плазмы N и ее температуры T . Эти параметры определяют два вида критериев, устанавливающих характер взаимодействия циклотронного излучения с плазмой.

К первому типу относятся критерии, определяющие распространение циклотронного излучения в плазме с магнитным полем. Отметим, что в такой плазме на любой частоте могут существовать электромагнитные волны двух видов: обыкновенные и необыкновенные (их называют также нормальными волнами, или модами). Они отличаются скоростью распространения и поляризациями (то есть характером изменения электрического и магнитного полей в каждой точке пространства), от которой, в свою очередь, зависит эффективность взаимодействия излучения с плазмой.

Мощность циклотронного излучения в пустоте меняется примерно как β^{2s-2} , начиная с первой гармоники (здесь β — отношение скорости электрона к скорости света).

В достаточно плотной плазме, для которой выполнен критерий

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_B^2 \beta_T} \geq 1$$

($\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ — плазменная частота, β_T — отношение тепловой скорости электронов к скорости света), нормальные волны эллиптически поляризованы, причем необыкновенная мода на первой гармонике, как и обыкновенная, взаимодействует с плазмой очень слабо. Поэтому в плотной плазме имеет место эффект депрессии излучения на первой гармонике: циклотронное излучение на частоте ω_B в β_T^2 раз слабее, нежели в пустоте. На высших гармониках эффективность циклотронного излучения и поглощения по-прежнему убывает примерно по закону β_T^{2s-2} .

Если концентрация плазмы относительно мала, а магнитное поле достаточно велико, то выполняется критерий разреженной плазмы:

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_B^2 \beta_T} \ll 1.$$

В разреженной плазме поляризация нормальных волн меняется, эффект депрессии исчезает и необыкновенная мода на первой гармонике наиболее сильно взаимодействует с плазмой.

Наконец, в сверхсильных магнитных полях, близких к критическому значению $B_{cr} \approx 4 \cdot 10^{13}$ Гс, для которого $\hbar\omega_B = mc^2$ ($\hbar$ — постоянная Планка), даже вакуум приобретает специфические свойства и становится похожим на анизотропный кристалл: поляризуется и намагничивается. В этой необычной среде, как в настоящем кристалле, также существуют обыкновенные и необыкновенные волны. Моды намагниченного вакуума линейно поляризованы. Такая поляризация нормальных волн сохраняется и в присутствии разреженной плазмы при условии

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_B^2 \beta_T} \ll \frac{1}{45\pi} \frac{e^2 B^2}{\hbar c B_{cr}^2}.$$

В этом случае эффективность циклотронного взаимодействия обеих мод с плазмой примерно одинакова.

Характер элементарных процессов циклотронного излучения и поглощения в плазме определяется другим критерием. Эти процессы целиком зависят от распределения излучающих частиц (электронов) по скоростям (прежде всего поперечным по отношению к магнитному полю), которое устанавливается в основном под действием двух факторов: межчастичных столкновений и излучения. Поскольку эффективность циклотронного взаимодействия излучения с плазмой быстро падает с ростом номера гармоники, наиболее сильное влияние на распределение электронов оказывает

излучение на гирочастоте (точнее, та его компонента, которая в соответствии с приведенными выше критериями в тех или иных условиях взаимодействия с плазмой лучше всего).

Если выполнено неравенство

$$t_{\perp} \gg t_{\text{ст}},$$

где $t_{\perp}$ — время циклотронного высвечивания поперечной энергии электрона, а $t_{\text{ст}}$ — время свободного пробега между столкновениями, то реализуется случай “столкновительной” плазмы. За счет частых столкновений функция распределения электронов поддерживается равновесной (максвелловской) с некоторой температурой, не зависящей от излучения на гирочастоте. За поглощением излучения на первой гармонике практически всегда следует столкновение, в результате которого энергия передается в тепловое движение плазмы. Возможен и обратный процесс — испускание излучения после столкновительного возбуждения электрона. При этом, наоборот, излучаемая энергия черпается из теплового движения электронов.

