

ОБНАРУЖЕНИЕ ЦИКЛОТРОННОЙ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ И ЕЕ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

В. М. Богод¹, В. И. Гараимов¹, В. В. Железняков², Е. Я. Злотник²

Астрономический журнал. 2000. Т. 77, № 4. С. 313–320

Приведены данные наблюдений активной области AR 7962 10–12 мая 1996 г. в диапазоне $2 \div 32$ см на радиотелескопе РАТАН-600. На фоне гладкого частотного спектра локального источника, связанного с пятнами, измерения с высоким разрешением по частоте выделили узкополосную деталь на волне около 8,5 см. Это узкополосное излучение отождествлено с ярким точечным источником высокочастотного излучения на волне 1,7 см, зарегистрированным на картах радиотелескопа в Нобейма. Характеристики наблюдаемой линии (время жизни 3 дня, яркостная температура порядка нескольких миллионов кельвин, относительная ширина около 10 %) допускают ее объяснение как теплового циклотронного излучения из компактного источника, содержащего плотную горячую плазму, на третьей гармонике электронной гирочастоты, а соответствующее высокочастотное излучение может быть обязано своим происхождением тепловому тормозному механизму. Анализ данных РАТАН-600 и Нобейма позволяет провести диагностику магнитного поля, кинетической температуры и электронной концентрации в источнике излучения в короне.

1. ВВЕДЕНИЕ

Существование узкополосных деталей в спектре микроволнового излучения солнечных активных областей, связанных с циклотронным механизмом генерации, было предсказано в работах [1, 2] и ожидалось довольно давно. Теоретический анализ указал на возможность регистрации отдельных циклотронных линий на гармониках электронной гирочастоты. Формирование циклотронных особенностей может происходить в источниках с различными типами распределений кинетической температуры и магнитного поля в короне: в нейтральных токовых слоях, в областях, где магнитное поле вдоль луча зрения в некоторой точке достигает максимума, в силовой трубке магнитного поля, заполненной «горячими» электронами, а также в горячих рентгеновских ядрах, ответственных за так называемые элементарные вспышечные всплески [3]. Частотный спектр и поляризация излучения специфичны для каждого типа распределений; это позволяет вести диагностику центра активности по виду тонкой структуры спектра.

Однако наблюдения циклотронных линий сталкиваются со значительными трудностями: для обнаружения циклотронных особенностей и исследования областей их формирования необходимы антенны высокой направленности и спектрографическая аппаратура с высоким частотным разрешением. Первое сообщение о возможности регистрации на VLA циклотронной линии было сделано Уилсоном [4]. Некоторые косвенные указания на присутствие циклотронной линии в спектре активной области были получены в работе Шмала и др. [5]. О регистрации циклотронной линии в диапазоне 18 см с помощью 10-канального радиоспектрографа, установленного

на VLA, было объявлено Уилсоном [6] и затем в работе [7]. Интерпретация этой линии как циклотронного излучения из горячей корональной петли, а также диагностика магнитных полей и других параметров корональной плазмы по наблюдаемым характеристикам линии были проведены Железняковым и Злотник [8, 9].

Для обнаружения и исследования на РАТАН-600 тонкой структуры частотного спектра микроволновых источников солнечного излучения и восстановления физических условий в корональной плазме в САО РАН был разработан и введен в действие панорамный анализатор спектра, имеющий частотное разрешение до 5 %. С его помощью в мае 1996 г. была зарегистрирована узкополосная деталь в виде линии на волне 8,5 см. Краткое описание результатов наблюдений и предварительная интерпретация даны в докладе [10]. В настоящей работе проведен более подробный анализ наблюдений и модели источника излучения с тонкой структурой типа линии.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Спектрально-поляризационные наблюдения активной области AR 7962 проводились 10–20 мая 1996 г. на РАТАН-600 с использованием южного сектора главного зеркала, перископического зеркала и несимметричного параболического цилиндра в центре системы [11]; в фокусе последнего располагался приемный комплекс с совмещенным облучателем [12], перекрывающий диапазон от 2 см до 32 см. Диаграмма направленности радиотелескопа определяется размерами перископа и равна:

$$\begin{aligned}\theta_{\text{горизонт. (сек. дуги)}} &= 0,85\lambda \text{ [мм]}, \\ \theta_{\text{вертик. (мин. дуги)}} &= 0,75\lambda \text{ [мм]}.\end{aligned}\quad (1)$$

При измерениях использовался Панорамный анализатор спектра [13, 14], и запись производилась в следующих поддиапазонах: $18 \div 12$; $12 \div 8$; $8 \div 5,5$; $5,5 \div 3,5$; $3,5 \div 2,5$; $2,5 \div 1,5$; $1,2 \div 0,9$ ГГц. Каждый из указанных поддиапазонов был разделен 8 фильтрами с частотным разрешением до 5 %.

