

УДК 523.982-13

ПЕРЕХОДНАЯ ОБЛАСТЬ НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА МИКРОВОЛНАХ

© 2010 А. Н. Коржавин¹, Л. В. Опейкина², Н. Г. Петерова¹

¹Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Пулково, 196140, Россия

²Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2009 г.; принята в печать 22 июня 2009 г.

В работе приводятся результаты спектрально-поляризационных наблюдений на РАТАН-600 активной области NOAA 10848. Наблюдения проводились с высоким (1%) спектральным разрешением. Это позволило для источников над пятнами получить подробные распределения температуры с высотой в переходной области от хромосферы к короне. Полученные распределения показывают, что переходная зона над пятнами может быть протяженной, с постепенным ростом температуры, что противоречит моделям атмосферы с резким ростом температуры в переходной области.

Ключевые слова: *Солнце*

1. ВВЕДЕНИЕ

Атмосферу Солнца принято делить на хромосферу и корону, электронная температура плазмы в которых очень сильно различается, примерно на два порядка. Вследствие такого различия естественно возникает вопрос, как устроена переходная область между ними? Эта проблема изучалась как экспериментально по наблюдениям в широком диапазоне электромагнитного излучения (УФ, рентген, радио), так и путем построения моделей, основанных на этих наблюдениях. Очевидно, что физические параметры переходной области над пятнами, где в корону выходят сильные магнитные поля порядка 2000 Гс, должны отличаться от таковых для спокойных участков Солнца. Можно предположить также, что структура переходной области меняется от одной активной области к другой и зависит от величины и структуры магнитного поля.

В радиодиапазоне переходная область над пятнами изучается по спектрально-поляризационным наблюдениям расположенных над ними источников повышенной яркости, природа которых считается твердо установленной. Это циклотронное (магнитотормозное) излучение тепловой плазмы в сильных магнитных полях пятен на низких гармониках гирочастоты, преимущественно 2-й и 3-й [1]. Уже по самым ранним наблюдениям были предложены два типа модели переходной области, существенно различающихся характером высотного распределения температуры. Если в одной из них [2] температура плавно нарастает с высотой от хромосферных к корональным значениям, то в другой [3, 4] она меняется скачкообразно. Авторы работы [3],

анализируя известные на тот момент данные о радиоизлучении активных областей, выдвинули предположение о том, что основание короны над тенями пятен располагается на небольшой высоте, порядка 2000 км, а переходная зона имеет малую толщину, менее 1000 км. Ряд современных моделей атмосферы различных солнечных образований, включая пятна, также характеризуется быстрым ростом температуры от хромосферных значений до почти корональных [5]. Резкий рост температуры в нижней части переходной области, охватывающей диапазон температур от 10^4 до $(3 - 5) \times 10^5$ К, имеет теоретическое обоснование в моделях солнечной атмосферы, учитывающих в энергетическом балансе переходной области поступление тепла из короны за счет теплопроводности и потери энергии на излучение в УФ-линиях. Толщина переходной зоны в таких моделях составляет несколько сотен км, причем основной рост температуры происходит на протяжении десятков км [6]. При моделировании радиоизлучения пятенных источников и других компонент активной области чаще всего используются модели с резким ростом температуры в переходной области. Так, например, в работах [7–9] использовалась “ступенчатая” функция, где температура от хромосферы к короне меняется скачком. В работах [10–12] применялись модели, основанные на решении уравнения теплопроводности при условии постоянства плотности потока тепла, что также приводит к быстрому росту температуры от хромосферных значений до нескольких сотен тысяч градусов. Тем не менее, вопрос о температурной структуре переходной зоны в солнечной атмосфере,

в частности, в атмосфере над пятнами, еще нельзя считать решенным, и требуются дальнейшие исследования с привлечением новых наблюдательных данных.

Оценка высотного распределения температуры $T(h)$ по наблюдениям циклотронных источников над пятнами обычно делается методом подгонки моделей. Метод заключается в том, что на основе модельных распределений температуры, плотности, магнитного поля рассчитываются ожидаемые характеристики радиоизлучения и выбираются те модели, которые наилучшим образом соответствуют данным измерений. Однако, при определенном упрощении модели генерации радиоизлучения, распределение температуры можно восстановить простым сопоставлением наблюдаемых яркостных температур обыкновенной и необыкновенной мод излучения электронной температуре гирорезонансных слоев, соответствующих 2-й и 3-й гармоникам гирочастоты. При этом высота расположения гирорезонансных уровней определяется заданной моделью магнитного поля. В данной работе мы используем этот метод. Очевидно, что такой метод свободен от предположений о виде температурной зависимости.

Указанный выше метод определения $T(h)$ применялся редко. В качестве примера можно привести работу [13]. В ней по спектрально-поляризационным наблюдениям с пространственным разрешением $1'-6'$ исследована крупная активная область, в структуре которой преобладало головное пятно. При пересчете наблюдаемых характеристик радиоизлучения в зависимость температуры от магнитного поля было учтено излучение пятна на 2-й и 3-й гармониках гирочастоты, а также тормозное излучение областей вне пятна. Для перехода от магнитного поля к высоте использовалась дипольная модель магнитного поля. В результате, для данного крупного пятна удалось проследить изменение температуры только в верхней части переходной области, выше предполагаемого скачка. Однако протяженность верхней части переходной области составила не менее 5 тыс. км.

Представления о структуре переходной области, выработанные по радионаблюдениям с невысоким частотным (около 5 точек в диапазоне 2–10 см) и пространственным разрешением, давно нуждаются в проверке и уточнении. Пространственное разрешение на коротких сантиметровых волнах при наблюдениях на радиотелескопе РАТАН-600 составляет $15''-20''$, что достаточно для выделения и анализа радиоизлучения над отдельными пятнами. Что касается частотного разрешения, то в настоящее время для солнечных наблюдений на РАТАН-600 оно доведено до 1%. Это соответствует разрешению по высоте порядка 100 км. Таким образом,

современный уровень наблюдательного материала предоставляет возможность выявить тонкую структуру переходной области над пятнами и ее особенности с размерами в несколько сотен км, если таковые имеются.

В данной работе приведены результаты восстановления зависимости температуры от высоты для пятен активной области NOAA 10848. Выбран день, когда ее морфологическая структура на уровне фотосферы была простой и достаточно стабильной (20.01.2006). Эту сравнительно слабую активную область с пятнами небольшой площади удалось исследовать благодаря высокой чувствительности радиотелескопа РАТАН-600. Изучение слабой области представляет особый интерес, так как большинство более ранних работ выполнено на примере крупных пятен.

Большое внимание было уделено методикам построения профилей температуры и обработки сканов. В частности, опробован модифицированный метод анализа наблюдений, где в отличие от традиционного для РАТАН-600 исследования параметров Стокса I и V, рассматриваются характеристики право- (R) и левополяризованной (L) составляющих излучения.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Согласно данным “Solar-Geophysical Data” и сайта <http://www.solarmonitor.org>, активная область NOAA 10848 появилась на диске 18.01.2006, хотя слабая активность была заметна и в предыдущие дни, начиная с ее выхода из-за лимба 16–17 января. Активная область пересекла центральный меридиан в момент 21.8 и достигла своего максимального развития 22–23 января. В эти два дня в активной области произошел ряд вспышек рентгеновского класса C. Наблюдения на РАТАН-600 проводились ежедневно, впервые радиоисточник над исследуемой активной областью появился 17 января на восточном лимбе, и его эволюция была прослежена до захода за лимб. Последний раз радиоисточник наблюдался 29 января. Для целей нашей работы наиболее подходящими оказались наблюдения 20 января, так как в это время активная область еще имела стабильную структуру и представляла собой симметричную биполярную область, состоящую, в основном, из двух примерно одинаковых по площади пятен (Рис. 1). Структура группы пятен заметно усложнилась 21 января, между двумя основными пятнами появились другие достаточно крупные пятна. По сравнению с 19 января 20-го активная область была ближе к центру диска, поэтому меньше сказывались проекционные эффекты. В рассматриваемый период (20.01.2006)