Перенос излучения в протяженной области “столкновительной” плазмы зависит от ее оптической толщины τ — отношения линейного размера области к длине пробега излучения. Если плазма оптически толстая: $\tau \gg 1$, то все падающее извне излучение поглощается, а интенсивность I_{ω} собственного излучения, испускаемого плазмой в каждой моде, совпадает с интенсивностью излучения абсолютно черного тела $B_{\omega}(T)$ с температурой, равной кинетической температуре плазмы T :

$$I_{\omega} \approx B_{\omega}(T) \equiv \frac{\hbar \omega^3}{8\pi^3 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar \omega / kT) - 1}.$$

Здесь ω — частота излучения, k — постоянная Больцмана. Приведенная формула, называемая законом Планка, записана для случая, когда показатель преломления электромагнитных волн близок к единице. В противоположном предельном случае оптически тонкого источника $\tau \ll 1$ падающее излучение проходит через плазму практически без поглощения, интенсивность собственного излучения плазмы в этом случае $I_{\omega} \ll B_{\omega}(T)$.

В обратном случае “бесстолкновительной” плазмы

$$t_{\perp} \ll t_{\text{ст}},$$

наоборот, поперечное распределение электронов устанавливается в результате процессов поглощения и испускания циклотронного излучения на первой гармонике, цепочка которых лишь изредка прерывается столкновениями. Теперь уже поперечная температура $T_{\perp}$ определяется не столкновениями, а интенсивностью излучения на первой гармонике. Основным радиационным процессом в данном случае является резонансное циклотронное рассеяние на первой гармонике, которое составляют последовательные процессы поглощения и ис-

пускания. При этом меняются направление распространения излучения и его частота. Лишь изредка поглощенный фотон гибнет за счет столкновения, перехватывающего энергию возбужденного электрона. Доля таких случаев (равно как и обратных процессов рождения фотонов за счет столкновительного возбуждения) составляет $\epsilon = t_{\perp} / t_{\text{ст}} \ll 1$. Что касается высших гармоник, то их влияние на поперечное распределение электронов пренебрежимо мало. Они взаимодействуют с плазмой посредством процессов истинного поглощения и испускания при заданной температуре $T_{\perp}$.

Перенос циклотронного излучения в однородном слое “бесстолкновительной” плазмы с сильным рассеянием на гирочастоте можно наглядно представить как случайные блуждания фотонов. Пройдя расстояние, для которого $\tau \approx 1$, фотон первой гармоники рассеивается и начинает двигаться в другом направлении. Испытав примерно ϵ^{-1} рассеяний, он гибнет в результате истинного поглощения. Расстояние, пройденное фотоном во время случайных блужданий, зависит от числа шагов n как $\sqrt{n}$. Поэтому величина $\tau_{\text{терм}} \approx 1 / \sqrt{\epsilon}$ соответствует оптической толщине, на которой происходит “термализация” излучения — истинное поглощение фотонов с передачей их энергии в тепловое движение плазмы и обратный процесс теплового излучения. Если рассеивающий слой оптически тонкий $\tau \ll 1$, то его влияние на излучение пренебрежимо мало. Если $1 \leq \tau \leq \tau_{\text{терм}}$, то термализацию можно не учитывать. Проходя через такой слой, излучение ослабляется за счет рассеяния примерно в τ раз. Наконец, если $\tau \gg \tau_{\text{терм}}$, то все падающее излучение поглощается плазмой, а интенсивность выходящего излучения $\sqrt{\epsilon} B_{\omega}(T)$ зависит только от параметров самой плазмы.

Излучение на высших гармониках и в той моде первой гармоники, которая слабо взаимодействует с плазмой, переносится так же, как в столкновительной плазме с температурой $T_{\perp}$.

Бесстолкновительная плазма в намагниченном вакууме отличается от рассмотренных случаев тем, что излучение в обеих модах на первой гармонике существенно влияет на поперечную температуру электронов. Это приводит к своеобразному эффекту конверсии мод, когда, например, поглощение обыкновенного излучения сопровождается испусканием необыкновенного, так что при рассеянии энергия передается от одной нормальной волны к другой.

Проведенный выше качественный анализ позволит понять особенности действия циклотронного механизма излучения в различных астрофизических объектах, к рассмотрению которых мы сейчас и переходим. Более подробно о теории взаимодействия излучения с плазмой и о ее конкретных приложениях в астрофизике см. [1].

ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

Астрофизические аспекты циклотронного механизма стали обсуждаться (если не говорить о еще более ранних попытках) в начале 60-х годов в связи с обнаружением дециметрового радиоизлучения Юпитера, а также с целью объяснить происхождение спорадического радиоизлучения Солнца. Первая гипотеза нуждалась в магнитных полях около тысячи гаусс. В те годы величина магнитного поля Юпитера была неизвестна. Позднее прямыми измерениями было установлено, что магнитное поле Юпитера составляет лишь десятки гаусс. Это обстоятельство сделало нереальным предположение о циклотронном механизме дециметрового излучения Юпитера. Вполне возможно, однако, что более низкочастотное (декаметровое) радиоизлучение Юпитера в конечном счете обусловлено циклотронным механизмом, однако детальная картина процессов генерации декаметрового радиоизлучения остается неясной. Активные исследования в этом направлении продолжают до сих пор.

Первое успешное применение в астрофизике циклотронный механизм нашел в теории медленно меняющейся компоненты (s -компоненты) солнечного радиоизлучения [2]. Эта компонента излучается из активных областей нижней короны и хромосферы, связанных с солнечными пятнами¹. Согласно теории, микроволновое излучение с длиной волны $\lambda \approx 1\text{--}30$ см представляет собой циклотронное излучение на низших гармониках гирочастоты. Оно возникает в неоднородном магнитном поле над солнечными пятнами в так называемых гирорезонансных слоях², где $\omega = 2\pi c/\lambda \approx \omega_B/s$. Слои, соответствующие большим гармоникам при фиксированной частоте ω , лежат выше, в области более слабого магнитного поля (рис. 1). С увеличе-

¹ Напомним, что атмосферу Солнца условно можно разделить на фотосферу с температурой $T_{\text{фот}} \approx 6000$ К, от которой к нам приходит оптическое излучение в непрерывном спектре, на хромосферу, расположенную на несколько тысяч километров выше фотосферы, где формируется линейчатый спектр Солнца, и, наконец, корону – самую разреженную и горячую часть солнечной атмосферы. Температура короны составляет около миллиона кельвин. Повышение температуры плазмы от хромосферных до корональных значений происходит в относительно узком переходном слое. Солнечная плазма пронизана магнитными полями. Иногда на фоне яркого солнечного диска наблюдаются темные пятна – участки фотосферы, где из глубины Солнца наружу выходят сильные магнитные поля. Магнитное поле отдельного пятна напоминает поле вблизи конца стержневого магнита, если считать, что он находится под поверхностью Солнца и край его располагается на уровне фотосферы.

² О понятии гирорезонансного слоя см. подробнее [1, 2]. Там же приведен краткий вывод формулы для размера гирорезонансного слоя $l_s \approx \beta_s L_B$ много меньше масштаба неоднородности магнитного поля L_B .

нием частоты вся система гирорезонансных слоев перемещается вниз, к солнечной фотосфере, где магнитное поле сильнее.

Плазма в активной области над пятном “плотная” и “столкновительная”. Поглощение циклотронного излучения при прохождении сквозь гирорезонансный слой характеризуется оптической толщиной τ_s . В конкретных условиях солнечной короны и хромосферы $\tau_s \gg 1$ для $s = 1, 2, 3$ на необыкновенных волнах и $s = 1, 2$ на обыкновенных волнах [1, 2]. Напротив, слои с большими s , как правило, прозрачны для радиоволн ($\tau_s \ll 1$). Слабо поглощая и излучая, они не дают заметного вклада в наблюдаемое радиоизлучение.

Модель оптически толстых гирорезонансных слоев над солнечными пятнами лежит в основе теории, дающей единое объяснение спектра, поляризации и распределения радиояркости по источнику s -компоненты. Такие слои полностью поглощают все радиоизлучение, которое подходит к ним снизу, со стороны Солнца, и испускают равновесное излучение с температурой, равной кинетической температуре плазмы в гирорезонансном слое. Его спектральная интенсивность (в области частот $\hbar\omega \ll kT$) определяется законом Рэлея–Джинса

$$I_\omega \approx B_\omega(T) \approx \frac{\omega^2 kT}{8\pi^3 c^2}.$$

На низких частотах $\omega < \omega_{\text{max}}$, для которых эффективно излучающие слои $s = 2, 3$ находятся в горячей короне с температурой $T \approx 10^6$ К, интенсивность $I_\omega \approx B_\omega(T) \propto \omega^2$ и убывает по мере уменьшения частоты. В интервале $\omega > \omega_{\text{max}}$ гирорезонансные слои опускаются в хромосферу. Этот переход сопровождается резким уменьшением кинетической температуры T в излучающих слоях. Соответственно убывает и величина $I_\omega \approx B_\omega(T) \propto \omega^2 T$ несмотря на рост ω^2 . В результате частотный