Наблюдавшийся микроволновый источник был связан со сложной группой солнечных пятен AR 7962, расположенной 11–12 мая 1996 г. примерно в центре диска. Согласно данным наблюдений обсерватории Маунт Вилсон, группа состояла из крупной биполярной части с размерами пятен $\sim 3'$ и меньшей биполярной западной части с размерами $\sim 1'$. В восточной части AR 7962 были вкрапления южной полярности магнитного поля в северную.

Источник микроволнового излучения из этой активной области, зарегистрированный РАТАН-600, имел ярко выраженную «биполярную» структуру, состоящую из двух поляризованных по кругу компонент. Знак поляризации по отношению к магнитному полю на уровне фотосферы соответствует необыкновенной волне. Одной из отличительных особенностей этого источника было наличие узкополосной детали типа линии, наложенной на характерный гладкий спектр радиоизлучения ак-

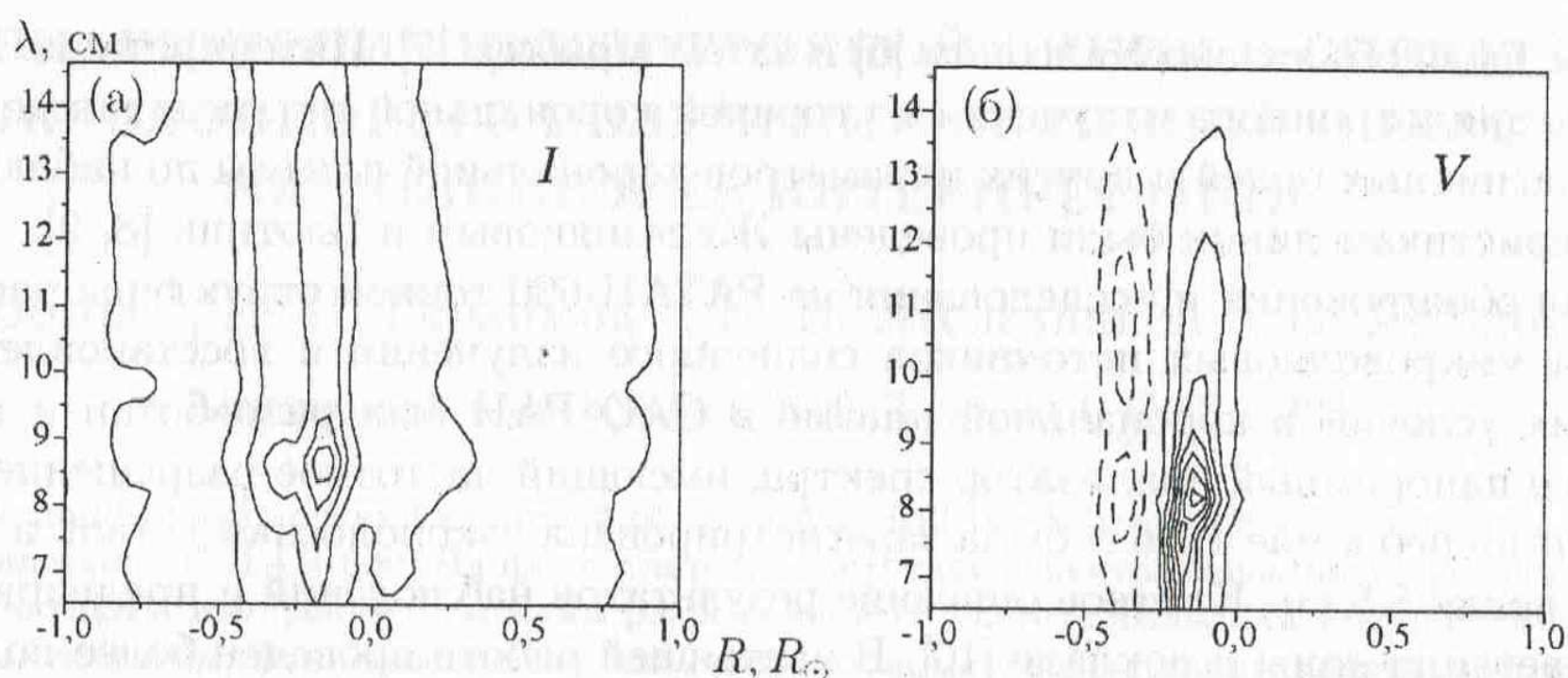


Рис. 1. Многочастотный одномерный скан источника AR 7962, записанный РАТАН-600 12 мая 1996 г. (линии равной интенсивности на плоскости «расстояние R от плоскости центрального меридиана — длина волны λ »): *a* — параметр Стокса I ; *б* — параметр Стокса V

тивной области. Многочастотный одномерный скан источника, приведенный на рис. 1, *a*, демонстрирует сгущение линий равной интенсивности I вблизи волны 8,5 см. Записи параметра Стокса V (рис. 1, *б*) показывают, что наблюдаемая особенность присутствовала только в западной компоненте биполярного источника.