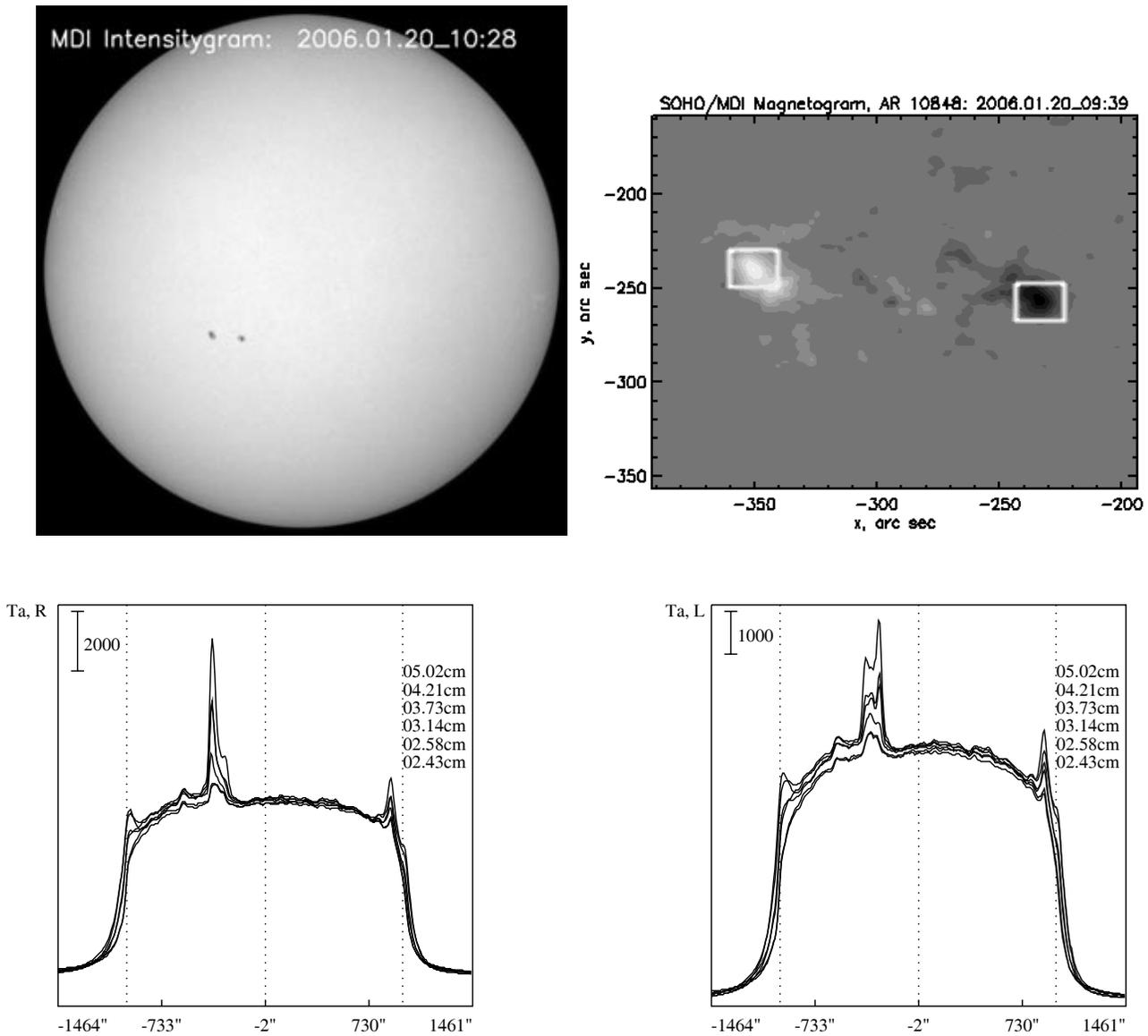


Рис. 1. Вверху показаны фотогелиограмма солнечного диска (слева) и магнитограмма активной области NOAA 10848 по данным SOHO/MDI (<http://soi.stanford.edu>) (справа). Прямоугольниками на магнитограмме выделены области, которые использовались для определения параметров модели магнитного поля пятен. Внизу показаны радиосканы Солнца в R- и L-поляризациях, полученные на РАТАН-600 на волнах 5.02, 4.21, 3.73, 3.14, 2.58 и 2.43 см. По оси абсцисс указано расстояние от центра диска Солнца в секундах дуги, по оси ординат — антенная температура (масштаб в градусах Кельвина показан в левом верхнем углу).

эволюционный класс группы пятен определялся как $\Delta\alpha_0$, магнитный — β , площадь всей группы составляла порядка 140 м.д.п. Головное пятно имело южную полярность магнитного поля (S), а хвостовое — северную (N). По данным SOHO/MDI с учетом перекалибровки, произведенной осенью 2007г., максимальная напряженность продольной компоненты поля в пятнах составляла примерно 2600 Гс (данные взяты из архива на сайте <http://soi.stanford.edu>).

На РАТАН-600 Солнце наблюдалось в пас-

сажном режиме на Южном секторе с перископом. Наблюдения проводились в трех азимутах, отстоящих друг от друга по времени примерно на 1 час 40 минут, но в работе мы использовали только наблюдение в меридиане в местный полдень (9:24 UT). Режим работы антенны “Южный сектор с перископом” является стандартным и описан, например, в работе [14]. В этом режиме пространственная разрешающая способность в узком сечении диаграммы направленности составляет примерно $17''$ на длине волны 2 см. Для наблюдений

использовался новый приемный комплекс высоко-го спектрального разрешения (СПКВР), регистрирующий отдельно право- и левополяризованное излучение на 56 частотах в диапазоне 6–18 ГГц (1.8–5 см), с расстоянием между частотами порядка 200 МГц [15]. Примеры сканов Солнца, полученных 20.01.2006, показаны на Рис. 1. Благодаря низкой активности Солнца в данный период, в диаграмму направленности антенны при сканировании попадала только исследуемая активная область. Это позволило избежать путаницы, которая могла возникнуть из-за большой ширины “вертикальной” диаграммы направленности, и упростило процедуру выделения источников.

В СПКВР прием право- и левополяризованного излучения происходит в разных точках фокальной линии. В этом случае для получения параметров Стокса I и V необходимо корректное совмещение сканов R и L, что является пока предметом отдельного исследования. Независимая обработка сканов R и L позволяет избежать ошибок, вызванных неточным совмещением. Кроме того, такой способ лучше соответствует задаче исследования циклотронного радиоизлучения, так как право- и левополяризованное излучение напрямую сопоставляется обыкновенной и необыкновенной модам излучения. Поэтому в данной работе мы провели отдельную обработку сканов R и L. Обработка проводилась с помощью программы “WorkScan” [16] по методике, аналогичной методике обработки сканов полной интенсивности, изложенной в работе [17].

3. СТРУКТУРА И ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОИСТОЧНИКА

Локальный источник (ЛИ), связанный с активной областью NOAA 10848, был выделен над уровнем спокойного Солнца и над окружающим группу пятен флоккулярным полем. Далее с помощью процедуры гаусс-анализа, источник был разбит на три детали: источники A и B, связанные соответственно с головным и хвостовым пятнами группы, и источник C — излучение типа гало, охватывающее всю активную область. Поскольку могут существовать различные варианты разбиения одномерного профиля ЛИ на гауссианы, то при выделении деталей необходимо придерживаться заранее выбранных правил. Таким правилом послужил критерий плавного изменения характеристик деталей от волны к волне. Разбиение начиналось с самых коротких волн, где ЛИ состоял, в основном, из излучения гало. На этих волнах также достаточно ясно видны небольшие уярчения над пятнами, что позволило выделить эти детали и сохранять их на более длинных волнах. Результат деления ЛИ на компоненты показан на Рис. 2 и 3. Гало изображено пунктирными линиями, а источники над пятнами —

сплошными. Видно, что на соседних волнах резких изменений в структуре источника нет. На Рис. 4 показаны примеры деления на компоненты на отдельных волнах, далеко отстоящих друг от друга.

Для компонент ЛИ были определены плотность потока радиоизлучения, размеры и яркостная температура в каждой из круговых поляризаций. Зависимости этих величин от длины волны приведены на Рис. 5 и 6. Белыми символами показаны характеристики правополяризованного излучения, черными — левополяризованного. Было учтено, что выделив источник на фоне скана мы измеряем только часть плотности потока источника [17]. Для получения полной плотности потока следует добавить излучение фона. В нашем случае основной вклад в фоновое излучение определяется уровнем излучения спокойного Солнца. В соответствии с этим, мы к измеренной яркостной температуре источников добавили яркостную температуру спокойного Солнца, взятую из работ [18, 19]. На Рис. 5 показана исходная плотность потока без учета фонового излучения и размеры источников, а на Рис. 6 яркостная температура и плотность потока с учетом фона.

