

УДК 523.982-337:52-77

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ МИКРОВОЛНОВЫХ ИСТОЧНИКОВ НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600

© 2024 Л. В. Опейкина^{1*}, Н. Г. Петерова², Н. А. Топчило³, В. Е. Абрамов-Максимов⁴¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия² Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034 Россия⁴ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

Поступила в редакцию 15 сентября 2023 года; после доработки 30 января 2023 года; принята к публикации 2 марта 2024 года

По наблюдениям на РАТАН-600 в диапазоне 1.7–10 см с высоким спектральным ($\Delta f/f \sim 1\text{--}5\%$) разрешением получены спектры плотности потока циклотронных пятенных источников и сделаны оценки их спектрального индекса. Спектральный индекс был использован для измерения величины магнитного поля в основании переходной области. С помощью построения зависимости плотности потока от величины магнитного поля показано несоответствие наблюдаемых характеристик пятенных источников упрощенной модели излучения, часто используемой для интерпретации данных. У всех рассмотренных источников наблюдается избыток плотности потока в спектре обыкновенной моды излучения по сравнению с ожидаемым.

Ключевые слова: Солнце: радиоизлучение — Солнце: магнитные поля — солнечные пятна

1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные наблюдения на различных радиотелескопах демонстрируют, что микроволновое излучение, связанное с солнечными активными областями (АО), имеет многокомпонентную структуру. В АО наблюдается несколько различных типов квазистационарных радиоисточников, обзор свойств которых приведен, например, в работах Korzhavin (1994), Gelfreikh (1998). Одним из основных, наиболее заметных в микроволновом диапазоне, компонентов радиоизлучения АО являются источники, расположенные в атмосфере над солнечными пятнами. Основные наблюдаемые характеристики этих источников — в частности, такие как форма спектра с быстрым ростом плотности потока на коротких волнах и максимумом на волнах $\lambda = 5\text{--}10$ см, высокая степень поляризации излучения, — известны уже много десятилетий (Piddington and Minnett, 1951; Molchanov, 1961; Железняков, 1964). Благодаря наблюдательным данным и моделированию надежно установлено, что в диапазоне $\lambda \sim 2\text{--}10$ см излучение пятенных источников определяется, в основном, магнитотормозным (циклотронным) излучением тепловых электронов в сильном магнитном поле в атмосфере над пятном (Железняков, 1964; Zlotnik, 1968a,b).

На краях этого диапазона и за его пределами, в частности, на $\lambda \lesssim 2$ см, существенный вклад дает тепловой тормозной механизм излучения (Zlotnik, 1987; Kaltman, 2019).

В настоящее время исследования пятенных источников направлены, в основном, на разработку методов диагностики параметров плазмы над пятнами на основе указанной выше модели (Stupishin et al., 2018; Alissandrakis et al., 2019). Информация о наблюдаемых характеристиках пятенных источников также продолжает представлять интерес, поскольку позволяет проверять и уточнять модельные представления. В нашей работе мы приводим данные о спектральном индексе спектров плотности потока и об особенностях поведения спектров обыкновенной (o) и необыкновенной (x или e) мод излучения.

Основная часть наблюдательных сведений о спектрах радиоизлучения над пятнами была получена из наблюдений на небольшом числе длин волн. В частности, на РАТАН-600, который до недавнего времени был одним из немногих крупных радиотелескопов, позволявших получать спектры, до 1990-х годов наблюдения велись только на 6–7 волнах сантиметрового диапазона (Akhmedov et al., 1987). В нашем исследовании используются наблюдения, выполненные на РАТАН-600 в последнее десятилетие. В этих наблюдениях пере-

*E-mail: lvo@sao.ru

крывается диапазон длин волн 1.7–10 см с высоким спектральным разрешением $\Delta f/f \sim 1\text{--}5\%$ (Железняков, 1964; Zlotnik, 1968a,b).