Тонкая структура типа линии отчетливо видна на рис. 2, где приведены частотные зависимости полного потока излучения всей группы (рис. 2, *a*), а также потоков двух противоположно поляризованных компонент группы (рис. 2, *б*). Интенсивность интегрального потока в линии превышает фон примерно на 50 %; относительная ширина линии составляет 10÷20 %.

Сравнение данных наблюдений РАТАН-600 с радиокартами Нобеяма на волне 1,7 см в период 11–12 мая 1996 г. (рис. 2, *в*) обнаруживает совпадение источника линии с высокочастотным ярким источником малых размеров. Яркостная температура этого источника с размерами около $10''$ составляет примерно 20 000 К на протяжении двух указанных дней. Связь этого источника с источником линии на 8,5 см подтверждается также наблюдениями в течение последующих дней 13–14 мая (рис. 2): линия исчезла в спектрах РАТАН-600 (и сам спектр изменил свою форму), а точечный источник Нобеяма трансформировался в протяженную диффузную область, яркость которой значительно ниже, чем 11–12 мая. Все это указывает на то, что в исследуемой активной области присутствовал компактный источник, который, вероятно, содержал плотную горячую плазму и обеспечивал наблюдаемые свойства микроволнового источника.

Сопоставление данных измерений в радиодиапазоне с картой магнитных полей показало, что по координатам яркий источник РАТАН-600 и Нобеяма совпадает с линией раздела магнитных полярностей магнитного поля. Анализ солнечных изображений в мягком рентгеновском диапазоне, полученных с помощью Yohkoh, показал, что область AR 7962 содержала богатую петельную структуру в течение всего периода наблюдений 10–20 мая 1996 г. Однако, нам не удалось отождествить наблю-

соответствующей третьей гармонике гирочастоты ($s = 3$). Это ограничение налагается широко известными свойствами гирорезонансных слоев в типичных условиях корональной плазмы: гармоники с номерами $s \geq 4$ являются оптически тонкими, а слои $s = 2, 3$ — оптически толстыми при изменении параметров короны в разумных пределах. Следовательно, если бы наблюдаемая линия была обусловлена второй гармоникой в горячем источнике, ее излучение поглотилось бы в слое $s = 3$, расположенном в более слабом магнитном поле выше в основной короне. Далее, если бы горячий источник содержал магнитное поле, соответствующее гармонике $s = 4$ на волне 8,5 см, то было бы невозможно объяснить отсутствие в наблюдаемом спектре излучения типа линии на волне 11,3 см, соответствующей третьей гармонике гирочастоты, так как оптическая толщина слоя $s = 3$ значительно превышает оптическую толщину слоя $s = 4$; поэтому, если бы горячий источник давал заметное излучение на четвертой гармонике, в спектре обязательно должна была бы присутствовать линия $s = 3$ на волне 11,3 см. Таким образом, наблюдаемое излучение в линии обусловлено третьей гармоникой гирочастоты, и мы можем найти магнитное поле в источнике:

$$B = \frac{2\pi mc^2}{3e\lambda} \sim 400 \text{ Гс.} \quad (2)$$

Согласно «Solar Geophysical Data», в рассматриваемой группе пятен магнитное поле на уровне фотосферы составляло $B_{\text{ф}} \simeq 2000$ Гс и размер основного пятна $d \sim 10^9$ см. Если предположить, что магнитное поле приближенно описывается полем вертикального диполя, погруженного под фотосферу на глубину, равную радиусу пятна, то из (2) можно оценить высоту, на которой мог располагаться компактный источник: $h \sim 8 \cdot 10^8$ см. Наблюдаемая ширина линии определяется неоднородностью магнитного поля вдоль луча зрения. В том же приближении геометрическую толщину источника можно оценить следующим образом:

$$\frac{\Delta h}{h + d} = \frac{1}{3} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \simeq 0,07 \quad (3)$$

или $\Delta h \sim 10^8$ см, что согласуется с известными данными о толщине корональных петель. Отметим, что это значение превышает геометрическую толщину гирорезонансного слоя $L_3 \simeq 2\sigma 2\beta_T \cos \alpha L_B \sim 3 \cdot 10^7$ см (при $T \sim 10^7$ К и $L_B \sim 10^9$ см), что подтверждает незначительную роль эффекта Доплера в формировании профиля линии.