Кривые плотности потока, показанные на Рис. 4, являются непосредственным результатом измерений, под которыми мы подразумеваем как процесс наблюдений, так и первичную часть процесса обработки, включающую такие “ручные” процедуры, как выделение источников над фоном и гаусс-анализ. Разброс точек относительно средних кривых вызван ошибками этих измерений. Ошибки связаны, в частности, с неравномерностью фона спокойного Солнца, т.е. радиогрануляцией. Особенно это проявляется на самых коротких волнах, где исследуемые источники слабо выделяются над фоном. Оценки, сделанные для плотности потока, показывают, что среднеквадратичное отклонение измеренных величин от средних кривых составляет 20% в среднем по всему диапазону. На длинных волнах отклонение меньше этой величины, а на коротких волнах может достигать 50%. Тем не менее, благодаря тому, что интервал между отсчетами в спектре мал, общий ход полученных зависимостей прослеживается достаточно ясно. При этом следует отметить высокую чувствительность радиотелескопа РАТАН-600 при измерении плотности потока, которую удалось реализовать при наблюдении источника NOAA 10848 благодаря низкой активности Солнца в период наблюдений — в коротковолновой части спектра величина потока деталей A и B составляет всего 0.05 с.е.п.

При вычислении размеров источников ширина выделенных гауссиан корректировалась исходя из предположения о том, что форма диаграммы направленности антенны также может быть представлена в виде некоторой эффективной

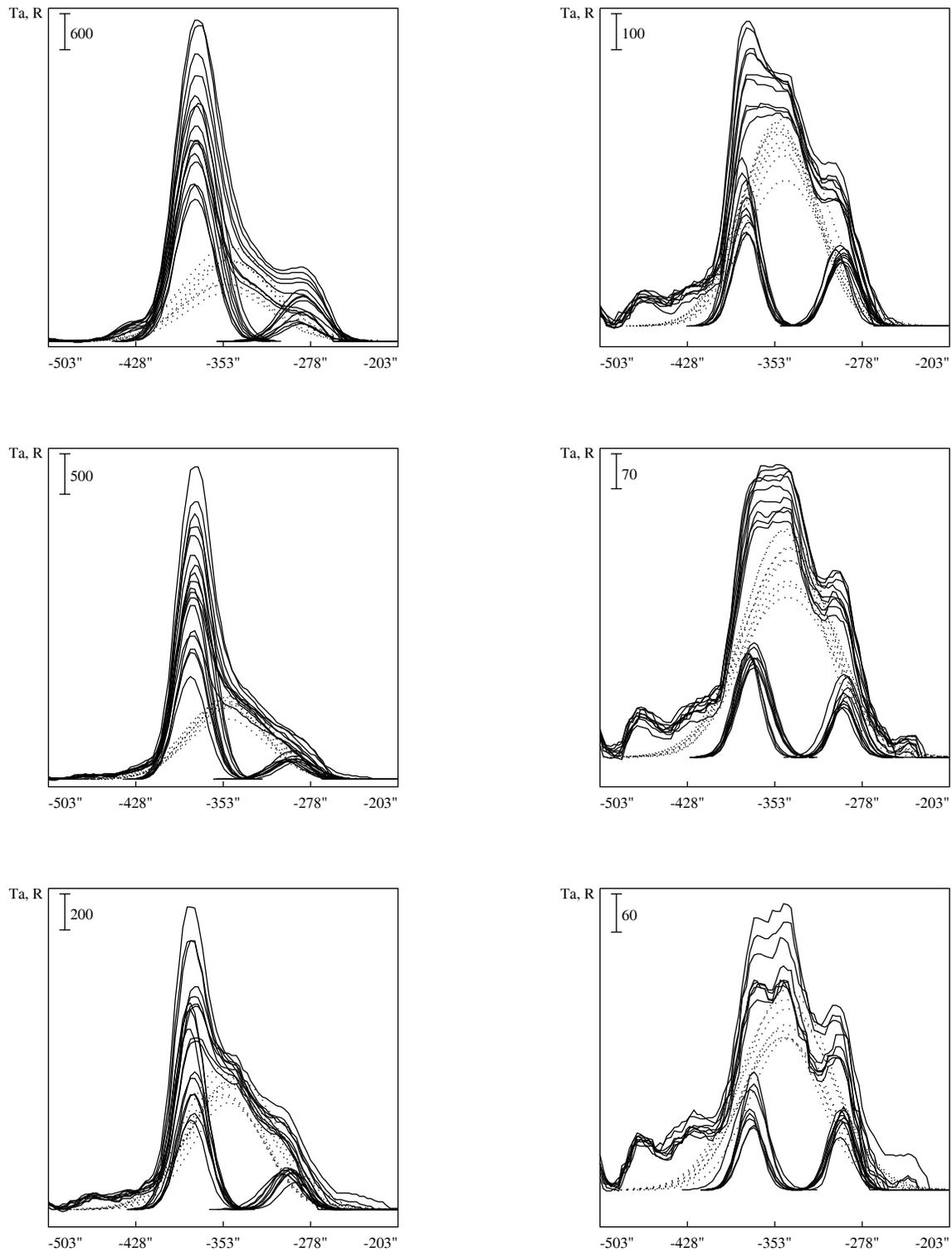


Рис. 2. Результаты разделения ЛИ 10848 на компоненты в R-поляризации. Рисунки разбиты на 6 поддиапазонов по длинам волн. Сверху вниз, слева направо показаны поддиапазоны: (5.02-4.02); (3.91-3.27); (3.21-2.76); (2.72-2.39); (2.32-2.08) и (2.05-1.86) см. По осям то же, что на радиосканах Рис. 1.

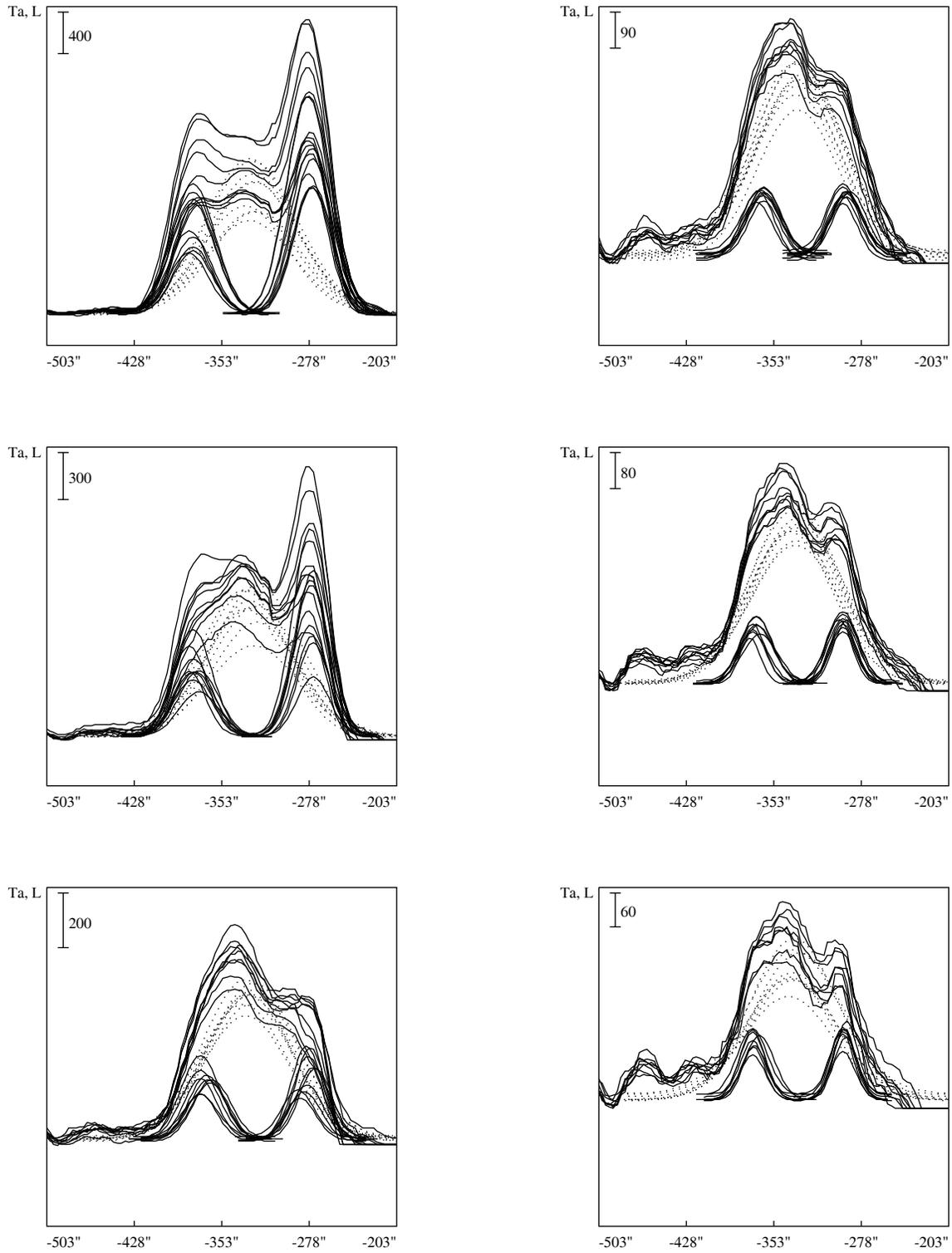


Рис. 3. Результаты разделения ЛИ 10848 на компоненты в L-поляризации. Разбиение на поддиапазоны указано на Рис. 2. По осям то же, что на радиосканах Рис. 1.

