

УДК 523.947-335.7

ИНВЕРСИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГОРЯЧЕЙ КОРОНАЛЬНОЙ ПЕТЛЕ

© 2008 Т. И. Кальтман¹, О. А. Шейнер², Е. Я. Злотник³

¹САО РАН, С.-Петербургский филиал, Пулковое, 196140

²ФГНУ НИРФИ, ул. Б. Печерская, 25, г. Нижний Новгород, 603950

³ИПФ РАН, ул. Ульянова, 46, г. Нижний Новгород, 603950

Поступила в редакцию 26 февраля 2007 г.; принята в печать 22 ноября 2007 г.

Обсуждаются спектрально-поляризационные особенности теплового циклотронного излучения солнечных корональных петель и возможность интерпретации наблюдающейся многократной смены знака поляризации в сантиметровом и дециметровом диапазонах. Для этого проведены расчеты теплового циклотронного излучения простейшей модели трехмерной горячей петли (полутора). Показано, что такая петля может внести заметные изменения в характеристики излучения солнечной активной области на сантиметровых и дециметровых волнах. Подробно рассмотрено, при каких условиях спектр излучения активной области, содержащей корональную петлю, может иметь сложный характер с несколькими максимумами или сравнительно узкополосными циклотронными линиями, а знак поляризации может неоднократно меняться с длиной волны. Эти условия моделировались такими параметрами как структура магнитного поля, величина электронной концентрации, размеры петли. Приведены результаты расчетов двумерных распределений яркостных температур на разных длинах волн для обыкновенной и необыкновенной волны, спектры яркостной температуры в фиксированных точках петли, а также интегральные характеристики потока и поляризации излучения в рамках обсуждаемой модели. Рассмотрены случаи, когда на луче зрения располагаются одна или две петли. Ожидаемое распределение поляризации по источнику в рассматриваемой модели сравнивается с результатами наблюдений на РАТАН-600 активной области AR 7962 12–14 мая 1996 г.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные микроволновые наблюдения солнечных активных областей показывают, что довольно часто наблюдается инверсия знака поляризации излучения солнечной короны. Помимо того, что регулярно наблюдается инверсия знака поляризации вследствие прохождения излучением области с квазиперпендикулярным магнитным полем [1], встречаются и другие случаи инверсии, не поддающиеся этой интерпретации. Многоволновые наблюдения на РАТАН-600, выполненные в микроволновом диапазоне с высоким пространственным и временным разрешением, выявили такое явление, как неоднократная инверсия знака поляризации в пределах ограниченного частотного диапазона [2]. К числу других наблюдаемых свойств солнечных радиоисточников, которые трудно объяснить в рамках стандартной модели источника S-компоненты, можно отнести, например, существование гало с немонотонным частотным спектром [3], наличие узкополосных деталей на фоне плавного частотного спектра [4–6].

Действительно, в рамках стандартной модели медленноменяющейся компоненты микроволновое

излучение локальных источников, связанных с магнитными полями солнечных пятен, обязано своим происхождением, главным образом, циклотронному механизму излучения тепловых электронов [1, 7, 8]. При этом, когда магнитное поле и электронная концентрация уменьшаются с высотой, а кинетическая температура растет от хромосферных до корональных значений, циклотронное излучение вполне хорошо объясняет основные наблюдаемые характеристики типичных источников сантиметрового и дециметрового излучения, связанных с пятнами, например, немонотонный ход частотного спектра, преимущественную поляризацию со знаком необыкновенной волны, распределение радиояркостности в виде кольца или подковы [9–13]. Наблюдаемые в некоторых случаях нетипичные характеристики излучения требуют дополнительных предположений о возникновении некоторых особенностей физических условий зарождения или распространения микроволнового излучения. Например, в течение многих лет инверсия поляризации рассматривалась как результат линейного взаимодействия обыкновенных и необыкновенных мод в области квазиперпендикулярного распространения электромагнитных волн в магнитоактивной плаз-

ме солнечной короны [1, 14, 15]. Именно таким взаимодействием объясняется существование биполярных источников микроволнового излучения, а также некоторые особенности изменения знака круговой поляризации при перемещении источника S -компоненты по солнечному диску (см., например [16–24]). Однако инверсия поляризации может происходить и в самом источнике излучения, если физические условия отличаются от стандартных. В частности, если в некотором интервале высот температура уменьшается с высотой, то в соответствующем интервале частот преобладающим может стать излучение обыкновенной волны [25–27], что, в свою очередь, может привести к смене знака круговой поляризации на некоторой частоте. Именно такие условия реализуются, если на луче зрения встречается горячая петля.

Как показал предварительный анализ [28–32], во многих случаях наблюдаемые нестандартные свойства источников микроволнового излучения могут быть объяснены присутствием корональных магнитных петель. Расчеты циклотронного излучения горячей корональной петли в рамках трехмерной модели горячего тора, результаты которых подробно изложены в статьях Злотник и др. [33, 34], обозначенных ниже как I и II, подтвердили такую возможность. В настоящей работе мы обсуждаем особенности поляризованного источника, содержащихся в горячей корональной петле, используя результаты, полученные в I и II. Рассмотренные эффекты используются для интерпретации нестандартных свойств источников солнечного микроволнового излучения, в частности, инверсии поляризации с длиной волны, и некоторых характеристик источников гало.

2. МОДЕЛЬ ГОРЯЧЕГО ТОРА

Для расчета спектра циклотронного излучения из области, содержащей горячую петлю, мы использовали упрощенную трехмерную модель петли в виде верхней половины тора с повышенной внутри него температурой и с магнитным полем, у которого силовые линии и линии равной напряженности имеют вид полуокружностей (так же, как в [35]). В такой модели силовые линии магнитного поля и гирорезонансные уровни идут вдоль прогретой петли, что позволило при значительном упрощении расчетов сохранить биполярность конфигурации и, как будет показано далее, наиболее наглядно представить изменения спектра излучения при погружении того или иного гироуровня в горячий слой.

Итак, магнитное поле активной области задается как поле бесконечного тока вдоль оси x (рис. 1). В полуплоскости yh силовые линии представляют собой полуокружности (h — высота над фотосферой). Магнитное поле не меняется вдоль x , а в

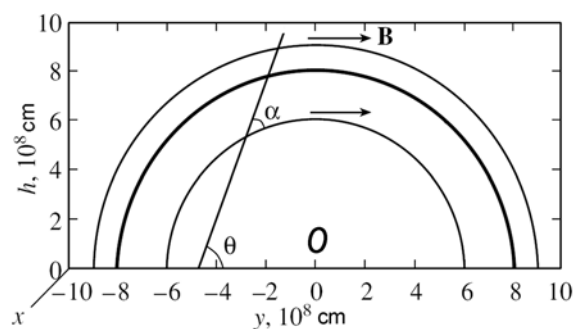


Рис. 1. Модель горячей петли в виде половины тора: силовые линии магнитного поля \mathbf{B} (тонкие линии) и ось петли (толстая линия); θ — угол между лучом зрения и проекцией петли на фотосферу; α — угол между лучом зрения и магнитным полем.

плоскости yh уменьшается с удалением от точки O по закону:

$$B = \frac{B_0 R_0}{R}, \quad R = \sqrt{y^2 + h^2}, \quad (1)$$

где R_0 — радиус петли (расстояние от точки O до оси петли), B_0 — магнитное поле на оси петли. Осью петли здесь и далее называется линия, проходящая вдоль петли по ее центру (толстая линия на рис. 1). Форма силовых линий магнитного поля совпадает с формой линий равного магнитного поля, определяющих гирорезонансные уровни $f = sf_B$ (s — номер гармоники, f — частота волны, $f_B = eB/2\pi mc$ — электронная гирочастота, e и m — заряд и масса электрона), в которых генерируется циклотронное излучение с частотой f . При расчетах рассматривается петля с внешним радиусом $R_0 = 8 \times 10^8$ см и внутренним радиусом (полутолщиной) $a = 10^8$ см¹). Магнитное поле на оси петли полагается равным $B_0 = 300$ Гс. Такая величина выбрана для того, чтобы обеспечить вклад циклотронного излучения петли на второй-четвертой гармониках в диапазоне 8–20 см. Ось петли вытянута вдоль экватора. В расчетах, представленных в данной работе, петля расположена в центре солнечного диска, т.е. луч зрения проходит параллельно оси h (гелиографическая долгота $\theta = 0^\circ$, см. рис.1)²).