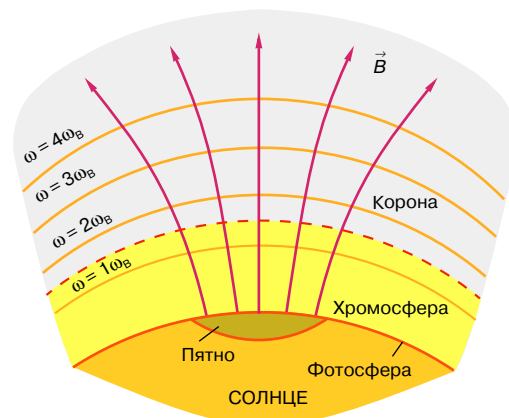


Рис. 1. Расположение гирорезонансных слоев в активной области на Солнце

спектр циклотронного излучения над пятном $I_{\omega}(\omega)$ имеет максимум на частоте $\omega_{\max}$ (разной для разных типов волн). Именно на этой частоте эффективно излучающие слои $s = 2$ (для обыкновенной волны) и $s = 3$ (для необыкновенной волны) пересекают “границу” между фотосферой и короной. Излучение из нижележащих гирорезонансных слоев сильно поглощается в указанных слоях $s = 2, 3$ и не может наблюдаться на Земле. Заметим, что по величине $\omega_{\max}$ в спектре наблюдаемого излучения локальных источников на Солнце можно судить о величине магнитного поля на “границе” между короной и хромосферой.

Что касается поляризации циклотронного излучения, то она появляется в диапазоне $\omega > \omega_{\max}$ и отсутствует на частотах $\omega < \omega_{\max}$. Дело в том, что на низких частотах слои $s = 2$ и $s = 3$, ответственные за излучение обыкновенных и необыкновенных волн, наблюдаемых с Земли, располагаются высоко, в короне с более или менее однородным распределением температуры. Поэтому интенсивность излучения из обоих слоев одинакова, то есть излучение неполяризовано. Напротив, на высоких частотах гирорезонансные слои $s = 2$ и 3 опускаются вниз, в переходную область между хромосферой и короной, где температура резко меняется с высотой. Разность температур в слоях $s = 2$ и $s = 3$ приводит к сравнительно сильной поляризации циклотронного излучения с преобладанием необыкновенной компоненты, которая испускается из более высоко расположенного слоя $s = 3$, где температура плазмы больше.

Указанный характер частотного спектра и поляризации s -компоненты хорошо подтверждается многочисленными наблюдениями. Развитая теория позволила предсказать такие тонкие эффекты, как обнаруженное впоследствии уменьшение интенсивности излучения в середине солнечного пятна. Вскоре после разработки теории циклотронного излучения s -компоненты было указано на сравнительно высокие значения магнитных полей на границе между хромосферой и короной, полученные по величине $\omega_{\max}$ в наблюдаемых спектрах s -компоненты. Отсюда был сделан вывод о прогреве хромосферы над солнечными пятнами и о соответствующем опускании вниз указанной границы. В настоящее время теория циклотронного излучения широко используется для получения информации о распределении температуры и магнитных полей в активных областях солнечной короны и верхней хромосферы по данным наблюдений локальных источников. Такие наблюдения ведутся, например, в России на телескопе РТАН-600 и в США на антенной системе VLA. Сопоставление теории с результатами наблюдений облегчается благодаря детальным расчетам характеристик циклотронного и тормозного излучения для различных моделей активных областей над пятнами и флоккулами.

Теория теплового циклотронного излучения, развитая в применении к Солнцу, используется (без существенных изменений) и для объяснения радиоизлучения вспыхивающих звезд типа UV Кита в период отсутствия вспышек. Это излучение по аналогии с s -компонентой на Солнце объясняется как циклотронное излучение электронов в магнитном поле звездных пятен.