Чтобы оценить оптическую толщину гирорезонансного слоя в источнике линии, необходимо знать угол α между магнитным полем и лучом зрения. Следует отметить, что слабая поляризация наблюдаемого радиоизлучения требует достаточно больших значений оптических толщин τ_{3o} и τ_{3x} слоя $s = 3$ как для обыкновенной, так и для необыкновенной волн. Это налагает некоторые ограничения на угол α : волны должны распространяться под достаточно большим углом к магнитному полю, в противном случае слой $s = 3$ может оказаться прозрачным для обыкновенной

моды, что приведет к заметной поляризации излучения. Однако в горячем источнике при принятых выше параметрах условие $\tau_{3o,x} > 1$ легко удовлетворяется в широком интервале углов α . Ниже для оценок принято значение $\alpha \sim 45^\circ$.

Следующий шаг нашего качественного моделирования состоит в нахождении электронной концентрации и размера источника. В горячей плазме (при температуре $T \sim 10^7$ К) условие $\tau_{3o,x} > 1$ удовлетворяется даже при обычных корональных концентрациях N_e и типичных масштабах изменения магнитного поля L_B . Ограничение на концентрацию сверху обусловлено отсутствием в наблюдаемом спектре четвертой гармоники (на волне 6,4 см). Ограничение снизу налагается необходимостью обеспечить достаточно высокий уровень тормозного излучения на волне 1,7 см.

Мы начнем с наблюдаемого размера источника Нобеяма $l \simeq 7 \cdot 10^8$ см (что соответствует угловому размеру $10''$) и найдем электронную концентрацию, обеспечивающую наблюдаемую яркость на 1,7 см. В предположении сферически-симметричного источника его размер вдоль луча зрения равен наблюдаемому поперечному размеру, т. е. составляет $l \sim 7 \cdot 10^8$ см. Оптическую толщину излучающего слоя можно оценить по известным формулам для тормозного излучения (см., например, [15–17]):

$$\tau_b \sim 10^{-4} \frac{N_e^2 \lambda^2 l}{T^{3/2}}. \quad (4)$$

Здесь и во всех ниже следующих формулах величина N_e выражена в единицах 10^9 см^{-3} , T – в единицах 10^6 К, l – в единицах 10^8 см, λ – в см. При температуре $T \sim 10^7$ К из измеренных значений яркостной температуры на волне 1,7 см получаем требуемую величину оптической толщины:

$$\tau_b \simeq 2 \cdot 10^{-3}. \quad (5)$$

Предполагая размер вдоль луча зрения равным наблюдаемому $l \sim 7 \cdot 10^8$ см, получим, что равенство (5) выполняется при электронной концентрации $N_e \sim 6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Оптическая толщина третьей гармоники при температуре $T \sim 10^7$ К, электронной концентрации $N_e \sim 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и характерном масштабе магнитного поля $L_B \sim 10^9$ см достаточно велика. В самом деле, используя известные соотношения для оптической толщины гирорезонансного слоя в квазипродольном приближении [15–16]:

$$\tau_{3o,x} \simeq 0,04 N_e T^2 \lambda L_B \frac{\sin^4 \alpha}{\cos \alpha} (1 \mp \cos \alpha)^2, \quad (6)$$

мы получим $\tau_{3o} \sim 60$ и $\tau_{3e} \sim 2 \cdot 10^3$ при $\alpha = 45^\circ$ для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно. Однако излучение на гармонике $s = 4$ в таком источнике не является пренебрежимо малым, именно, согласно соотношению

$$\tau_{4o,x} \simeq 0,7 \cdot 10^{-4} N_e T^3 \lambda L_B \frac{\sin^6 \alpha}{\cos \alpha} (1 \mp \cos \alpha)^2, \quad (7)$$

оптические толщины необыкновенной и обыкновенной волн составляют соответственно $\tau_{4e} \sim 8$ и $\tau_{4o} \sim 0,3$. Это означает, что спектр микроволнового излучения источника с выбранными параметрами должен содержать поляризованную линию на волне 6,4 см, что противоречит наблюдениям. Следовательно, параметры компактного источника должны быть изменены так, чтобы подавить излучение на четвертой гармонике.

Однако, мы не можем менять их произвольно: кинетическая температура не может быть ниже наблюдаемой яркостной температуры, и электронная концентрация также не может быть значительно уменьшена (иначе не могут быть объяснены данные Нобеяма). Оптическую толщину $\tau_{4o,x}$ (7) можно уменьшить с помощью двух свободных параметров – масштаба изменения магнитного поля L_B и угла α . Действительно, при оценках выше мы полагали, что магнитное поле в корональной петле и рассматриваемом компактном источнике не отличается от дипольного магнитного поля в окружающей атмосфере над пятном. Такое представление пригодно для первоначальных грубых оценок, но вряд ли может адекватно описать магнитное поле сложной группы пятен, особенно если учесть, что исследуемая область содержала богатую петельную структуру. Имея в виду необходимость подавить четвертую гармонику, мы можем предположить, что характерный масштаб изменения магнитного поля в корональной петле значительно ниже, чем принятое выше значение $L_B \sim 10^9$ см.