Предполагается, что кинетическая температура в петле повышена по сравнению с окружающей плазмой и ее распределение задается следующим образом:

¹) В работах I, II рассмотрена также корональная петля большего размера с $R_0 = 1.5 \times 10^9$ см и $a = 5 \times 10^8$ см.

²) Изменение распределений радиояркостности при движении петли по гелиографической долготе рассмотрено в работах I, II.

$$T = T_0 + (T_h - T_0) \exp\{-\rho^2/a^2\}. \quad (2)$$

Здесь температура окружающей атмосферы $T_0(h)$ определяется следующим образом:

$$\begin{cases} T_{ch}, & h < h_{ch}, \\ \frac{T_c(h - h_{ch}) + T_{ch}(h_c - h)}{h_c - h_c}, & h_{ch} \leq h \leq h_c, \\ T_c, & h > h_c, \end{cases} \quad (3)$$

где $h_{ch} = 2.0 \times 10^8$ см и $h_c = 2.5 \times 10^8$ см представляют собой условные границы хромосферы и короны, между которыми температура возрастает от хромосферных значений $T_{ch} = 10^4$ К до корональных $T_c = 10^6$ К.

Второе слагаемое во (2) определяет повышенную температуру самой петли. Расстояние ρ от оси петли до текущей точки с координатами $\{x, y, h\}$ определяется следующим образом:

$$\rho = \sqrt{x^2 + \left(R_0 - \sqrt{y^2 + h^2}\right)^2}. \quad (4)$$

Температура на оси петли выбрана равной $T_h = 4 \times 10^6$ К. Такая температура, с одной стороны, достаточно высока, чтобы обеспечить контраст с фоновой корональной температурой $T_c = 10^6$ К и сделать вклад излучения петли заметным. С другой стороны, указанная температура достаточно низкая, чтобы можно было пренебречь релятивизмом электронов и рассчитывать тепловое циклотронное излучение нагретой плазмы в рамках стандартного слаборелятивистского приближения.

Изменение электронной концентрации с высотой принято соответствующим барометрическому закону [36]:

$$N = N_0 \exp\{-h/\Lambda\}, \quad (5)$$

где характерный масштаб однородной атмосферы на высотах $h < R_\odot$ ($R_\odot = 7 \times 10^{10}$ см) составляет:

$$\Lambda \simeq 5 \times 10^3 \times T_c = 5 \times 10^9 \text{ см} \quad (6)$$

(при $T_c = 10^6$ К). Плотность электронов $N_0 = 10^9$ см $^{-3}$ для всех представленных в данной статье расчетов. Более подробно роль величины N_0 в нашей модели рассмотрена в работах I, II.

Коэффициенты циклотронного поглощения, оптические толщины гирорезонансных слоев и яркостные температуры циклотронного излучения

рассчитывались по хорошо известным формулам [1] при корректном интегрировании вдоль луча зрения, отдельно для обыкновенной и необыкновенной моды излучения. Все расчеты проводились для гармоник $s = 1 - 5$.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТНЫХ ТЕМПЕРАТУР ВДОЛЬ ОСИ ПЕТЛИ

Как указывалось во Введении, при стандартных условиях в атмосфере, когда температура нарастает с высотой, а магнитное поле и концентрация электронов уменьшаются, поляризация излучения всегда соответствует необыкновенной волне. Преобладание обыкновенного излучения возможно только в случае, если на луче зрения встречается участок с отрицательным градиентом температуры [24, 26]. В нашей модели, как сейчас будет показано, преимущественное излучение обыкновенной моды на волне $\lambda = 17.6$ см сменяется преобладанием необыкновенного излучения на более коротких волнах, и, таким образом, происходит инверсия знака поляризации с изменением частоты.

Для того, чтобы характер распределения яркостных температур вдоль петли и изменение его с частотой были понятны, для четырех характерных длин волн на рис. 2–5 демонстрируются относительное расположение горячей корональной петли и гирорезонансных уровней (рис. 2–5) и распределение вдоль петли рассчитанных оптических толщин τ гирорезонансных слоев, соответствующих гармоникам $s = 2 \div 4$ (рис. 2–5). Рассчитанные распределения яркостных температур вдоль оси петли приведены на рис. 2–5.

Для волны $\lambda = 17.6$ см (рис. 2) в петле расположен уровень $s = 2$. Он является, как показывают расчеты, оптически толстым для обеих мод, и из него исходит излучение с температурой 4×10^6 К. Однако в расположенной выше более прохладной короне уровень $s = 3$ является оптически толстым для необыкновенной волны и оптически тонким для обыкновенной волны, поэтому необыкновенное излучение, падающее на этот слой снизу, полностью в нем поглощается и переизлучается с яркостной температурой короны 10^6 К (сплошная линия на рис. 2с), в то время как обыкновенное излучение в слое $s = 3$ лишь незначительно ослабляется, и следовательно, обыкновенное излучение (штриховая линия) преобладает над необыкновенным в центральной части петли. Узкий провал в профилях яркостной температуры и оптических толщин обыкновенного излучения в центре петли ($y = 0$) связан с тем, что при $|y| \rightarrow 0$ луч зрения проходит перпендикулярно к направлению магнитного поля. Для обыкновенной волны оптическая толщина уменьшается по закону $\tau_2 \propto \cos^2 \alpha$, и следовательно, яркостная температура падает, в то время как

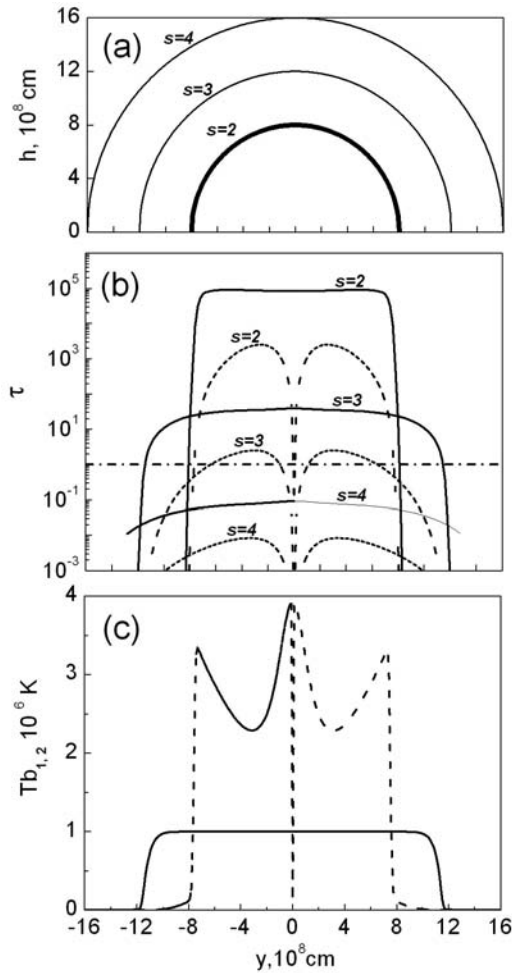


Рис. 2. Характеристики излучения вдоль оси петли ($x=0$) на волне $\lambda = 17.6$ см: (а) относительное расположение петли (толстая линия) и гиорезонансных уровней $s = 2 - 4$ (тонкие линии); (б) распределение оптической толщины для необыкновенной (сплошные линии) и обыкновенной (штриховые линии) волн, уровень $\tau = 1$ показан штрих-пунктирной линией; (с) распределение яркостных температур необыкновенного (сплошная линия) и обыкновенного (штриховая линия) излучения.

для необыкновенной волны никаких особенностей в зависимости коэффициента циклотронного поглощения и, соответственно, оптической толщины от угла α между магнитным полем и направлением распространения волны не существует, при $\alpha \rightarrow 0$.