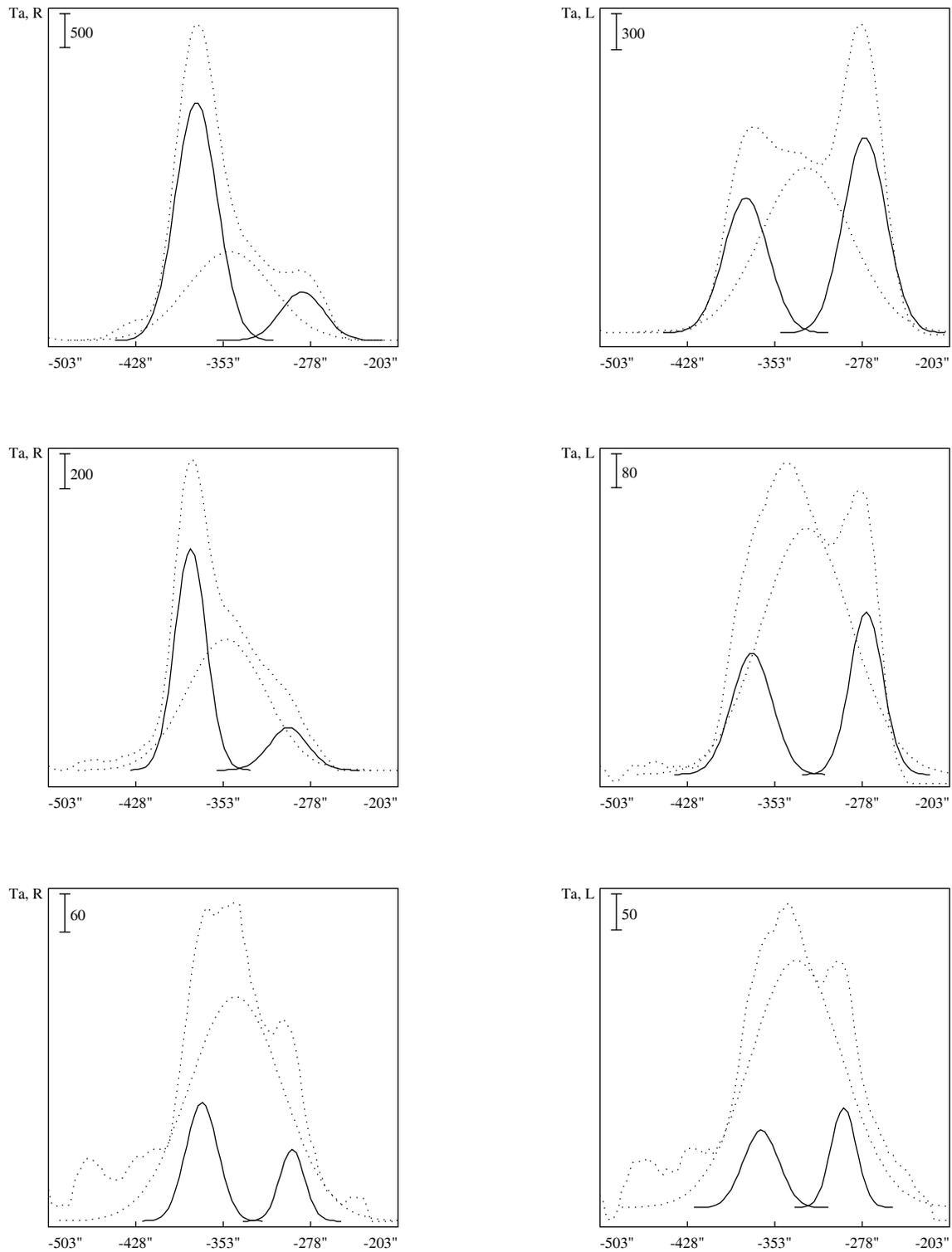


Рис. 4. Примеры разделения ЛИ 10848 на компоненты в R- и L-поляризациях на волнах 4.73 (вверху), 3.27 (в середине) и 2.11 см (внизу). Пунктирными линиями показаны суммарный скан локального источника и деталь С (гало), сплошными — пятенные детали А и В. По осям то же, что на радиосканах Рис. 1.

гауссианы [17]. Необходимая для коррекции ширина диаграммы рассчитывалась с помощью алгоритма, разработанного в работе [20]. Хорошее совпадение расчетных диаграмм с реальными подтверждено наблюдениями опорных источников [21, 22]. Полученные в результате эффективные размеры источников А и В согласуются с размерами исследуемых пятен, размер теней которых составляет $15''$ – $20''$. Однако имеется небольшое уменьшение размеров с ростом длины волны, что расходится со стандартными представлениями об источниках магнитотормозного излучения над пятнами, для которых ожидается рост размера радиоисточника с ростом высоты, и соответственно, с ростом длины волны.

На Рис. 7 показана степень поляризации излучения источников, вычисленная как отношение разности и суммы яркостных температур право- и левополяризованного излучения: $p = (T_b R - T_b L) / (T_b R + T_b L)$. Видно, что для источников над пятнами степень поляризации достигает 80%, причем в каждом из источников преобладает необыкновенное излучение.

Характер спектров плотности потока и степени поляризации источников А и В соответствует магнитотормозной модели излучения, по крайней мере, для волн длиннее 2.5 см для пятна В и длиннее 3 см для пятна А, где становится заметной существенная разница между интенсивностью право- и левополяризованного излучения. Стадия роста плотности потока и яркостной температуры с ростом длины волны сохраняется практически до верхней границы используемого диапазона длин волн. Учитывая также, что величина яркостной температуры в большей части рассматриваемого диапазона не превышает десятков и сотен тысяч градусов, можно предположить, что в данном случае мы видим излучение из переходной области между хромосферой и короной. На самых коротких волнах уровень излучения источников А и В невелик и примерно одинаков для право- и левополяризованных составляющих. Это может свидетельствовать как о тормозной природе излучения на этих волнах, так и быть результатом того, что циклотронное излучение исходит из низко расположенных холодных гирорезонансных слоев с приблизительно одинаковой температурой. Однако предположение о тормозной природе излучения источников А и В на коротких волнах не согласуется с некоторыми наблюдаемыми характеристиками радиоизлучения. Так, малая степень поляризации не позволяет считать, что источники расположены низко над пятном, где магнитное поле велико. Если предположить, что источники расположены в короне, то трудно объяснить плавный переход всех характеристик радиоисточников от тормозного участка к циклотронному. Учитывая, что величина магнитного поля

в пятнах, измеренная на SOHO/MDI, достаточна для генерации циклотронного излучения на волнах порядка 2 см, в данной работе мы полагаем, что во всем наблюдаемом диапазоне источники А и В имеют магнитотормозную природу.

Источник С имеет плоский спектр плотности потока. Яркостная температура в R- и L-поляризациях примерно одинакова (с некоторым преобладанием правополяризованного излучения) и возрастает от 20 тыс. К на длине волны 2 см до 100 тыс. К на длине волны 5 см. Степень поляризации этого источника не превышает 10%. Размеры близки к размерам всей активной области и практически не меняются с длиной волны. Такие характеристики соответствуют оптически тонкому тепловому тормозному источнику, расположенному в слабом магнитном поле в короне над группой пятен.