Спектральный индекс циклотронного излучения над пятнами связан со скоростью изменения температуры и магнитного поля с высотой. Некоторые сведения о спектральном индексе пятенных источников можно найти в работах Sheiner et al. (1979), Akhmedov et al. (1982), Gary and Hurford (1994). Однако в целом, в отличие от других характеристик пятенных источников, спектральный индекс изучался мало. Нам представляется полезным рассмотреть его особенности, поскольку он может оказаться пригодным для диагностики параметров атмосферы. В частности, в данной работе продемонстрирована возможность измерения с помощью спектрального индекса величины магнитного поля на уровне основания переходной области.

Для интерпретации наблюдений без проведения численных расчетов характеристик излучения принято использовать упрощенную модель, согласно которой основной вклад в обыкновенную моду циклотронного излучения на заданной частоте дает оптически толстый гирорезонансный слой, соответствующий 2-й гармонике гирочастоты, а в необыкновенную — оптически толстый слой, соответствующий 3-й гармонике (Железняков, 1964; Zlotnik, 1968a; b). В частности, такая модель используется в методах оценки магнитного поля по циклотронному излучению пятенных источников (например, Akhmedov et al., 1982; Gelfreikh, 1998). Результаты наблюдений, полученные с невысоким спектральным разрешением, не вступали в противоречие с этим упрощением. Однако в последние годы при изучении более детальных спектров были выявлены особенности, которые с упрощенными представлениями не согласуются (Korzhevian et al., 2010; Topchilo et al., 2010; Kaltman and Bogod, 2019; Yasnov et al., 2020). То, что вклад гармоник в наблюдаемое излучение носит более сложный характер, вполне ожидаемо, поскольку даже для простых моделей атмосферы над пятном расчеты оптической толщины гироуровней и их яркостной температуры демонстрируют значительные изменения в пределах пятна (Zlotnik, 1968b; Kaltman and Bogod, 2019). В наблюдениях на РАТАН-600 мы измеряем интегральные характеристики источника, усредненные по всему пятну и включающие вклад различных гармоник. В работе Kaltman (2010) было проведено моделирование, которое показало, что вклад «неосновных» гармоник в наблюдаемые характеристики источника может составлять значительную величину. Однако достаточно полно этот вопрос до сих пор не изучен. В нашей работе мы приводим новые данные о несоответствии наблюдаемых параметров пятенных источников упрощенной модели излучения.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения Солнца на РАТАН-600 проводились в пассажном режиме с использованием антенной системы «Южный сектор с плоским отражателем» (Shivris, 1980). Пространственное разрешение составляло около $15''$ на $\lambda = 2$ см. В результате наблюдений на каждой длине волны получались одномерные сканы радиоизлучения Солнца в правой (R) и левой (L) круговых поляризациях. При необходимости из них можно получить сканы параметров Стокса I, V . Мы использовали наблюдения в меридиане в местный полдень (около 9 UT). Для уменьшения влияния на спектры пятен проекционных эффектов рассматривались АО, находящиеся вблизи центрального меридиана Солнца. Углы между осью пятна и лучом зрения (Θ), вычисленные по координатам центра пятна, приведены в таблице 1. В этой таблице даны характеристики исследуемых активных областей, пятен и их радиоизлучения.

В каждой активной области для анализа спектров выбиралось одно наиболее крупное пятно. В основном пятна находились в группах пятен, конфигурация которых близка к униполярной. Исключение составила NOAA 12674, которая имела развитые головную и хвостовую части и состояла из большого числа пятен. Согласно Preliminary Report and Forecast of Solar Geophysical Data¹⁾ (PRFSGD), вспышечная активность в выбранных АО была слабой, во всех униполярных АО в день наблюдений не было вспышек рентгеновского класса C и более. Известно, что в АО 12738 за 1–1.5 часа до наблюдений на РАТАН-600 происходили вспышки рентгеновского класса B, которые сопровождалась радиовсплесками (Altynsev et al., 2023). В АО 12674 произошла вспышка C 1.1 в 2:18 UT. В целом вспышки не оказали заметного влияния на радиоизлучение пятен.