С уменьшением длины волны гиорезонансные уровни опускаются в более глубокие слои короны. Так, на волне $\lambda = 12.0$ см в горячей петле оказывается слой $s = 3$ (рис. 3). Благодаря более высокой температуре петли по сравнению с окружающей короной оптическая толщина гиорезонансного уровня, соответствующего третьей гармонике, возрастает, поэтому на большей части петли излучение создается оптически толстым слоем $s = 3$ и в обыкновенном, и в необыкно-

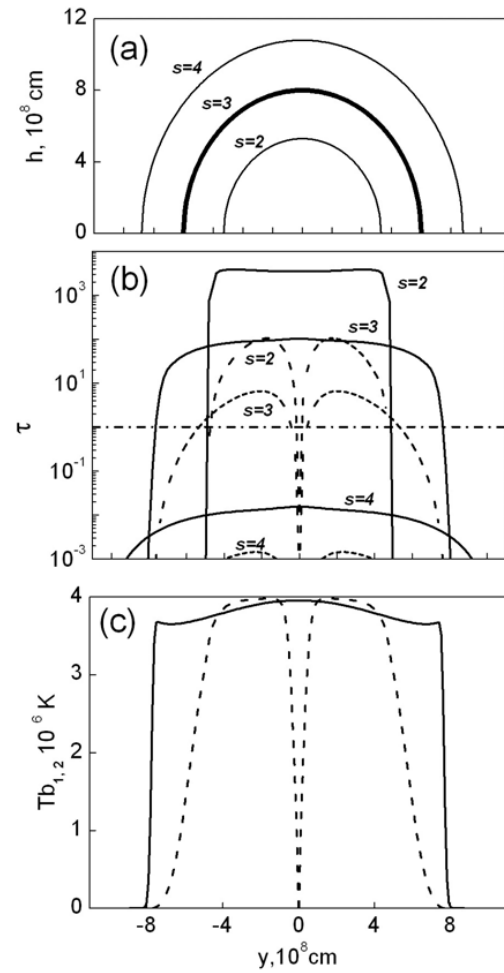


Рис. 3. То же, что на рис.2, для волны $\lambda = 12.0$ см.

венном излучении. В то же время несущественно поглощение в слое $s = 4$, расположенном выше в короне, поэтому излучение третьей гармоники из петли беспрепятственно проходит через корону. Как показывают расчеты, поляризация мала везде, кроме центра петли и периферии, где преобладает необыкновенная волна.

С дальнейшим уменьшением длины волны гиорезонансные уровни опускаются еще ниже, и на волне $\lambda = 8.8$ см на уровне горячей петли располагается слой $s = 4$ (рис. 4). Оптическая толщина этого слоя возрастает на порядок по сравнению с более прохладной короной и становится близкой к единице, поэтому вклад горячей петли в эту моду становится заметным: яркостная температура необыкновенного излучения достигает 2×10^6 К. Для обыкновенного излучения этот слой прозрачен, как и слой $s = 3$, и поэтому оно выходит с температурой оптически толстого слоя $s = 2$, равной кинетической температуре короны вне петли 1×10^6 К. Поляризация по всей длине петли соответствует необыкновенной волне.

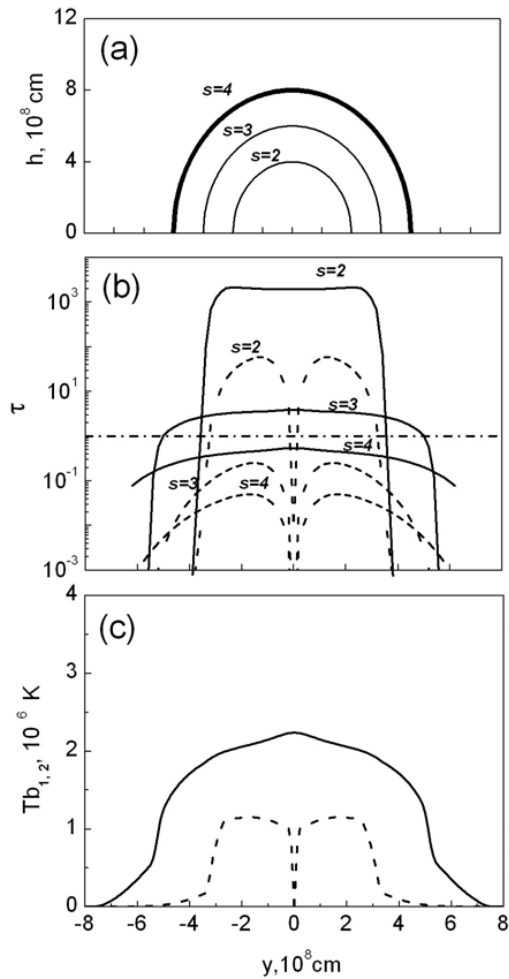


Рис. 4. То же, что на рис.2, для волны $\lambda = 8.8$ см.

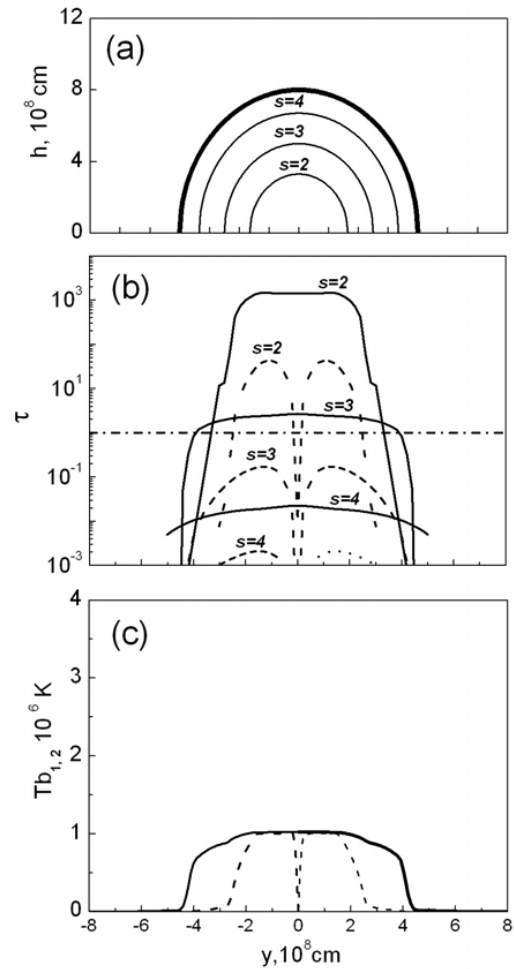


Рис. 5. То же, что на рис.2, для волны $\lambda = 7.5$ см.

Рис. 5, построенный для длины волны $\lambda = 7.5$ см, соответствует расположению всех слоев, эффективно излучающих гармоники электронной гирочастоты, ниже горячей петли. Циклотронное излучение корональной петли на этой частоте пренебрежимо мало. Из рис. 5с следует, что вторая гармоника является оптически толстой для обеих нормальных мод — обыкновенной и необыкновенной, а на третьей гармонике оптическая толщина превышает единицу только для необыкновенного излучения. Таким образом, в соответствии с хорошо известным свойством S -компоненты, из источника со стандартными условиями обыкновенная волна исходит преимущественно из слоя $s = 2$, а необыкновенная — из слоя $s = 3$. Оба слоя расположены в плазме с температурой $T = 10^6$ К, поэтому яркостная температура на оптически толстых участках равна 10^6 К. Понижение яркостной температуры на краях источника обусловлено попаданием гирорезонансных слоев в более холодные слои атмосферы. Очевидно, что излучение слабее поляризовано

в центральной части источника и полностью поляризовано со знаком необыкновенной волны на периферии петли, где необыкновенное излучение преобладает благодаря большему размеру слоя $s = 3$.

Полученные распределения позволяют понять характер частотной зависимости яркостной температуры излучения горячей петли (рис. 6): положение максимумов определяется расположением слоев $s = 2$ ($\lambda = 17.6$ см), $s = 3$ ($\lambda = 12.0$ см) и $s = 4$ ($\lambda = 8.8$ см) в более горячей, чем окружающая плазма, петле. Преобладание обыкновенной волны в длинноволновой части спектра объясняется сильным поглощением необыкновенного излучения в расположенном выше петли слое $s = 3$ (см. пояснение к рис. 2). В спектре яркостных температур (рис. 6) инверсия поляризации происходит на длине волны $\lambda = 15$ см между второй и третьей гармониками электронной гирочастоты, соответствующей магнитному полю на оси петли.