Возможно, что полное магнитное поле состоит из двух компонент: продольной компоненты (вдоль оси петли), которая связана с основаниями петли на фотосфере, и азимутальной компоненты, которая обусловлена током вдоль петли. В этом случае масштаб изменения магнитного поля может совпадать (или быть меньше) с поперечным размером петли. Если положить $L_B \sim 10^8$ см, то получим $\tau_{4e} \simeq 1$, $\tau_{4o} \ll 1$. Необходимо учесть при этом, что оценка оптических толщин по приведенным выше формулам является несколько завышенной. В самом деле, соотношения (6)–(7) справедливы при условии, что кинетическая температура и электронная концентрация мало меняются в пределах гирорезонансного слоя, где коэффициент магнитотормозного излучения не является экспоненциально малым. В типичных условиях источников микроволнового излучения активных областей, где параметры меняются достаточно плавно, это условие выполняется с большим запасом. Однако в условиях корональных петель, когда градиенты изменения параметров достаточно велики, геометрическая толщина гирорезонансного слоя может оказаться сравнимой с масштабами изменения кинетической температуры и электронной плотности на луче зрения (например, при $L_B \sim 10^9$ см размер гирорезонансного слоя $L_s \sim 2\sqrt{2}L_B\beta_T \sim 8 \cdot 10^7$ см сравним с рассматриваемой толщиной петли). Если учесть неоднородность распределения параметров по слою и провести интегрирование при получении формул для оптической толщины более корректно (как это сделано, например, в работах [3, 18]), то реальные значения τ_s получатся несколько ниже тех, которые следуют из соотношений (6)–(7). При этом слой $s = 3$ по-прежнему останется оптически толстым,

а четвертая гармоника на волне 6,4 см может стать оптически тонкой и неразличимой на фоне излучения всей активной области.

Еще один способ подбора параметров, удовлетворяющих наблюдениям, состоит, на первый взгляд, в выборе подходящего угла α . Из (6)–(7) виден хорошо известный эффект «прозрачности» гирорезонансных слоев вдоль магнитного поля ($\tau_s \rightarrow 0$ при $\alpha \rightarrow 0$): при разумно малых углах α можно было бы одновременно удовлетворить обоим неравенствам $\tau_{3_0} > 1$ и $\tau_{4_e} < 1$, необходимым для подавления четвертой гармоники и сохранения достаточной оптической толщины слоя $s = 3$ в обыкновенном излучении (именно такая комбинация необходима для обеспечения одиночной слабо поляризованной линии в спектре, обусловленной третьей гармоникой). Однако отношение соответствующих оптических толщин

$$\frac{\tau_{4_e}}{\tau_{3_0}} \simeq 2,5T \sin^2 \alpha \frac{(1 + \cos \alpha)^2}{(1 - \cos \alpha)^2} \quad (8)$$

увеличивается с уменьшением угла α (напомним, что в (8) температура выражена в единицах 10^6 К). В частности, при температуре $T \sim 10^7$ К и углах $\alpha \leq 30^\circ$ это отношение превышает единицу, т. е. при подавлении четвертой гармоники до уровня фона обыкновенное излучение на третьей гармонике также существенно понижается. Это означает, что попытки объяснить наблюдаемый спектр с помощью вариаций угла между магнитным полем и направлением распространения излучения не дают желаемого результата. Отметим, что само существование линии с практически неизменными параметрами в течение двух дней наблюдений, когда угол наблюдений изменился на 15° , указывает на то, что условия распространения не играют определяющей роли в формировании спектральных деталей.

Таким образом, из приведенного анализа следует, что тонкую структуру типа линии, зарегистрированную на РАТАН-600 на волне 8,5 см, и яркий точечный источник, видимый на карте Нобейма на волне 1,7 см, можно объяснить тепловым излучением из компактного источника, расположенного, вероятно, в корональной петле. Кинетическая температура и электронная концентрация в этом источнике повышены по сравнению с окружающей плазмой в петле. При этом наблюдаемая линия на 8,5 см имеет циклотронное происхождение и обусловлена излучением на третьей гармонике электронной гирочастоты. Высокочастотное излучение на волне 1,7 см из того же источника обязано своим происхождением тормозному механизму.