ПОЛОСЫ ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАХ МАГНИТНЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

По величине магнитного поля (до 10^7 – 10^9 Гс) магнитные белые карлики занимают промежуточное положение между магнитными Ар-звездами (с полями 10^3 – 10^4 Гс) и нейтронными звездами. В таких полях циклотронные частоты лежат в ИК-, оптическом или даже УФ-диапазонах. Неудивительно поэтому, что обнаруженные в спектрах некоторых магнитных белых карликов сильные линии и полосы поглощения (рис. 2) [3, 4] сразу же были связаны с циклотронными эффектами. К тому же у звезд типа магнитных белых карликов было открыто рентгеновское излучение, что указывает на присутствие в окрестности этих звезд горячей плазмы с температурой T до 10^6 – 10^7 К (как у большинства известных звездных корон и солнечной короны).

Благодаря большой силе тяжести на поверхности белого карлика (с массой порядка массы Солнца и радиусом, сравнимым с радиусом Земли) корональная плазма прижата к звезде, окружая ее тонким слоем высотой не более нескольких десятков километров. Если электронная концентрация N в этом слое превышает 10^{14} – 10^{15} см $^{-3}$, то свойства плазмы на белых карликах, обладающих магнитными полями 10^7 – 10^8 Гс, ничем не отличаются от плазмы в солнечной короне и коронах Ар-звезд. Процессы циклотронного излучения и поглощения анализируются в этих условиях достаточно просто, поскольку благодаря частым столкновениям между частицами распределение излучающих электронов сохраняется изотропным максвелловским. В спектрах звезд на гармониках, для которых плазма оптически толстая, возникают полосы в излучении, где интенсивность поднимается от фотосферной $I_{\omega}^{\text{фот}} \approx B_{\omega}(T_{\text{фот}})$ с температурой $T_{\text{фот}} \approx (2-5) \cdot 10^4$ К до уровня теплового излучения короны $B_{\omega}(T)$ с температурой $T \gg T_{\text{фот}}$. Ширина полос определяется неоднородностью магнитного поля по поверхности звезды. Если, например, магнитное поле звезды совпадает с полем магнитного диполя, расположенного в ее центре, то индукция магнитного поля уменьшается вдвое от магнитного полюса к экватору звезды.

Ситуация становится совсем иной, если корона магнитного белого карлика более разрежена ($N < 10^{14}$ – 10^{15} см $^{-3}$) и в ней реализуется бесстолкно-

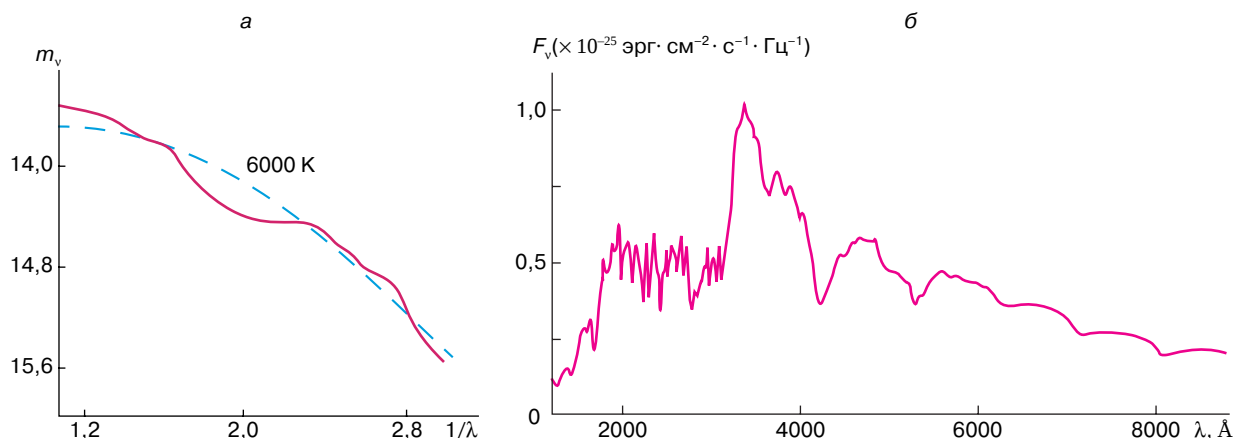


Рис. 2. Спектры оптического излучения магнитных белых карликов [3, 4]: G240-72 (а); GD229 (б)