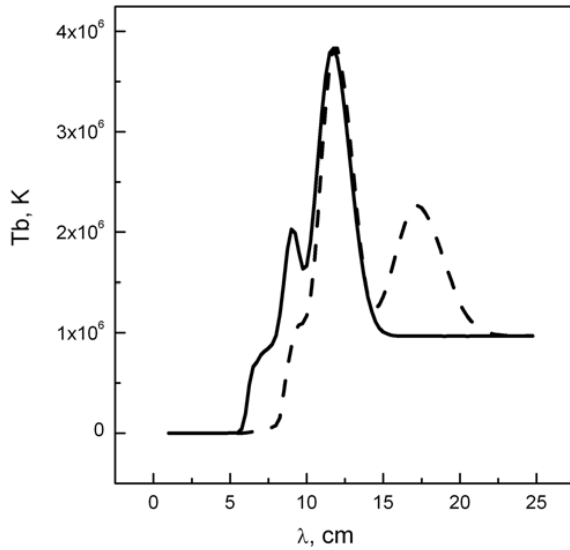


Рис. 6. Изменение яркостных температур обыкновенного (штриховая линия) и необыкновенного (сплошная линия) излучения горячей петли в точке $x = 0$, $y = 3$ (на оси петли, посередине между центром и краем) с длиной волны.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСЕЙ ПЕТЛИ КАК ТРЕХМЕРНОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Для демонстрации распределения в картинной плоскости (параллельной плоскости xy при нулевой гелиографической долготе источника) радиояркости и поляризационной структуры источника, связанного с горячей петлей, на рис. 7 и 8 приведены изолинии параметров $I_T = T_{b1} + T_{b2}$ и $V_T = T_{b1} - T_{b2}$ (суммы и разности яркостных температур обыкновенной и необыкновенной волн) для трех характерных длин волн: 8.8, 12.0 и 17.6 см. С удалением от оси петли ($x = 0$) и с уменьшением кинетической температуры яркостная температура излучения понижается до корональных (или хромосферных, в зависимости от положения излучающих слоев) значений (рис. 7). При этом изменение поляризации с длиной волны (преобладание необыкновенного излучения на коротких волнах и обыкновенного излучения на более длинных волнах) сохраняет такой же характер, как и на оси петли (рис. 8). Это обстоятельство, как показано ниже, обеспечивает существование инверсии поляризации с длиной волны и в потоке излучения всей петли в целом, вычисляемом как интеграл от яркостной температуры по площадке, обозначенной на рис. 7 и 8.

На рис. 9 показано, как выглядели бы сканы смоделированного источника излучения при наблюдении с антенной радиотелескопа, имеющей ножевую диаграмму направленности идеальной нулевой полуширины. Одномерные сканы рассчитаны при тех же параметрах модели, что и яркостные

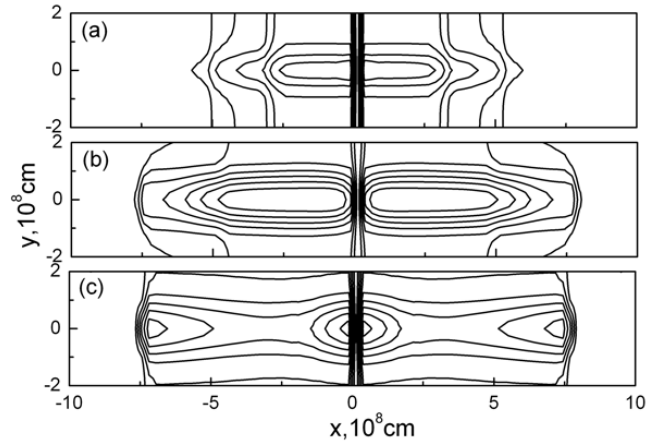


Рис. 7. Распределение полного излучения ($I_T = T_{b1} + T_{b2}$) по площади источника, связанного с петлей, на плоскости xy для следующих значений длин волн: (а) 8.8; (б) 12.0 и (с) 17.6 см. Показаны следующие уровни I_T : (а) от 0 до 4×10^6 с шагом 0.5×10^6 ; (б) от 0 до 8×10^6 с шагом 1×10^6 и (с) от 0 до 5×10^6 с шагом 0.5×10^6 К.

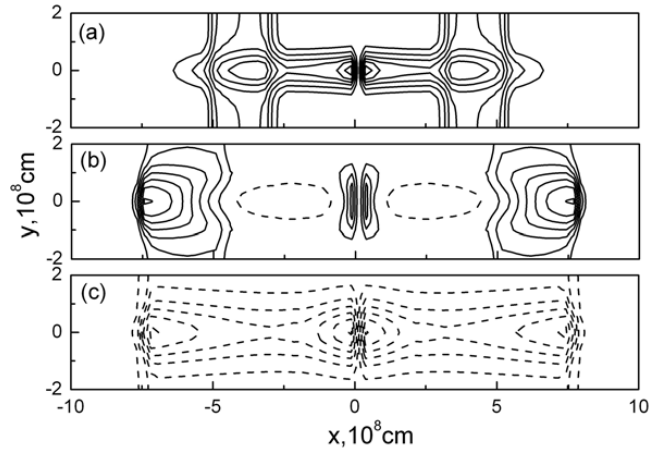


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но $V_T = T_{b1} - T_{b2}$. Сплошные и пунктирные линии относятся к положительным и отрицательным значениям параметра V_T соответственно. Показаны следующие уровни V_T : (а) от 0.2×10^6 до 1.6×10^6 с шагом 0.2×10^6 ; (б) от -0.5×10^6 до 3.5×10^6 с шагом 0.5×10^6 и (с) от -2.7×10^6 до 0.8×10^6 с шагом 0.5×10^6 .

температуры (рис. 7 и 8), для тех же длин волн. Видно, что источник в обыкновенном излучении имеет более детализированную структуру, чем в необыкновенном излучении (рис. 9 а, б, с). Это происходит вследствие меньших коэффициентов поглощения обыкновенного излучения по сравнению с необыкновенным при тех же условиях, что приводит к меньшим оптическим толщинам и к более редкому выполнению условия $\tau > 1$ (см. рис.

2–5). Поэтому обыкновенное излучение в рассмотренном случае оказывается более чутким инструментом для диагностики параметров плазмы. Тонкие детали в распределении полного и поляризованного излучения по источнику на рис. 9(d, e, f) в большей степени обязаны своим происхождением обыкновенной моде.

Если принять во внимание разрешающую способность (десятки угловых секунд) существующих инструментов, в том числе РАТАН-600, на котором ведутся основные наблюдения S -компоненты, то очевидно, что подобная тонкая структура (несколько угловых секунд), даже если она реализуется в условиях солнечной короны, лежит вне пределов обнаружимости. Для сравнения с реально наблюдаемыми источниками микроволнового излучения необходимы расчеты интегральных характеристик, описывающих излучение всей петли или значительной ее части.

Используя распределение яркостной температуры по петле, вычислим спектральную плотность потока излучения:

$$F_f = \frac{\pi\kappa}{\lambda^2 R_a^2} \int T_b dx dy \simeq \frac{0.2}{\lambda^2} \int T_b dx dy, \quad (7)$$

где κ — постоянная Больцмана, R_a — расстояние от Земли до Солнца. В последнем равенстве величина F_f выражена в единицах солнечного потока ($1\text{sfu} = 10^{-22}$ Вт M^{-2} Гц^{-1}), яркостная температура T_b в единицах 10^6 К, расстояния x , y и R_a в единицах 10^8 см, длина волны λ в сантиметрах. Пределы интегрирования по x определяются толщиной петли, а по y — границами эффективно излучающих гирорезонансных уровней.

На рис. 10 приведены рассчитанные потоки обыкновенного и необыкновенного излучения из активной области, содержащей петлю. Штрихпунктирными линиями показаны спектры излучения обеих волн из активной области без горячей петли, т. е. фон, на который налагается излучение петли. Горячая петля проявляется в обыкновенном излучении двумя максимумами, определяемыми второй и третьей гармониками электронной гирочастоты, соответствующими магнитному полю на оси петли (рис. 10а). Гирорезонансный слой $s = 4$ ($\lambda = 8.8$ см) в обыкновенном излучении петли является оптически тонким (см. рис. 4).