Тормозное происхождение линии

Как известно, тонкая структура типа линии может формироваться не только в рамках циклотронного механизма, но также и благодаря тормозному механизму при специфических распределениях электронной концентрации и кинетической температуры вдоль луча зрения [3, 8, 19]. При принятых выше значениях N_e и T тормозное излучение из слоя толщиной $l \sim 10^8 \div 10^9$ см пренебрежимо мало по сравнению с циклотронным излучением на волне 8,5 см. Однако, если плотность плазмы

заметно выше указанных значений или магнитное поле в источнике недостаточно велико, чтобы обеспечить излучение на низких гармониках гирочастоты, тормозной механизм может играть более существенную роль.

Максимум в спектре тормозного излучения неоднородного слоя может появиться в том случае, если электронная концентрация вдоль луча зрения достигает максимума N_0 в некоторой точке, причем максимум появляется на волне $\lambda_p = c/f_p$, соответствующей плазменной частоте $f_p = \sqrt{e^2 N_0 / \pi m}$. Оптическая толщина изотермически однородного слоя с температурой T , геометрической толщиной l и законом изменения электронной концентрации с высотой $N_e = N_0 \cos h^{-2}[(h - h_0)/l]$ (h_0 — высота источника в короне) описывается формулой

$$\tau_b = 1,6 \cdot 10^{-5} \frac{N_0^2 l \lambda^2}{T^{3/2}} f(v_0), \quad (9)$$

где

$$v_0 = \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2}, \quad f(v_0) = \frac{1 + v_0}{4v_0^{3/2}} \ln \frac{1 + \sqrt{v_0}}{1 - \sqrt{v_0}} - \frac{1}{2v_0}. \quad (10)$$

При $v_0 \ll 1$ функция $f(v_0) \simeq 2/3$. В области $v_0 \gg 1$ функция $f(v_0)$ убывает как $2/(3v_0^2)$. При $v_0 \simeq 1$ функция $f(v_0)$ неограниченно нарастает по мере приближения v_0 к единице. Ориентировочная оценка максимального поглощения на волнах $\lambda \sim \lambda_p$ основана на результатах точного решения задачи о прохождении волн через параболический плазменный слой [20]; она проведена Железняковым и Злотник [17]. Согласно этой оценке

$$f_{\max}(v_0 \simeq 1) \simeq \frac{1}{2} \ln \frac{8\pi^2 l}{\lambda} - \frac{1}{2}, \quad (11)$$

что при $\lambda \sim 8,5$ см и $l \sim 7 \cdot 10^8$ см составляет $f_{\max} \sim 10$. Учитывая это ограничение и подставляя в τ_b значение $N_0 \simeq 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (выбранное из условия, чтобы максимум спектра был на волне 8,5 см), $T \sim 10^7$ К и $l \sim 7 \cdot 10^8$ см (вытекающие из наблюдений РАТАН-600), получим частотную зависимость оптической толщины и яркостной температуры, изображенные сплошными линиями на рис. 3. Очевидно, что ожидаемое излучение области с принятыми параметрами не соответствует наблюдениям: оптическая толщина слоя слишком велика на волнах сантиметрового диапазона. Для формирования спектра типа линии в тормозном излучении необходимо, чтобы максимальная оптическая толщина была меньше или порядка единицы. Штриховые линии на рис. 3 демонстрируют соответствующие зависимости при меньшей толщине слоя $l \sim 10^8$ см и, в принципе, могли бы быть согласованы с данными наблюдений РАТАН-600.

Однако оптическая толщина и яркостная температура этого же источника на волне 1,7 см составляют (при $v_0 = 0,04 \ll 1$, $f(0,04) \approx 2/3$) $\tau_b \sim 0,02$, $T_b \sim 2 \cdot 10^5$ К,