В целом, следует отметить отсутствие существенных противоречий в характеристиках источников А, В и С, что позволяет отнести их к известным типам источников и считать предложенный вариант деления ЛИ на компоненты вполне обоснованным.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НАД ПЯТНАМИ

По измеренной яркостной температуре излучения правой и левой поляризации можно восстановить зависимость температуры от магнитного поля и высоты в атмосфере над пятном. В соответствии с магнитотормозной моделью пятенных радиоисточников предполагается, что необыкновенное излучение полностью генерируется оптически толстым гирорезонансным слоем, соответствующим 3-й гармонике гирочастоты, а обыкновенное — слоем, соответствующим 2-й гармонике. Таким образом, яркостная температура необыкновенного излучения оказывается равной кинетической температуре электронов на уровне с магнитным полем $B_3 = 3570/\lambda$ [Гс], а обыкновенного — на уровне с полем $B_2 = 5355/\lambda$ [Гс], где λ [см] — длина волны наблюдаемого излучения. В соответствии с полярностью магнитного поля исследуемых пятен необыкновенной моде излучения радиоисточника А соответствует левополяризованное излучение, а необыкновенной моде радиоисточника В — правополяризованное. В результате, получаем зависимость электронной температуры от величины магнитного поля, показанную на Рис. 8. Светлыми значками показаны температуры, полученные по измерениям обыкновенной моды излучения (T_o), а черными — необыкновенной (T_x).

Для перехода от величины магнитного поля к высоте была использована дипольная модель поля

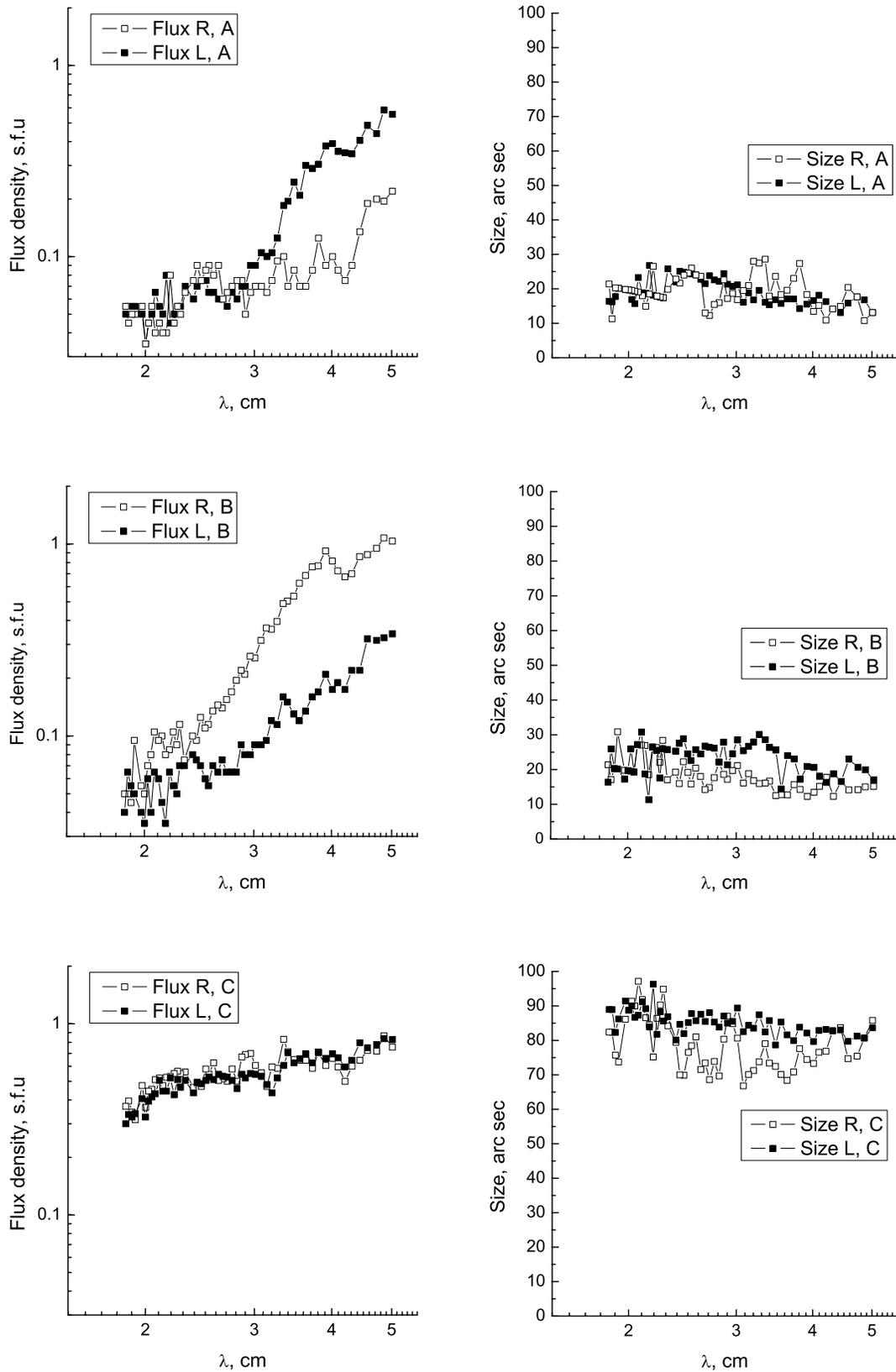


Рис. 5. Спектры плотности потока без учета фона и угловые размеры источников А, В и С в право- и левополяризованном излучении.

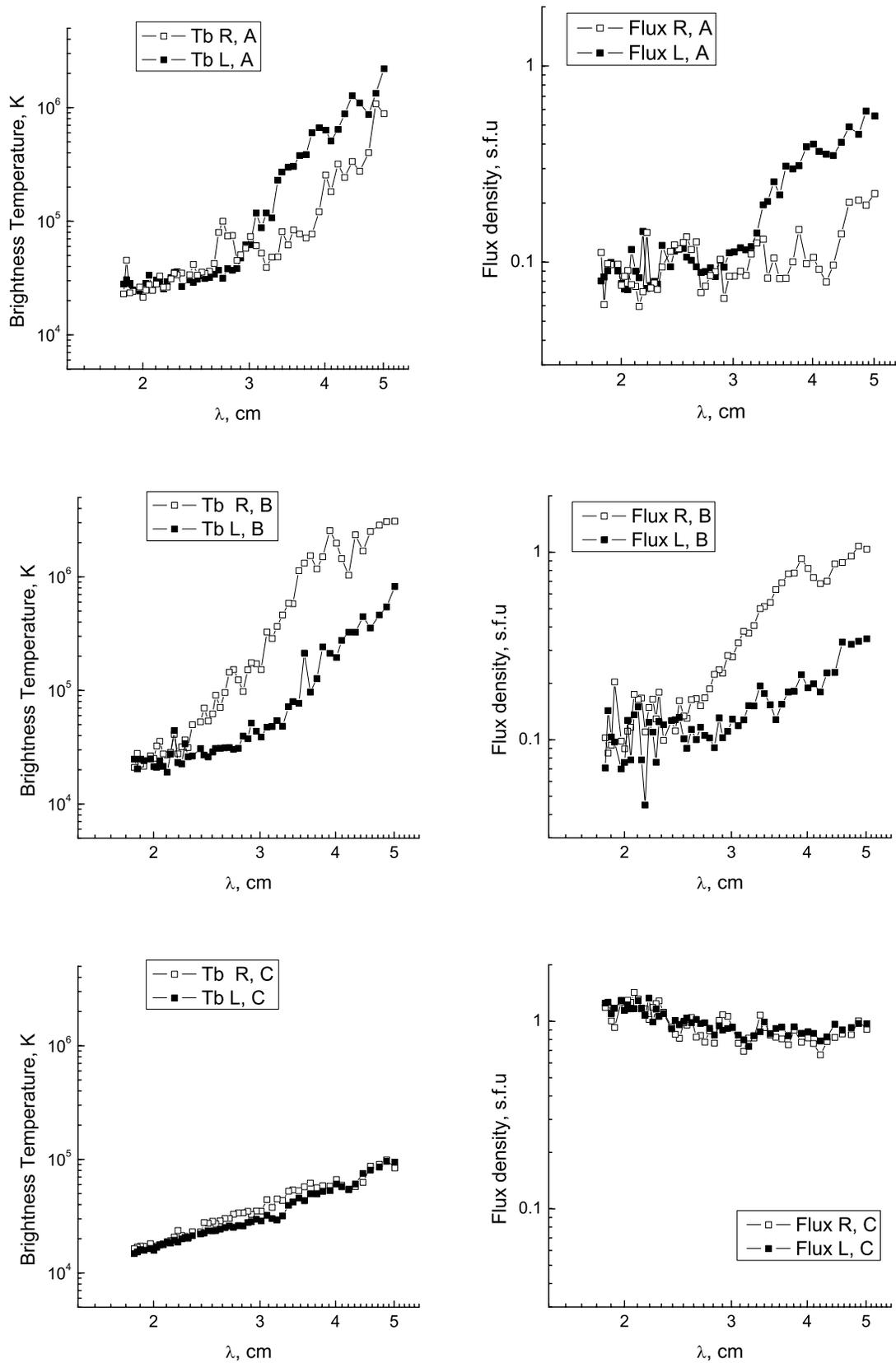


Рис. 6. Яркостная температура и плотность потока, скорректированные с учетом фона, в право- и левополяризованном излучении.