В спектре необыкновенного излучения также присутствуют два максимума, однако здесь они соответствуют гармоникам $s = 3$ и $s = 4$. Необыкновенное излучение на второй гармонике ($\lambda = 17.6$ см), исходящее из петли с яркостной температурой $T_b = 4 \times 10^6$ К, поглощается в расположенном выше, в более холодной корональной

плазме, слое $s = 3$ (см. рис. 2), поэтому не выделяется на общем фоне излучения активной области. Для обыкновенной волны этот слой в короне над петлей прозрачен, поэтому обыкновенное излучение на волне $\lambda = 17.6$ см беспрепятственно проходит через корональную плазму. Спектр суммарного излучения имеет три максимума, при этом в большей части диапазона излучение поляризовано со знаком необыкновенной волны, а в области длинноволнового максимума (на второй гармонике) — обыкновенной.

Естественно, что с уменьшением или увеличением магнитного поля частота максимума спектра активной области смещается в сторону больших или меньших длин волн, соответственно. В целом вид спектра с максимумами на второй–третьей гармониках в обыкновенном излучении и на третьей–четвертой в необыкновенном излучении, а также с инверсией поляризации в длинноволновой части спектра сохраняется, но длины волн максимумов меняются в зависимости от величины магнитного поля.

Появление отдельных максимумов в спектре циклотронного излучения горячей петли возможно только в том случае, если толщина ее достаточно мала, чтобы излучение отдельных гирорезонансных уровней не перекрывалось на промежуточных частотах. Именно так выбрана толщина петли, излучение которой рассмотрено выше. Очевидно, что ширина максимумов в спектре петли зависит от ее толщины. Для очень тонких петель в спектре будут присутствовать узкие детали типа линий, которые были названы в [28–30] циклотронными. С ростом толщины петли линии уширяются и перекрываются, спектр становится более монотонным.

Для демонстрации влияния толщины петли на вид спектра на рис. 10b приведены результаты расчета потока петли с теми же параметрами, что и на рис. 10а, но с увеличенной в 3 раза полутолщиной. При этом спектр имеет характерный для пятенного источника вид с одним максимумом. Влияние горячей петли состоит в смещении максимумов в результирующем спектре в сторону более длинных волн по сравнению с источником без петли (штрихпунктирные линии на рис. 10b). В источнике без петли положение максимума спектра определяется магнитным полем на уровне переходного слоя от хромосферы к короне: на некоторой волне (соответствующей переходу к корональным высотам) эффективная температура становится постоянной и равной кинетической температуре короны; начиная с этой волны, поток излучения, обратно пропорциональный λ^2 , спадает с длиной волны. В источнике с петлей (рис. 10b) наличие максимума кинетической температуры на луче зрения в виде горячего волокна приводит к тому, что положение максимума спектра определяется излучением тех

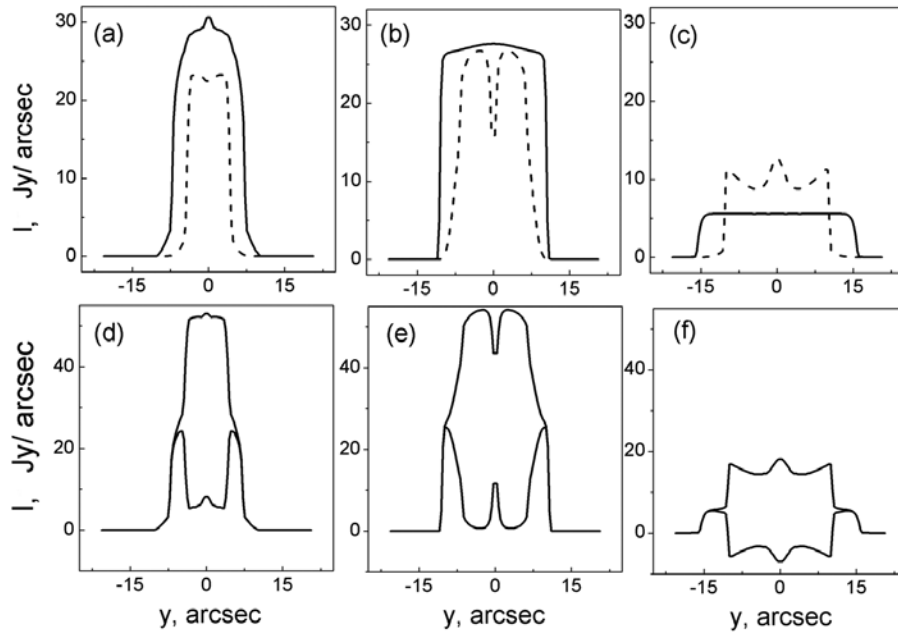


Рис. 9. Одномерные сканы источника излучения, связанного с петлей, полученные интегрированием двумерного распределения яркостных температур по координате x . Верхний ряд графиков (a, b, c): распределение интенсивности обыкновенного (штриховые линии) и необыкновенного (сплошные линии) излучения вдоль источника. Нижний ряд графиков (d, e, f): распределения интенсивности полного (верхние линии) и поляризованного (нижние линии) излучение. Сканы показаны для длин волн: 8.8 (a, d); 12.0 (b, e) и 17.6 см (c, f).

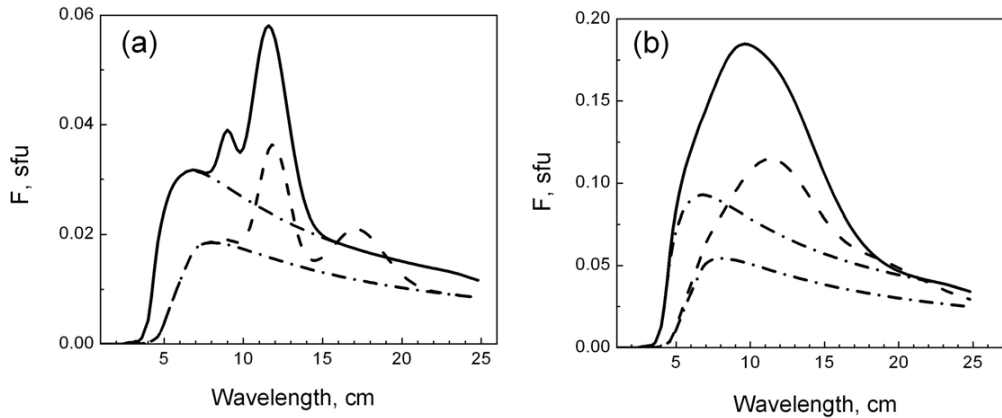


Рис. 10. Зависимость спектральной плотности потока циклотронного излучения от длины волны для двух петель разной полутолщины a . Показаны спектры обыкновенного (штриховая линия) и необыкновенного (сплошная линия) излучения, уровень излучения источника без петли показан штрих-пунктирной линией. (a) $a = 10^8$, (b) $a = 3 \times 10^8$ см.

гирорезонансных слоев, которые оказались в прогретой части замагниченной корональной плазмы. Отметим, что в связи с уменьшением магнитного поля с высотой максимум спектра, обусловленный присутствием горячей петли выше основания короны, расположен на более длинных волнах, чем в спектре источника без петли.

5. ИНВЕРСИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ КОРОНАЛЬНОЙ ПЕТЛИ ПРИ РАСЧЕТАХ И НАБЛЮДЕНИЯХ

Из наших расчетов (рис. 2–10) следует, что спектрально-поляризационная структура источника микроволнового излучения, содержащего горячую петлю, имеет достаточно сложный характер. Одним из наиболее интересных результатов, выявленных при расчетах, является изменение знака поляризации с длиной волны.

Ожидаемая смена знака поляризации излучения из области, содержащей горячую петлю, была отмечена и в ранее опубликованных работах [25, 27, 29–32, 37, 38]. Проведенные в I и II модельные расчеты показали, что при определенных условиях инверсия поляризации может иметь место и в интегральном потоке излучения всей петли, хотя в разных частях неоднородного источника соотношение между нормальными модами различное. На волнах вблизи второй или третьей гармоник при определенных параметрах петли будет преобладать излучение обыкновенной волны. Для этого необходимо, чтобы обыкновенное излучение, исходящее из гирорезонансного уровня s , находящегося в горячей петле, свободно проходило через расположенный выше в более прохладной короне гирорезонансный уровень $s + 1$, а необыкновенное излучение поглощалось в нем. При реальных параметрах короны и петель это может происходить в окрестности второй или третьей гармоник электронной гирочастоты, соответствующей магнитному полю в корональной петле.