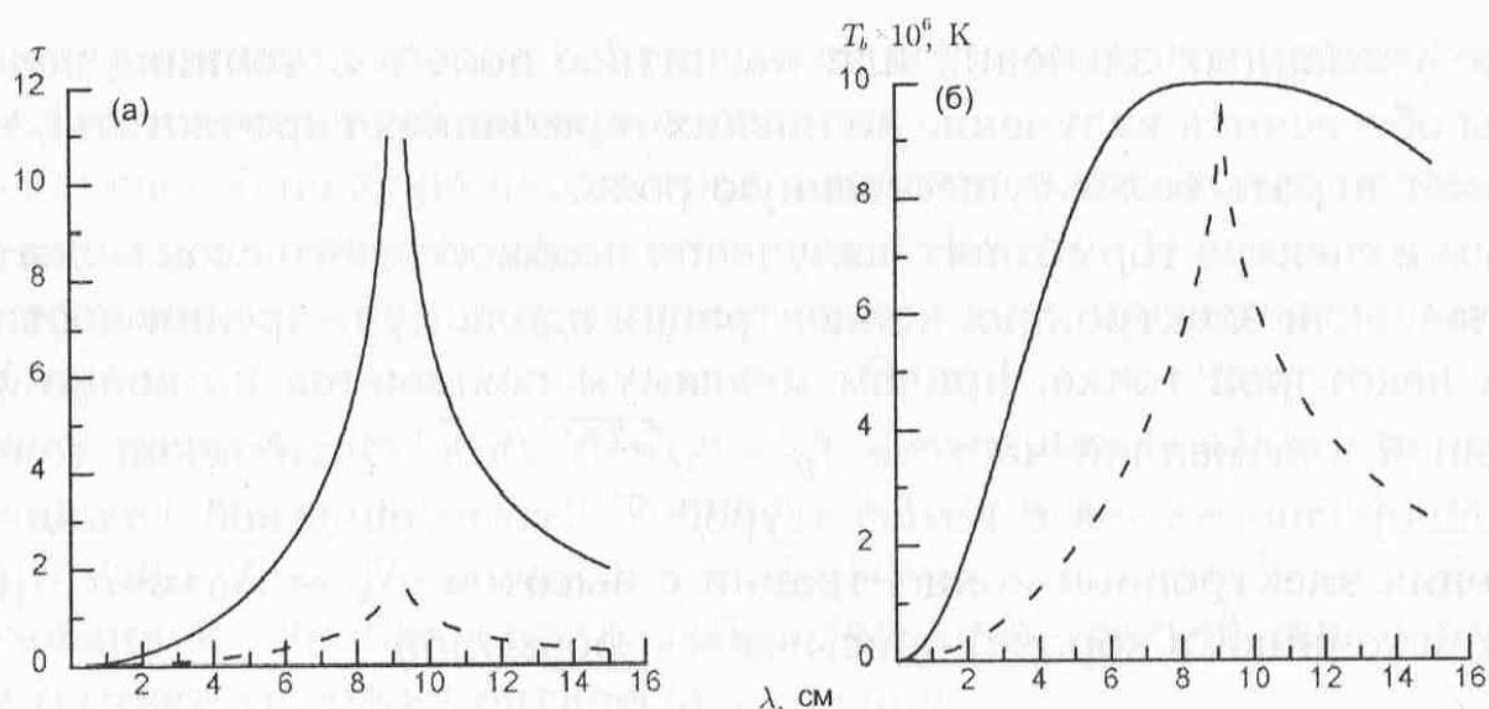


Рис. 3. Зависимость оптической толщины (а) и яркостной температуры (б) тормозного излучения плазменного слоя с температурой $T = 10^7$ К, максимальной электронной концентрацией $N_0 = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и геометрической толщиной слоя $l = 7 \cdot 10^8$ см (сплошные линии) и $l = 10^8$ см (штриховые линии).

что на порядок превышает значения, зарегистрированные в Нобеяма. Если же уменьшить размер источника вдоль луча зрения до неправдоподобно малых размеров $l \sim 10^7$ см, то на волне 1,7 см можно прийти к значениям $\tau_b \sim 2 \cdot 10^{-3}$, $T_b \sim 2 \cdot 10^4$ К, близким к наблюдаемым в Нобеяма. Однако в этом случае максимальная оптическая толщина на волне 8,5 см оказывается меньше единицы, поэтому яркостная температура не достигает кинетической и оказывается меньше наблюдаемой на РАТАН-600. Заметим также, что форма тормозной линии в виде «каспа» с острым максимумом также не согласуется с наблюдениями: в оптически тонкой линии ожидаемая яркостная температура уменьшается в 3 раза на относительном расстоянии 0,01 от центра линии, в то время как реальная полуширина линии составляет 0,1.

Таким образом, наблюдаемая на РАТАН-600 линия и коротковолновый источник, зарегистрированный в Нобеяме, не могут быть одновременно объяснены в рамках тормозного механизма излучения из одной области.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы показали, что радиотелескоп РАТАН-600 обнаружил тонкую структуру типа линии в спектре микроволнового излучения активной области. Архивы РАТАН-600 содержат много других записей с узкополосными деталями в спектрах локальных источников. Эти данные в настоящее время проверяются, чтобы исключить влияние эффектов калибровки в разных частотных каналах. Данные, приведенные в этой работе, мы считаем более надежными, во-первых, из-за сравнительно высокого контраста линии по отношению к фону и, во-вторых, из-за одновременной регистрации яркого точечного источника на карте Нобеяма. Оба источника совпадают по своему положению на диске, и они прекратили существование в одно и то же время.