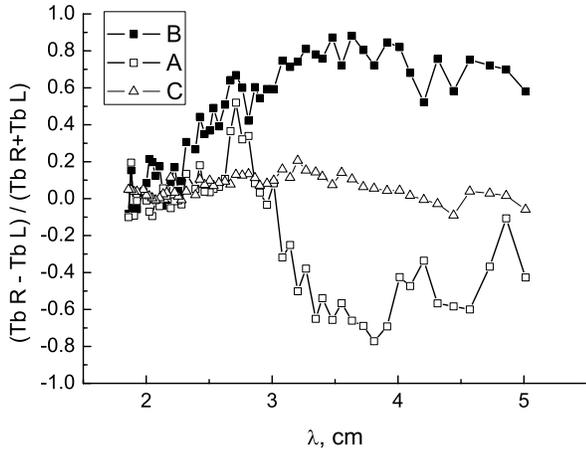


Рис. 7. Изменение степени поляризации радиоизлучения источников А, В и С с длиной волны.

пятна, которую задает кольцо с током, погруженное под фотосферу на некоторую глубину. Модель упрощенная, но хорошо согласуется с наблюдениями и широко используется для оценки поля в пятнах [9, 23]. В системе координат, ось z которой направлена вдоль вертикальной оси пятна, а центр находится в центре пятна на уровне фотосферы, компоненты поля равны [9]:

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{B_0}{2} z_{dip}^3 \frac{3(z + z_{dip})x}{(\sqrt{x^2 + y^2 + (z + z_{dip})^2})^5} \\ B_y &= \frac{B_0}{2} z_{dip}^3 \frac{3(z + z_{dip})y}{(\sqrt{x^2 + y^2 + (z + z_{dip})^2})^5} \\ B_z &= \frac{B_0}{2} z_{dip}^3 \frac{2(z + z_{dip})^2 - x^2 - y^2}{(\sqrt{x^2 + y^2 + (z + z_{dip})^2})^5}, \end{aligned} \quad (1)$$

где z_{dip} — глубина погружения кольца с током под фотосферу, B_0 — величина поля в центре пятна на фотосфере. На оси пятна магнитное поле равно $B_z = B_z(0, 0, z)$ и его связь с высотой h , совпадающей с координатой z , определяется формулой:

$$h = z_{dip} (\sqrt[3]{B_0/B_z} - 1). \quad (2)$$

Величины B_0 и z_{dip} являются свободными параметрами. Для каждого из исследуемых пятен эти параметры были определены по магнитографическим данным, полученным на SOHO/MDI. Для этого использовалась методика, подобная описанной в работе [9], но с иным способом определения z_{dip} . Согласно данной методике, в качестве B_0 выбиралось максимальное наблюдаемое значение поля внутри пятен, скорректированное с учетом различия между направлениями луча зрения и вертикальной оси пятна. Величина z_{dip} определялась

путем поиска наилучшего приближения модельного дипольного поля к наблюдаемому. Для этого при различных z_{dip} рассчитывалось поле диполя на уровне фотосферы ($z = 0$) и сравнивалось с наблюдаемым полем. Расчет поля велся с учетом проекции на луч зрения. В качестве наилучшего приближения выбиралась модель, минимизирующая средний квадрат относительной ошибки, равной отношению разности между модельным и наблюдаемым полем к наблюдаемой величине поля. Сравнение модельного и наблюдаемого поля велось в пределах двумерных площадок 11×11 точек (примерно $20'' \times 20''$), показанных прямоугольниками на магнитограмме (Рис. 1). Центры площадок совпадали с точками максимального поля. Различие между наблюдаемым и модельным полем минимально в центре и увеличивается к краям площадок. Для выбранных нами оптимальных моделей поля относительная ошибка в среднем по площадке составила порядка 50% для обоих пятен. Ошибка, отнесенная к максимальной величине поля, составляет порядка 10%. Следует заметить, что здесь впервые в рамках данной методики был применен расчет поля на двумерных площадках, что позволило включить в рассмотрение большее количество точек в поле пятна и повысило надежность метода.

В результате, поле B_0 для пятна А получилось равным 2730 Гс, а для пятна В — 2910 Гс. Оптимальное значение z_{dip} для пятна А составило 10200 км, а для пятна В — 11000 км. Полученная глубина погружения оказалась примерно равной радиусам пятен, что соответствует представлениям о параметрах диполя, приближающего поле пятна [23]. Найденные z_{dip} оптимально описывают прежде всего магнитное поле в фотосфере, но мы в нашей работе предполагаем, что примерно с такой же точностью (порядка 10%) верна экстраполяция поля по высоте.

На Рис. 9 для каждого из пятен показано наблюдаемое поле и его модель при оптимальных значениях B_0 и z_{dip} . Качественное сравнение наблюдаемого и модельного поля показывает обоснованность применения этих моделей для аппроксимации поля пятен. Зависимость величины поля на оси пятна от высоты для выбранных моделей показана на Рис. 10 (кривые 5).

Результирующее изменение кинетической температуры электронов $T(h)$ с высотой в атмосфере над пятнами А и В показано на Рис. 10. Для каждого пятна ход температурной зависимости представлен более, чем сотней точек независимых измерений в диапазоне высот от 0 до 6000 км, т.е. с беспрецедентно малым шагом по высоте, в среднем порядка 60 км. Охвачен диапазон температур от 20 тыс. К до 2 млн. К. Видно, что над пятнами имеется широкая переходная зона, в которой температура плавно нарастает на протяжении 3 — 4 тыс. км.

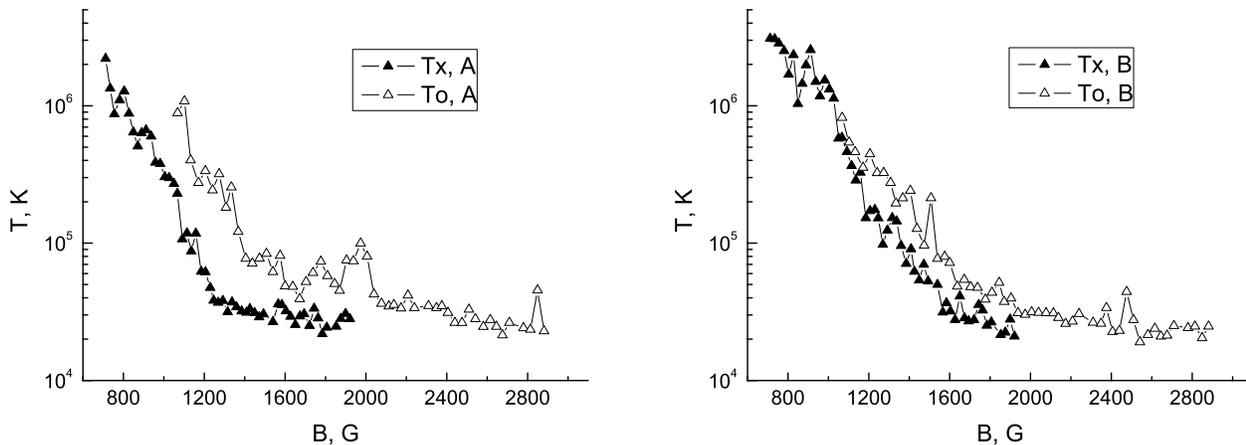


Рис. 8. Изменение кинетической температуры электронов в зависимости от напряженности магнитного поля в атмосфере над пятнами А и В. Кривые T_x и T_0 представляют температуру, полученную по измерениям необыкновенной и обыкновенной мод излучения соответственно.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Полученное из наблюдений распределение электронной температуры над пятнами можно сопоставить с модельным распределением. На Рис. 10 приведены несколько вариантов модельных распределений температуры: 1 — модель с идеализированным «скачкообразным» изменением температуры от хромосферных значений к корональным, 2 — модель протяженной переходной области, которая была принята в работе [2], 3 и 4 — модели, полученные на основе решения уравнения для плотности потока тепла