Описанное явление дает возможность интерпретировать реально наблюдаемые случаи инверсии поляризации микроволнового излучения локальных источников, связанных с активными областями. Сравним ожидаемое распределение поляризации по источнику в зависимости от длины волны в нашей модели с результатами наблюдений на РАТАН-600 активной области AR 7962 12 – 14 мая 1996 г. (рис. 11) [2]. На рисунке представлены изолинии параметров Стокса I и V на плоскости координата – длина волны. В распределении поляризованного излучения заметна биполярная структура с разными знаками круговой поляризации в восточной и западной частях источника. Направление вращения в каждой из компонент меняется на противоположное на одной и той же длине волны в окрестности 14 см, при этом никаких особенностей и резких изменений в распределении полной интенсивности вблизи этой волны не наблюдается. Отметим, что здесь разные направления вращения в восточной и западной частях биполярного источника, соответствующие противоположным знакам проекции магнитного поля на луч зрения, относятся к одной и той же нормальной моде электромагнитного излучения.

Что касается инверсии поляризации с длиной волны, то этот эффект означает, что преобладание необыкновенной волны на коротких волнах сменяется преимущественным излучением обыкновенной волны на более длинных волнах. Интересной особенностью данного источника является то, что его поляризационная структура сохранялась в течение трех дней наблюдений на РАТАН-600, причем длина волны, на которой происходила инверсия поляризации, сохранялась все время неизменной.

Как уже отмечалось ранее [2, 39], всю совокупность данных о поляризации источника AR 7962 (включая инверсию поляризации на одинаковой частоте в обеих частях биполярного источника, сохранение частоты инверсии при движении источника по гелиографической долготе) невозможно объяснить линейным взаимодействием электромагнитных волн в поперечном или продольном магнитном поле. Однако именно такими свойствами обладает поляризационная структура источника, если в нем содержится горячая петля. Для демонстрации такого совпадения мы представляем на рис. 12 результаты модельных расчетов в таком же виде, как были представлены данные наблюдений на рис. 11.

На рис. 12 а, б показаны рассчитанные распределения параметров Стокса I , V по координате u вдоль оси петли в зависимости от длины волны. При этом для удобства сравнения с рис. 11 здесь сплошные и пунктирные линии соответствуют знаку круговой поляризации, а не определенной моде электромагнитного излучения.

Легко видеть, что при тех параметрах корональной петли и окружающей плазмы, которые обеспечивают появление инверсии поляризации, характер рассчитанной смены знака вращения вполне совпадает с наблюдениями: при существовании биполярной структуры радиоисточника в целом, инверсия происходит в обоих его компонентах на одинаковой длине волны. При этом распределение параметра Стокса V по источнику, если оно доступно пространственному разрешению антенны, является более чувствительным инструментом для обнаружения инверсии поляризации по диапазону, чем интегральный спектр, так как соотношение между нормальными модами меняется в разных частях источника, и из-за этого в интегральном потоке эффект инверсии может стать незаметным. Разумеется, рассматриваемая упрощенная модель петли не может быть использована для детального и количественного объяснения наблюдаемой картины. Мы обращаем внимание только на одинаковый характер проявления инверсии. Хуже согласуется с наблюдательными данными расчетное распределение интенсивности излучения по источнику (рис. 12а) с двумя ярко выраженными пиками в диапазоне длин волн 10 – 15 см, что является естественным следствием заданного распределения магнитного поля. Следует также учесть, что размеры модельного и наблюдаемого источника различаются на порядок, а при построении распределений на рис. 12 не учитывалась свертка с диаграммой направленности радиотелескопа.

Анализ изменения подобных рассчитанных распределений при перемещении петли по диску (при изменении угла падения θ) показывает, что длина волны, на которой происходит инверсия, не зависит

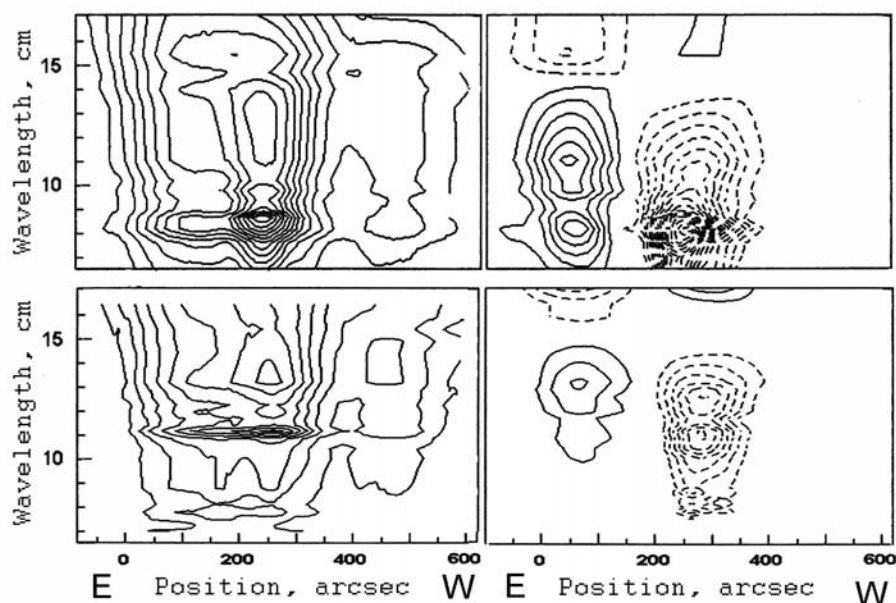


Рис. 11. Источник AR 7962, зарегистрированный на РАТАН-600 12 мая (верхний ряд) и 14 мая (нижний ряд) 1996 г.: линии равных значений параметров Стокса I (левая колонка) и V (правая колонка) излучения на плоскости “координата – длина волны”.

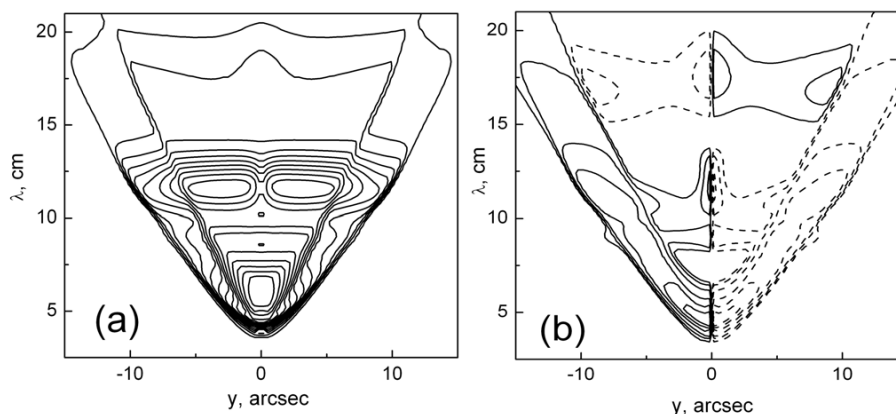


Рис. 12. Распределение рассчитанных параметров Стокса I и V на плоскости “координата – длина волны” для источника, связанного с петлей: (а) уровни I от 0 до 80 с шагом 5 Ян/угл.сек; (б) уровни V $\pm 2.5, 5, 10, 20, 30, 40$ Ян/угл.сек, сплошные и пунктирные линии обозначают правую и левую поляризацию соответственно.

от гелиографической долготы так же, как в источнике AR 7962 (см. подробнее II). Естественно, что сам характер диаграммы значительно меняется при движении источника и нарушении симметрии относительно наблюдателя, однако инверсия поляризации, если этот эффект имеет место, происходит на одной и той же длине волны. Это вполне хорошо согласуется с наблюдениями: длина волны, на которой происходила инверсия в источнике AR 7962, не менялась в течение трех дней наблюдений. Отметим, что именно отсутствие зависимости длины волны от долготы источника противоречит альтернативному истолкованию инверсии через линейное

взаимодействие нормальных волн при их распространении в квазипоперечном магнитном поле.