тельный предел. Сильное циклотронное рассеяние в этом случае приводит к резкой анизотропии температур: поперечная по отношению к магнитному полю температура $T_{\perp}$ может стать много меньше “продольной” температуры $T_{\parallel}$ и опуститься даже ниже температуры фотосферы. Такой случай реализуется, если собственное излучение корональной плазмы достаточно мало. Присутствие “холодной” по поперечным скоростям плазмы, окружающей белый карлик, объясняет появление в спектре непрерывного излучения его фотосферы провалов, соответствующих циклотронным линиям в поглощении. Поскольку магнитное поле неоднородно по поверхности звезды, эти линии размазываются в довольно широкие полосы. Если же оптическая толщина короны достаточно велика, циклотронное излучение “бесстолкновительной” короны может наблюдаться и в виде избытка над уровнем интенсивности фотосферы. Так, например, циклотронное излучение горячей корональной плазмы вокруг магнитного белого карлика GR290 с $B \approx 2,5 \cdot 10^7$ Гс и $T_{\text{фот}} \approx 5,7 \cdot 10^3$ К должно проявляться в виде эмиссионной полосы в ИК-диапазоне, куда попадает гиро-частота, уже при плотностях плазмы $N \geq 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Рентгеновское излучение столь разреженной короны лежит далеко за пределами порога чувствительности существующих (и даже строящихся) рентгеновских телескопов. Таким образом, циклотронное излучение оказывается уникальным по эффективности индикатором плазмы на магнитных белых карликах.

Помимо сравнительно тонких корон, структура которых определяется силами тяжести и газокINETического давления, на горячих магнитных белых карликах могут формироваться протяженные (с размером порядка радиуса звезды) плазменные оболочки, поддерживаемые силой давления излучения фотосферы на циклотронной частоте. Такие объекты называются радиационными дисками (см. [1]). Исследования показали, что в случае, ко-

торый реализуется на дисках, гирорезонансный слой на первой гармонике пропускает примерно половину излучения в необыкновенной моде, эффективно взаимодействующей с плазмой, в то время как обыкновенная компонента беспрепятственно проходит плазменный слой. В результате в спектре диска формируется полоса в поглощении на уровне около 75% от интенсивности излучения фотосферы. Возможно, именно так возникают полосы депрессии в УФ-спектрах белых карликов с сильным магнитным полем GD229, PG1031 + 234 и GrW + 70° 8247 — кандидатов в радиационные диски.

Более детальные заключения о плотности плазмы вокруг магнитных белых карликов и о характере ее распределения по поверхности звезды можно получить путем сопоставления наблюдаемых инфракрасных, оптических и ультрафиолетовых спектров с результатами строгих расчетов на основе развитой теории взаимодействия излучения с плазмой в сильных магнитных полях. Такие расчеты ведутся в настоящее время. Успеха в этом направлении можно достичь совершенствуя как методы расчета циклотронных спектров, так и модели атмосфер магнитных белых карликов.

ЦИКЛОТРОННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ И ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Стало общепринятым представление о том, что рентгеновские пульсары связаны с нейтронными звездами. Аргументом в пользу такой связи для рентгеновских пульсаров служат малый период следования импульсов излучения и исключительно высокие значения магнитного поля B в источнике, характерные для нейтронных звезд. Конкретные значения $B \approx 4 \cdot 10^{12}$ и $2 \cdot 10^{12}$ Гс были определены по частотам циклотронных линий рентгеновских пульсаров Her X-1 и 4U0115-69 [5, 6]. Один из

примеров таких спектров представлен на рис. 3. Гипотеза о наличии циклотронных особенностей в спектрах рентгеновских пульсаров была выдвинута Ю.Н. Гнединым и Р.А. Сюняевым [7] еще до обнаружения таких линий в излучении рентгеновских источников.