$$F_c = AT^{5/2} \frac{dT}{dh} \quad (3)$$

при условии постоянства F_c [10]. Решение уравнения имеет вид:

$$T(h) = [T_0^{7/2} + \frac{7}{2} \frac{F_c}{A} (h - h_0)]^{2/7}, \quad (4)$$

где T_0, h_0 — температура и высота в основании переходной зоны, $A \approx 1.1 \times 10^{-6}$. На рисунке приведены решения для $F_c = 10^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$ (кривая 3) и $F_c = 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$ (кривая 4). Структура этих решений такова, что температура возрастает скачком от T_0 до значений в несколько сотен тысяч градусов.

Наблюдаемые $T(h)$ заметно отличаются как от скачкообразной функции 1, так и от решений уравнения (3). Выбором подходящих параметров свести полученные $T(h)$ к функциям вида (4) не удастся. Наблюдаемые кривые ближе по своему характеру к модели протяженной переходной области, приведенной в работе [2], и отличаются от нее параметрами, например, высотой основания переходной области. Согласно нашим исследованиям,

заметный рост температуры начинается на высоте около 2 тыс. км, что соответствует температуре 2×10^4 К и полю 1500 Гс. Большой градиент температуры отмечается до высот порядка 5 тыс. км. Таким образом, ширина переходной области составляет несколько тыс. км. Из Рис. 10 видно, что параметры переходной области над пятнами А и В немного различаются. В случае пятна с более слабым магнитным полем область наиболее быстрого роста температуры начинается на большей высоте. В целом, удалось значительно уточнить оценки, которые ранее делались на основе наблюдений с гораздо более низким пространственным и спектральным разрешением [13].

Заметим, что оценка ширины переходной зоны зависит от выбранных параметров дипольного приближения магнитного поля, B_0 и z_{dip} . Параметр B_0 влияет, в основном, на положение переходной зоны на оси высот и мало влияет на ее протяженность. Из формулы (2) видно, что для n -кратного уменьшения ширины нужно n -кратное уменьшение z_{dip} . Однако оснований для существенного изменения глубины погружения кольца с током нет, так как полученные значения z_{dip} согласуются с результатами измерений магнитного поля и размерами пятен.

Также следует заметить, что результаты получены только для одного из возможных вариантов разделения источника на компоненты. Но выбранный вариант обоснован и согласуется с представлениями о структуре и многокомпонентности локальных источников, развитыми на основе наблюдений на инструментах РАТАН-600 и ССРТ [24].

Обращает на себя внимание расхождение температур, полученных по обыкновенной и необык-

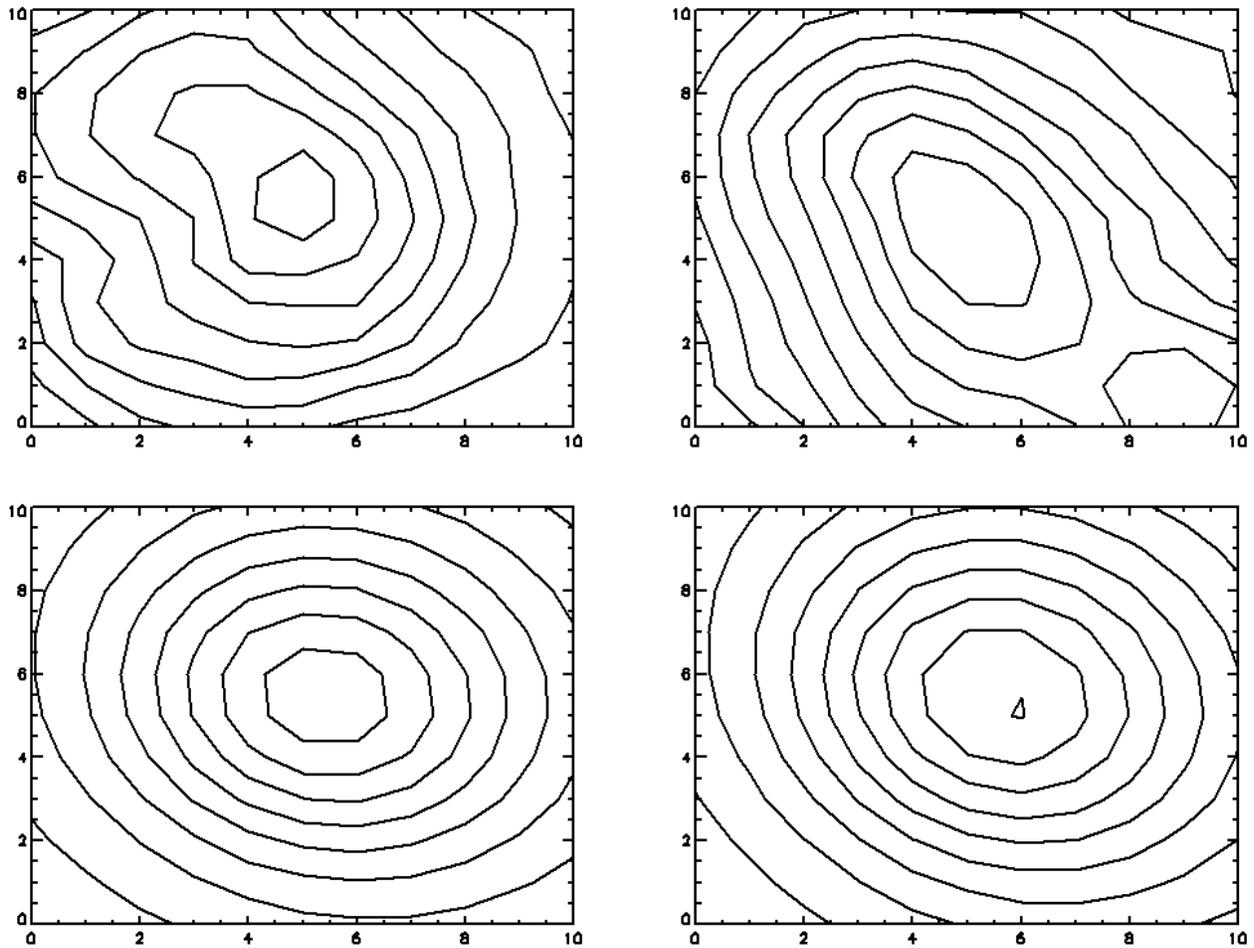


Рис. 9. Наблюдаемое (вверху) и модельное (внизу) распределение магнитного поля в пятнах А (слева) и В (справа). По осям отложены координаты в пикселах, расстояние между пикселями порядка 2''.

новой составляющей излучения. Очевидно, реальная структура атмосферы над пятнами более сложная, чем полученная нами. В данной работе в рамках используемой модели пятенных радиоисточников мы не можем дать объяснения расхождению температур. Возможно, требуется усложнение модели излучения источников — учет вклада других гармоник и геометрии гироуровней, применение более сложных моделей экстраполяции фотосферного магнитного поля в корону и др. Также мы не исключаем наличия некоторой, пока не выявленной, методической ошибки, которая повлияла на оценку размеров и яркостных температур источников, снизив размеры и увеличив температуру источников на длинных волнах. Однако учет такой ошибки должен только увеличить протяженность переходной зоны.

В целом, в данной работе на примере двух небольших примерно одинаковых пятен и соответствующих им магнито-тормозных радиоисточников в рамках упрощенных представлений как о

механизме генерации радиоизлучения (2-я и 3-я гармоники гирочастоты), так и экстраполяции фотосферного магнитного поля в корону (общепринятое представление магнитного поля пятна как создаваемого кольцом тока под фотосферой), и в связи с появлением новых наблюдательных возможностей (наблюдения с высоким частотным разрешением), нами развит новый подход в интерпретации наблюдений — определение детального хода температуры с высотой в переходной области хромосфера–корона над пятнами. Этот подход, показанный на примере двух небольших пятен в составе биполярной группы пятен, в дальнейшем будет применяться и развиваться для других пятенных радиоисточников для выявления различий, например, в ширине переходной зоны, высоте ее основания и т.п.

6. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При исследовании источника микроволнового излучения, расположенного в атмосфере Солнца

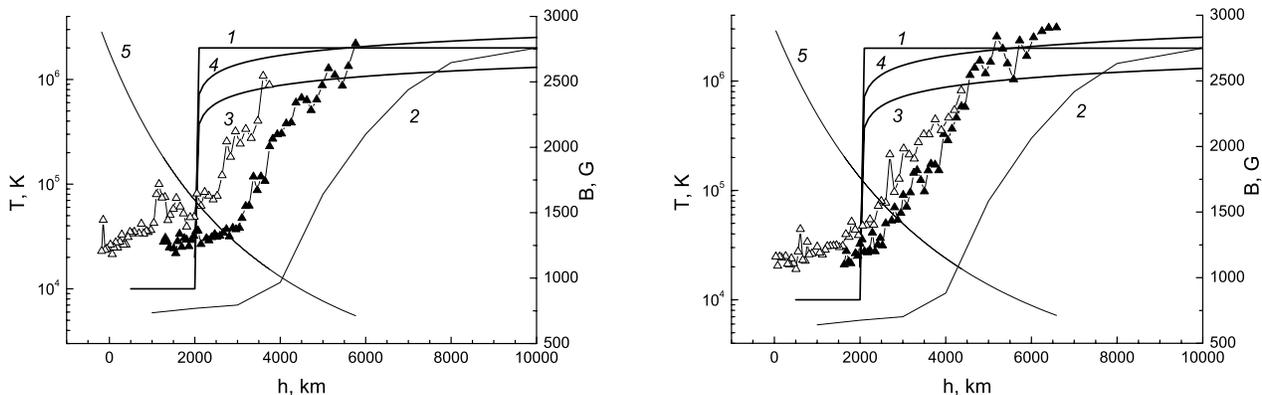


Рис. 10. Изменение температуры с высотой, полученное из анализа циклотронного излучения пятенных источников А (слева) и В (справа). Светлыми треугольниками показаны температуры, полученные по обыкновенной моде излучения, темными — необыкновенной. Гладкие линии (1–4) — различные модели изменения температуры с высотой: 1 — “скачкообразная” модель, 2 — модель из работы [2], 3, 4 — модели с постоянной плотностью потока тепла. Кривая 5 показывает изменение магнитного поля с высотой в дипольной модели для каждого из пятен.

над активной областью NOAA 10848, по наблюдениям на новом комплексе приемной аппаратуры радиотелескопа РАТАН-600 с высоким спектральным разрешением порядка 1% получены следующие результаты:

1. Пространственная структура источника излучения, состоявшая из трех основных деталей (две связаны с пятнами группы, а третья ассоциируется с общей магнитосферой), классифицируется как типичная для активных областей с симметричным биполярным магнитным полем и слабой вспышечной активностью. Характеристики излучения свидетельствуют о том, что в диапазоне 1.9–5 см природа излучения всех деталей структуры соответствует тепловому (циклотронному и тормозному) излучению плазмы в магнитном поле активной области.
2. Впервые на основе спектров яркостной температуры излучения двух пятенных источников, полученных с высоким спектральным разрешением порядка 1%, соответствующим разрешению по высоте в атмосфере Солнца порядка 60 км, исследована тонкая структура переходной области над пятнами. Привязка по высоте сделана с использованием моделей магнитного поля, согласованных с наблюдениями поля в фотосфере. Оказалось, что распределение температуры в переходной области носит плавный характер в диапазоне высот 2–5 тыс. км, значительно отличающийся от моделей переходной области с резким ростом температуры, получивших широкое распространение при мо-

делировании характеристик микроволнового излучения активных областей на Солнце. Этот вывод сделан при изучении случая с типичным для циклотронных источников спектром и в дальнейшем будет проверен на других пятенных источниках, подобных исследованному.

3. На примере радиоисточника, рассмотренного в данной работе, показано, что новая приемная аппаратура радиотелескопа РАТАН-600 для наблюдений Солнца обладает высокой чувствительностью, позволяющей регистрировать спектральную плотность потока излучения порядка 0.05 с.е.п. Благодаря высокой частоте следования точек в спектре удалось выявить и оценить ошибки измерений плотности потока, которые в большей части диапазона (2.5–5 см) не превышают 10–20%. Этот уровень ошибок позволяет достаточно надежно проследить ход кривых для всех исследуемых параметров радиоизлучения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 06-02-16838-а, № 06-02-17357-а и № 05-02-16228-а. Авторы благодарят группы поддержки наблюдений РАТАН-600 и SOHO/MDI, чьи данные были использованы в этой работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет* (Наука, Москва, 1964).

2. Е. Я. Злотник, *Астрон. ж.* **45**, 310 (1968).
3. М. А. Лившиц, В. Н. Обридко, С. Б. Пикельнер, *Астрон. ж.* **43**, 1135 (1966).
4. P. Lantos, *Annales d'Astrophysique* **31**, 105 (1968).
5. J. Fontenla, O. R. White, P. A. Fox, et al., *Astrophys. J.* **518**, 480 (1999).
6. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер и В. Н. Цытович, *Физика плазмы солнечной атмосферы* (Наука, Москва, 1977).
7. Г. Б. Гельфрейх и Б. И. Лубышев, *Астрон. ж.* **56**, 562 (1979).
8. Е. Я. Злотник, *Астрон. ж.* **64**, 1088 (1987).
9. T. I. Kaltman, M. Klvana, A. N. Korzhavin, and V. Vumba, in *Proceedings of the Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere Euroconference and IAU Colloquium 188 (Santorini, Greece, 11–15 June 2002)*, Ed. by H. Sawaya-Lacoste (ESA SP-505, Netherlands, 2002), p.433.
10. С. Е. Alissandrakis, M. R. Kundu, and P. Lantos, *Astronom. and Astrophys.* **82**, 30 (1980).
11. A. Kruger, J. Hildebrandt, and F. Furstenberg, *Astronom. and Astrophys.* **143**, 72 (1985).
12. J. W. Brosius and G. D. Holman, *Astrophys. J.* **342**, 1172 (1989).
13. Ш. Б. Ахмедов, В. Н. Боровик, В. Н. Ихсанова и др., *Астрон. ж.* **53**, 812 (1976).
14. О. Н. Шиврис, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)* **12**, 134 (1980).
15. В. М. Богод, А. М. Алесин, С. В. Балдин и др., *Труды IX Пулковской конференции по физике Солнца, ГАО РАН 4–9 июля 2005г.* (С.-Петербург, 2005), с.627.
16. В. И. Гараимов, Препринт № 127Т (Нижний Архыз, САО РАН, 1997).
17. Ш. Б. Ахмедов, В. М. Богод, В. Н. Боровик и др., *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)* **25**, 105 (1987).
18. V. N. Vorovik, *Lectures Notes in Physics* **432**, 185 (1994).
19. H. Zirin, B. M. Baumert, and G. J. Hurford, *Astrophys. J.* **370**, 779 (1991).
20. А. Н. Коржавин, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)* **9**, 71 (1977).
21. Н. С. Соболева и А. В. Темирова, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)* **18**, 117 (1984).
22. А. В. Темирова, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)* **19**, 101 (1985).
23. В. Н. Обридко, *Солнечные пятна и комплексы активности* (Наука, Москва, 1985).
24. T. I. Kaltman, A. N. Korzhavin, N. G. Peterova, et al., *ASP Conference Ser.* **155**, 140 (1998).

TRANSITION REGION ABOVE SUNSPOTS INFERRED FROM MICROWAVE OBSERVATIONS

A. N. Korzhavin, L. V. Opeikina, N. G. Peterova

We report the results of spectral-polarization observations of the active region NOAA 10848 made with the RATAN-600 radio telescope. High spectral resolution (1%) of observations allowed obtaining detailed temperature height profiles for the sources located above the sunspots in the transition region from the chromosphere to the corona. The resulting vertical profiles indicate that the transition region above the sunspots may extend over a considerable height interval and be characterized by a gradual increase of temperature—a pattern that is inconsistent with model atmospheres having a sharp temperature increase in the transition region.

Key words: *Sun*