6. ДИСКУССИЯ

В ходе расчетов показано, что горячая корональная петля может внести заметные изменения в характеристики излучения солнечной активной области на сантиметровых и дециметровых волнах. При определенных условиях спектр излучения активной области, содержащейся в корональной петле, может иметь сложный вид с несколькими максимумами или сравнительно узкополосными

циклотронными линиями, а знак поляризации может меняться с длиной волны. В течение многих лет наблюдаемая инверсия поляризации рассматривалась, как результат линейного взаимодействия обыкновенных и необыкновенных волн в области квазипоперечного распространения излучения [1, 14, 15]. Именно таким взаимодействием объясняется существование биполярных источников микроволнового излучения, а также некоторые особенности изменения знака круговой поляризации при перемещении источника S -компоненты по солнечному диску (см., например, [16–21, 23]). Рассчитанная в данной работе инверсия поляризации вызвана отрицательным градиентом температуры в некотором интервале высот, в результате чего в соответствующем интервале частот преобладающим становится излучение обыкновенной волны [26, 27]. Нетрудно проверить, что если на луче зрения встречаются две или несколько горячих петель, то инверсия поляризации с длиной волны может быть многократной. Для иллюстрации мы рассчитали, как изменятся спектры яркостной температуры обыкновенного и необыкновенного излучения в точке $x = 0, y = 3$ на картинной плоскости (соответствующей положению на оси петли, посередине между центром и краем), показанные на рис. 6, если к петле с радиусом 8 тыс. км добавить корональную петлю с радиусом 14 тыс. км, при тех же распределениях магнитного поля, электронной концентрации и кинетической температуры. Полученные спектры яркостных температур для двух петель на луче зрения представлены на рис. 13. Видно, что к длинноволновому крылу спектра, изображенному на рис. 6, добавляется излучение на более длинных волнах, исходящее из петли большего размера, расположенной в области более слабого магнитного поля.

Отметим, что две причины инверсии — либо преимущественная генерация разного типа волн на разных частотах в источнике (благодаря изменению знака градиента температуры на луче зрения), либо изменение соотношения между ними в процессе распространения радиоволн в неоднородном магнитном поле (благодаря линейному взаимодействию в квазипоперечном магнитном поле) — кажутся трудно различимыми по результатам наблюдений. Однако при достаточно полном наборе наблюдательных данных существуют признаки, по которым можно различить указанные эффекты.

Во-первых, область в короне, где температура понижается с высотой, занимает ограниченный интервал высот, поэтому инверсия должна происходить, по крайней мере, два раза (или четное число раз, если на луче зрения встречается несколько петель): при росте температуры с высотой в короне на длинных и коротких волнах преобладает необыкновенная волна, а в центральной части интервала,

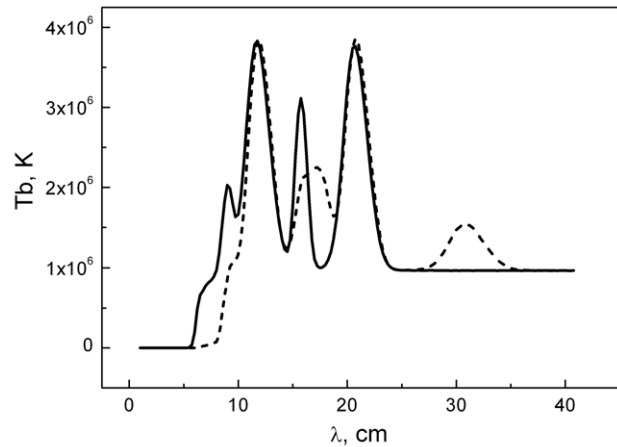


Рис. 13. Зависимость яркостной температуры обыкновенного (штриховая линия) и необыкновенного (сплошная линия) излучения от длины волны в случае двух горячих петель на луче зрения; радиус одной из петель 8.0×10^8 см, как на рисунках предыдущих разделов, радиус второй петли 14.0×10^8 см.

соответствующей отрицательному градиенту температуры, преобладает обыкновенная волна. В то же время линейное взаимодействие волн в квазипоперечном магнитном поле приводит, вероятнее всего, к однократной смене знака поляризации по диапазону, поскольку из геометрических соображений многократное пересечение луча зрения и магнитного поля под прямым углом маловероятно.

Второй отличительный признак: если инверсия обусловлена линейным взаимодействием нормальных волн при распространении в неоднородном магнитном поле, то полная степень поляризации сохраняется при распространении волны. На частотах, близких к критической частоте, где степень круговой поляризации стремится к нулю и меняет знак, возникает линейно поляризованное излучение, поскольку две противоположно вращающиеся компоненты при этом когерентны между собой. Если же разные знаки вращения на различных частотах вызваны условиями в самом источнике микроволнового излучения, то на частотах, близких к частоте инверсии, излучение не поляризовано ни линейно, ни по кругу. К сожалению, на практике зарегистрировать линейную поляризацию солнечного микроволнового излучения очень трудно из-за сильного фарадеевского вращения плоскости поляризации на пути распространения волн, хотя отдельные случаи такой регистрации описаны в литературе [20].

Наконец, важным критерием, позволяющим сделать правильный вывод о причинах инверсии поляризации, является геометрия источника с учетом магнитных полей на уровне фотосферы и изменения поляризации при перемещении его по гелиографической долготе. Таким образом, при наличии полной информации о параметрах

принимаемого излучения два указанных эффекта вполне различимы.

Поскольку яркостные температуры обыкновенной и необыкновенной волн (и, соответственно, поляризация радиоизлучения) определяются относительным изменением магнитного поля и кинетической температуры, на первый взгляд может показаться, что преобладание обыкновенной волны может иметь место и в том случае, когда кинетическая температура растет с высотой, а магнитное поле сложной конфигурации увеличивается в некотором интервале высот. Действительно, в магнитном поле, нарастающем с высотой, гиорезонансный уровень $s = 3$, ответственный за необыкновенную волну, расположен на меньших высотах, чем уровень $s = 2$, в окрестности которого генерируется обыкновенная волна. При положительном градиенте кинетической температуры по высоте это означает превалирование обыкновенного излучения на выходе из слоя с возрастающим магнитным полем. Однако выше в короне магнитное поле неизбежно начнет уменьшаться с высотой, т. е. на луче зрения еще раз встретятся гиорезонансные уровни $s = 2, 3$. При условии, что они являются оптически толстыми, падающее на них снизу излучение, поляризованное со знаком обыкновенной волны, полностью поглотится, и результирующее излучение, покидающее корону, будет, как в стандартном источнике, поляризовано со знаком необыкновенной волны или не поляризовано. Следовательно, наличие участка с возрастающим магнитным полем не может привести к преобладанию обыкновенной волны в результирующем излучении активной области, и, таким образом, наиболее вероятной причиной появления поляризации, соответствующей преимущественной генерации в источнике обыкновенной волны, является существование на луче зрения области с отрицательным градиентом температуры.

Расчитанные характерные свойства спектра локального источника излучения, вызванные присутствием горячей петли, некоторыми своими особенностями подобны свойствам одного из наблюдаемых компонентов активной области — гало. Как известно, это диффузный компонент размером порядка всей активной области, излучение которого в диапазоне волн 5–15 см превышает общий поток области на коротких волнах около 2 см в несколько раз, что исключает его интерпретацию в рамках теплового тормозного механизма.

Возможно, что одним из источников гало могут являться нетепловые электроны, продолжительное время генерируемые в активных областях. Однако это предположение сталкивается с нерешенной проблемой относительной стабильности таких источников. Другой проблемой является относительно низкий верхний предел яркостных температур

гало в дециметровом диапазоне, обычно не превышающих несколько миллионов кельвинов. Наличие верхней границы наблюдаемых яркостных температур в этом случае объясняется существенной ролью рассеяния излучения в тепловой плазме [24].

Согласно модели, представленной в данной работе, максимум спектра излучения на дециметровых волнах может быть объяснен присутствием в области излучения горячей петли. Слабая степень поляризации, зарегистрированная в гало, тоже согласуется с рассчитанными характеристиками нашей модели. Естественным образом согласуется с наблюдениями яркостная температура не более нескольких миллионов кельвинов для тепловой прогретой корональной петли. Продолжительная и постепенная, в течение нескольких дней, инверсия знака поляризации гало объяснялась в работе [24] влиянием на излучение условий квазиперечного распространения внутри самого источника излучения (самоинверсия), в отличие от источников пятенного типа, для которых подобная инверсия происходит выше в короне, вне самого источника, при приближении его к лимбу. Из-за малых размеров пятенного источника знак поляризации меняется практически моментально для всего источника, в отличие от протяженного гало. Приведенные здесь расчеты показали, что продолжительное прогревание узкой области, включающей один из гироуровней, также может привести к малой зависимости инверсии поляризации от гелиографической долготы источника.