Анализ, проведенный выше, показал, что наблюдаемую тонкую структуру спектра на волнах вблизи 8,5 см можно объяснить как циклотронное излучение на третьей гармонике электронной гирочастоты из плотного горячего источника малых размеров, расположенного в корональной петле, а повышенное излучение на волне 1,7 см из того же источника обязано своим происхождением тормозному механизму. Наблюдаемые параметры позволяют оценить физические условия в компактном источнике излучения: магнитное поле $B \simeq 400$ Гс, кинетическую температуру $T \simeq 10^7$ К, концентрацию электронов $N_e \simeq 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, поперечный размер петли $l \sim 10^8$ см и характерный масштаб изменения магнитного поля $L_B \sim 10^8$ см. Исследования показали также, что наблюдаемая линия не может быть отнесена к тормозному механизму излучения.

Необходимо отметить, что в данной статье мы не рассматриваем механизм, ответственный за излучение фона; интерпретация частотного спектра и поляризации излучения всей активной области AR 7962 10–12 мая 1996 г. в диапазоне 2–32 см обсуждается в другой работе. Однако, поскольку источник линии, как предполагается, расположен в короне выше, чем источник фона, и источник линии оказывается оптически толстым, конкретный механизм излучения фона не имеет значения при интерпретации излучения линии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 98-02-16238 и 99-02-16403).

Авторы выражают благодарность Радиообсерватории Нобеяма за возможность использовать карты Солнца на волне 1,7 см через Интернет.

Литература

1. Железняков В. В., Злотник Е. Я. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 778.
2. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. Radio Physics of the Sun. IAU. Sympos. № 86 / Eds Kundu M., Gergely T. Dordrecht: Reidel D. Publ. Co., 1980. P. 87.
3. Zheleznyakov V. V., Tikhomirov Yu. V. // Solar Phys. 1982. V. 81. P. 121.
4. Willson R. F. // Solar Phys. 1983. V. 89. P. 103.
5. Schmahl E. J., Shevgaonkar R. K., Kundu M. R., McConnel D. // Solar Phys. 1984. V. 93. P. 305.
6. Willson R. F. // Astrophys. J. 1985. V. 298. P. 911.
7. Lang K. R., Willson R. F., Smith K. L., Strong K. T. // Astrophys. J. 1987. V. 322. P. 1044.
8. Железняков В. В., Злотник Е. Я. // Письма в "Астрон. журн." 1988. Т. 14. С. 195.
9. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. // Solar Phys. 1989. V. 121. P. 449.
10. Bogod V. M., Garaimov V. I., Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. // Proc. of Nobeyama Symp. 1998. NRO Report, 1999.
11. Korol'kov D. V., Parijskij Yu. N. // Sky and Telesc. 1979. V. 57. P. 4.
12. Dikij V. N. // IEEE Asia-Pacific Workshop on Mobile Telecommunication. Hyon Son, Korea Institut of Communication Sciences, Kyongju, Korea. 1995. P. 173.
13. Bogod V. M., Vatrushin S. M., Abramov-Maximov V. E. et al. // ASP Conf. Ser. 1993. V. 46. P. 306.
14. Lang K. R., Willson R. F., Kile J. N. et al. // Astrophys. J. 1993. V. 419. P. 398.

15. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
16. Злотник Е. Я. // Астрон. журн. 1968. Т. 45. С. 310, 585.
17. Железняков В. В., Злотник Е. Я. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 1038.
18. Железняков В. В., Злотник Е. Я. // Solar Physics. 1980. V. 68. P. 317.
19. Syrovatskii S. I., Kuznetsov V. D. // Radio Physics of the Sun. IAU Symp. № 86 / Eds Kundu M., Gergely T. Dordrecht: Reidel D. Publ. Co., 1980. P. 445.
20. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
С.-Петербургский филиал, С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию
15.03.99 г.

² Институт прикладной физики, Н. Новгород, Россия

DETECTION OF A CYCLOTRON LINE IN THE MICROWAVE SPECTRUM OF A SOLAR ACTIVE REGION AND ITS INTERPRETATION

V. M. Bogod, V. I. Garaimov, V. V. Zheleznyakov, and E. Ya. Zlotnik

Observations of the active region AR 7962 obtained at 2÷32 cm on the RATAN-600 radio telescope on May 10 – 12, 1996 are presented. The high-resolution measurements detected a narrow feature near 8,5 cm against the background of the smooth spectrum of the local source associated with sunspots. This narrow-band emission is identified with a bright, point-like, high-frequency source at 1,7 cm recorded on maps made using the Nobeyama radio telescope. The characteristics of the observed line (lifetime 3 days, brightness temperature of the order of several million Kelvin, relative width of about 10 %) suggest that it can be explained as thermal cyclotron radiation at the third harmonic of the electron gyrofrequency from a compact source containing a dense, hot plasma; the corresponding higher frequency emission could be due to thermal Bremsstrahlung. Analysis of the RATAN-600 and Nobeyama data can be used to probe the magnetic field, kinetic temperature, and electron density in the radiation source in the corona.