Нейтронные звезды — рентгеновские пульсары входят в состав двойных систем. Вторая компонента такой системы служит источником вещества, поступающего на поверхность нейтронной звезды. Сильное магнитное поле направляет поток вещества на магнитные полюсы. Там образуются горячие полярные пятна, состоящие из плазмы, разогретой до температуры $T \approx 10^8$ К. Она и служит источником рентгеновского излучения, которое при наблюдении из Солнечной системы приобретает пульсирующий характер вследствие вращения нейтронной звезды.

Если короны обычных звезд и белых карликов заполнены классической плазмой, то на нейтронных звездах благодаря исключительно высоким значениям магнитных полей плазма может стать

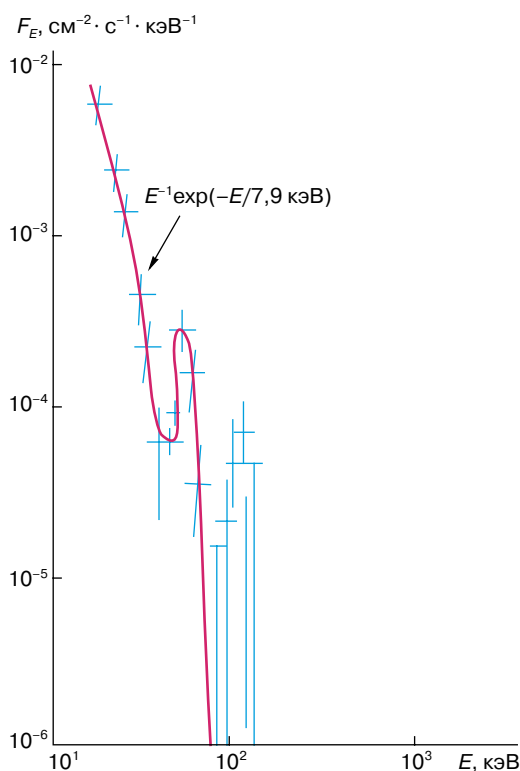


Рис. 3. Спектр рентгеновского пульсара Her X-1 [5]. Красная кривая представляет собой аппроксимацию экспериментальных данных, показанных синими крестами. Размеры крестов указывают погрешности измерений: горизонтальный — энергии фотонов, вертикальный — спектрального потока излучения. В высокочастотной части спектра, где наблюдения устанавливают лишь верхний предел рентгеновского потока, принятая аппроксимация не претендует на особую точность

“квантованной”: в такой плазме $\hbar\omega_B > kT_\perp$, а сам вакуум приобретает отчетливо выраженный поляризованный и намагниченный характер. Следует также отметить, что в горячей плазме на нейтронных звездах вследствие весьма редких столкновений между частицами переходы электронов с одного уровня Ландау на другой имеют в основном радиационный характер. При этом поглощение кванта $\hbar\omega \approx \hbar\omega_B$ электроном (с переходом на более высокий уровень энергии) сопровождается обратным переходом в прежнее состояние, как правило, с излучением кванта $\hbar\omega$, но уже в другом направлении. В целом эти два радиационных перехода можно трактовать как циклотронное рассеяние в линии $\omega \approx \omega_B$. Вдали от гирочастоты рассеяние становится нерезонансным (томсоновским).

Предположение о ключевой роли рассеяния в формировании спектров рентгеновских пульсаров легло в основу модели изотермического горячего пятна, объясняющей появление циклотронных линий. В этом случае концентрация плазмы меняется по барометрическому закону $N \propto \exp(-h/h_0)$ с приведенной высотой $h_0 \approx 10^2$ см (для $T \approx 10^8$ К). Как показывает анализ, интенсивность циклотронного излучения из такой атмосферы

$$I_\omega \approx M_B^{1/3} B_\omega(T)$$

(где параметр $M_B = \varepsilon/\tau \ll 1$), то есть она мала по сравнению с равновесной интенсивностью $B_\omega(T)$. На частотах вдали от гирочастоты ω_B рассеяние излучения перестает быть резонансным и его эффективность сильно уменьшается. При этом величина соответствующего параметра M_T , который определяется относительной ролью тормозного поглощения (за счет столкновений между частицами) по сравнению с нерезонансным рассеянием, резко возрастает ($M_B \ll M_T \ll 1$). Поэтому в выходящем излучении на фоне непрерывного спектра, уже ослабленного вследствие томсоновского рассеяния, возникает циклотронная линия в поглощении. Отметим, что величина температуры плазмы $T \approx 10^8$ К в рассматриваемой модели рентгеновского пульсара выбирается так, чтобы форма теоретического спектра излучения в континууме соответствовала наблюдаемому.