Остается необъясненной одна из самых трудных для интерпретации характеристик гало — наличие одного пика полного излучения в центре источника между двумя пиками поляризованного излучения, приходящимися на основания петли. Для любого биполярного распределения магнитного поля петли, при котором максимумы магнитного поля приходятся на ее основания, максимум интенсивности циклотронного излучения также будет приходиться на те же области, и при расчетном распределении интенсивности по источнику мы будем получать два пика на краях источника. Кроме того, наблюдения показывают, что гало присутствует даже в областях со слабым магнитным полем, недостаточным для генерации циклотронного микроволнового излучения. Наблюдаемый диффузный характер излучения гало, без тонких деталей, при размере источника, равном размеру всей активной области, не согласуется как с моделью тонкой петли, так и с наблюдениями тонких корональных петель в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Увеличение толщины петли приводит, как показано на рис. 10, к исчезновению узких циклотронных гармоник в спектре излучения, оставляя один обобщенный максимум излучения на дециметровых волнах, что согласуется с наблюдениями спектра гало, но исключает объяснение

инверсии поляризации прогреванием выделенных гируровней.

Таким образом, проведенное рассмотрение показало, что присутствие горячей петли в активной области может существенно повлиять на спектрально-поляризационные характеристики источника микроволнового излучения. Предложенная модель горячей петли может быть использована для интерпретации многих (но, разумеется, далеко не всех) наблюдаемых свойств нестандартных источников, связанных с солнечными активными областями, и, в частности, может объяснить некоторые случаи наблюдаемой инверсии поляризации с длиной волны.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке грантов РФ-ФИ 07-02-00157-а, 05-02-16-228-а, 06-02-16-838, 06-02-17357-а и Программы поддержки научных школ НШ-4588.2006.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет* (Наука, Москва, 1964).
2. C. Alissandrakis, N. Gizani, V. Bogod, et al., in *Proceedings of The 9th European Meeting on Solar Physics, Florence*, (Ed. by A. Wilson, ESA SP-448, 1999), p.1225.
3. G. B. Gelfreikh, *ASP Conference Ser.*, Eds. by C. Alissandrakis and B. Schmieder, **155**, 110 (1998).
4. P. F. Wilson, *Astrophys. J.* **298**, 911 (1985).
5. K. R. Lang, R. F. Wilson, K. L. Smith, and K. T. Strong, *Astrophys. J.* **322**, 1044 (1987).
6. В. М. Богод, В. И. Гараимов, В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, *Астрон. ж.* **77**, 1 (2000).
7. В. В. Железняков, *Излучение в астрофизической плазме* (Янус-К, Москва, 1997).
8. Е. Я. Злотник, *Астрон. журн.* **45**, 310, 585 (1968).
9. Г. Б. Гельфрейх, Б. И. Лубышев, *Астрон. журн.* **56**, 562 (1979).
10. C. E. Alissandrakis and M. R. Kundu, *Astrophys. J.* **253**, L49 (1982).
11. K. R. Lang and R. F. Willson, *Astrophys. J.* **255**, L111 (1982).
12. Е. Я. Злотник, *Изв. ВУЗов, Сер. Радиофизика* **39**, 372 (1996).
13. Е. Я. Злотник, S. M. White and M. R. Kundu, *ASP Conference series*, Eds. by C. Alissandrakis and B. Schmieder, **155**, 135 (1998).
14. M. Cohen, *Astrophys. J.* **131**, 664 (1960).
15. В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, *Астрон. журн.* **40**, 633 (1963).
16. Н. Г. Петерова, Ш. В. Ахмедов, *Астрон. ж.* **50**, 1220 (1973).
17. Н. Г. Петерова, В. И. Рябов, *Астрон. ж.* **58**, 1070 (1981).
18. G. B. Gelfreikh, N. G. Peterova and D. I. Ryabov, *Solar Phys.* **108**, 89 (1987).
19. D. I. Ryabov, N. A. Pilyeva, C. E. Alissandrakis, et al., *Solar Phys.* **185**, 157 (1999).
20. C. Alissandrakis and F. Chiuderi-Drago, *Astrophys. J. Lett.* **128**, L73 (1994).
21. B. I. Ryabov, *Baltic Astron.* **6**, 651 (1997).
22. Н. Г. Петерова, А. Н. Коржавин, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **44**, 71 (1998).
23. C. Alissandrakis, *ASP Conference Ser.*, Eds. by B. Schmieder, A. Hofmann, J. Staude, **184**, 23 (1999).
24. N. G. Peterova, T. I. Kaltman and A. N. Korzhavin, *Sol. Phys.* **242**, 125 (2007).
25. A. Vourlidas, T. S. Bastian, and M. J. Aschwanden, *Astrophys. J.* **489**, 403 (1997).
26. Е. Я. Злотник, *Известия ВУЗов, Сер. Радиофизика* **44**, 57 (2001).
27. Т. И. Кальтман, А. Н. Коржавин, Ю. П. Цап, *Астрон. ж.* **49**, 747 (2005).
28. В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, *Астрон. ж.* **57**, 778 (1980).
29. В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, *Письма в АЖ* **14**, 461 (1988).
30. V. V. Zheleznyakov and E. Ya. Zlotnik, *Solar Phys.* **121**, 449 (1989).
31. O. A. Sheiner and E. Ya. Zlotnik, *Space Sci. Rev.* **68**, 225 (1994).
32. Е. Я. Злотник, in *Proceedings The 9th European Meeting on Solar Physics, Florence*, Ed. by A. Wilson (ESA SP-448, 1999), p.1239.
33. Е. Я. Злотник, Т. И. Кальтман, О. А. Шейнер, *Письма в АЖ* **33**, 196 (2007).
34. Е. Я. Злотник, Т. И. Кальтман, О. А. Шейнер, *Письма в АЖ* **33**, 371 (2007).
35. J. Brosius and G. Holman, *Astrophys. J.* **327**, 417 (1987).
36. E. R. Priest, *Solar Magnetohydrodynamics* (Dordrecht, Reidel, 1982).
37. Е. Я. Злотник and О. А. Шейнер, в *сборнике докладов конференции стран СНГ и Прибалтики* (Н. Новгород, **2**, 2003), с. 308.
38. Л. В. Яснoв, *Сборник докладов конференции стран СНГ и Прибалтики* (Н. Новгород, **2**, 2003).
39. V. M. Bogod, L. V. Yasnov, *Astronomy Reports*, **49**, Issue 2, 144 (2005).

REVERSAL OF THE POLARIZATION OF CYCLOTRON RADIATION IN A HOT CORONAL LOOP**T. I. Kal'tman, O. A. Sheiner, E. Ya. Zlotnik**

Spectropolarimetric features of thermal cyclotron radiation of solar coronal loops and the possibility of interpretation of the observed reversal of the sense of polarization at centimeter and decimeter-wave frequencies are discussed. To this end, thermal cyclotron radiation is computed in terms of a very simple model of a three-dimensional hot loop (a half-torus). Such a loop is shown to be capable of changing appreciably the properties of the radiation of a solar active region at centimeter and decimeter waves wavelengths. A detailed analysis is performed to determine the conditions under which the radiation spectrum of an active region containing a coronal loop may have a complex pattern with several maxima or relatively narrow-band cyclotron lines, and the sense of polarization may change several times in the wavelength interval considered. These conditions are modeled by such parameters as the structure of the magnetic field, electron density, and size of the loop. The results of the computations of two-dimensional brightness-temperature distributions at different wavelengths for ordinary and extraordinary waves at fixed points of the loop and the integrated parameters of the flux and polarization of radiation in terms of the model discussed are reported. Cases are considered where the line of sight is crossed by one or two loops. The expected distribution of polarization across the source in the model considered is compared to the results of RATAN-600 observations of the solar active region AR 7962 made on May 12–14, 1996.