Теперь о космических гамма-всплесках. Это загадочное явление подробно обсуждалось в статье [8]. Важнейшими вопросами в понимании природы всплесков являются тип их источника и расстояние до него. Во второй половине 80-х годов детекторами гамма-всплесков на японском спутнике “Гинга” были зарегистрированы три случая, когда в спектрах всплесков наблюдались две линии в поглощении на кратных частотах. Они сразу же были интерпретированы как циклотронные линии на первой и второй гармониках гирочастоты в магнитном поле $B \approx 2 \cdot 10^{12}$ Гс. Такое объяснение связывало источники всплесков с магнитными нейтронными звездами.

Важно отметить, что уровень излучения на второй и более высоких гармониках зависит от интенсивности излучения на гирочастоте. Это дает возможность рассчитать абсолютное значение уровня излучения в источнике. Сравнивая его с наблюдаемым, можно определить расстояние до источника. Согласно нашим расчетам, источники всплесков, зарегистрированные спутником “Гинга”, должны располагаться в диске нашей Галактики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

История исследований циклотронного механизма излучения, введенного в астрофизику более 30 лет назад, наглядно демонстрирует ту важную роль, которую он играет в космических объектах с сильным магнитным полем. Изучение циклотронных процессов на Солнце позволило разработать теорию микроволнового излучения локальных источников, которая широко применяется для объяснения радиоастрономических наблюдений и получения сведений о температуре и магнитных полях в активных областях солнечной короны и хромосферы, а также указать на реальную возможность регистрации циклотронных линий в спектре солнечного радиоизлучения (этот вопрос выходит за рамки статьи). В последние годы предложено объяснение циклотронных линий и полос, обнаруженных в оптических спектрах магнитных белых карликов, основанное на анализе взаимодействия излучения с горячей плазмой на этих звездах. В процессе такого анализа была развита теория их корон, состоящих из “бесстолкновительной” плазмы с резкой анизотропией температур. В рамках простых моделей излучающей области были установлены также причины формирования циклотронных линий в спектре рентгеновских пульсаров и линий на кратных частотах в спектре космических гамма-всплесков (если последние генерируются на нейтронных звездах). Вместе с тем астрофизические приложения циклотронного механизма стимулировали развитие теории циклотронного излучения, поглощения и рассеяния, справедливой в весьма разнообразных условиях. Они также привели к обнаружению и исследованию новых электромагнитных неустойчи-

востей в плазме, которые широко используются в солнечной радиоастрономии, но тоже остались за рамками настоящей статьи. В целом исследования циклотронного механизма привели к пониманию наблюдаемых характеристик частотных спектров излучения широкого класса объектов, начиная с классической плазмы солнечной короны и кончая электрон-позитронной плазмой в намагниченном вакууме на нейтронных звездах. Они открыли также реальные перспективы для дальнейшего исследования астрономических объектов по их циклотронному излучению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Железняков В.В. Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К, 1997.
2. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
3. Liebert J. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1981. Vol. 93. P. 105.
4. Schmidt G.D., Latter W.B., Foltz C.B. // Astrophys. J. 1990. Vol. 350. P. 758.
5. Trumper J. et al. // Ann. N.Y. Acad. Sci. 1976. Vol. 302. P. 538.
6. Wheaton W.A. et al. // Nature. 1979. Vol. 282. P. 240.
7. Gnedin Yu.N., Sunyaev R.A. // Astron. Astrophys. 1974. Vol. 36. P. 379.
8. Железняков В.В. Проблемы современной астрофизики // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 6. С. 83–91.

* * *

Владимир Васильевич Железняков, доктор физико-математических наук, профессор Нижегородского государственного университета, зав. отделом астрофизики и физики космической плазмы Института прикладной физики РАН, действительный член РАН. Автор трех монографий и более 130 научных работ в области астрофизики, теоретической радиоастрономии, физики плазмы и теории распространения электромагнитных волн, а также квантовой радиофизики и оптики жидких кристаллов.