Информация об эволюционном классе группы пятен и конфигурации магнитного поля (в таблице 1 SpotCls, MagCls) взята из бюллетеня PRFSGD, площади пятен в миллионных долях полусферы (S_p , mhm) — из базы данных ГАС ГАО²⁾. В столбце B_{opt} указана максимальная величина магнитной индукции продольного магнитного поля в пятне, определенная по магнитограммам SDO/HMI³⁾. Для пятна в АО 11899 данные SDO/HMI были искажены, поэтому величина поля взята из работы Peterova and Topchilo (2016).

¹⁾ <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/warehouse>

²⁾ <http://www.solarstation.ru/archive>, <https://observethesun.com>

³⁾ <http://jsoc.stanford.edu/ajax>

Таблица 1. Параметры АО, пятен и их радиоспектров

NOAA	Data	SpotCls	MagCls	S_p , mhm	B_{opt} , G	Θ , deg	F_I^{max} , sfu	λ_{max} , cm	n_{23}
11312	2011/10/11	Hsx	α	335	2180	18	4.2	4.8	3.8
11899	2013/11/18	Hkx	α	684	≥ 3000	5	18.7	4.8	2.3
12526	2016/03/30	Hsx	α	262	2270	3	5.73	5.0	5.0
12670	2017/08/07	Hsx	α	198	2230	13	3.0	5.2	5.2
12674	2017/09/04	Fhi	β	454	2800	4	6.7	4.4	3.7
12738	2019/04/13	Cho	β	479	2310	11	7.0	4.9	4.3

3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

Обработка сканов — выделение источников над уровнем фона, разделение на компоненты и получение их радиохарактеристик — проводилась в интерактивном режиме с применением стандартного алгоритма обработки получаемых на РАТАН-600 солнечных сканов. Основные детали этого алгоритма изложены в статье Akhmedov et al. (1987). Мы использовали одну из программ, реализующих этот алгоритм, которая называется *WorkScan* и описана в препринте Garaimov (1997). Согласно алгоритму скан активной области, предварительно отделенный от фона, создаваемого спокойным Солнцем и соседними активными образованиями, представляется набором гауссиан, соответствующих различным источникам внутри активной области. По традиции мы будем называть радиоизлучение всей активной области локальным источником (ЛИ). Сопоставление сканов с изображениями активных областей в континууме вблизи линии $\lambda = 6173 \text{ \AA}$, полученными на SDO/HMI³), показано на рис. 1. Во всех случаях, за исключением NOAA 12674, ЛИ имеет простую структуру — узкий яркий источник над пятном и протяженное гало тепловой природы (Kozhavin, 1994; Peterova, 1994; Gelfreikh, 1998). При такой структуре пятенный источник на скане можно отделить от гало либо прямой линией, либо аппроксимировать гало гауссианой. Первый вариант мы использовали при обработке ЛИ 12670 (рис. 2b), второй — при обработке ЛИ 12526 и 12738 (рис. 2a, d). В случае ЛИ 11899 яркость гало пренебрежимо мала по сравнению с пятенным источником, поэтому его аппроксимацию гауссианой мы делали без учета гало. В ЛИ 11312 гало сложно выделить, так как оно сливается с фоном, образованным излучением других активных областей, которые проецируются на скан рядом с ЛИ 11312. В этом случае гауссиана вписывалась только в отчетливо выделяющуюся над фоном часть пятенного источника. То, как был разбит на компоненты более сложный ЛИ 12674, показано на рис. 2с.

Заметим, что при отделении ЛИ от фона некоторая доля его излучения теряется, и это надо учи-

тывать при оценке плотности потока (F) каждой из компонент ЛИ. Соответствующая процедура описана в статье Akhmedov et al. (1987). В подобных случаях параметры гауссианы определяют только долю плотности потока и яркостной температуры источника, которая называется приращением. Для определения полной плотности потока источника надо провести коррекцию его яркостной температуры T_b — к приращению T_b добавить яркостную температуру фона. Затем с учетом скорректированной T_b пересчитать плотность потока. Неучет фоновой температуры может заметно исказить оценку плотности потока в коротковолновой области рассматриваемого диапазона, так как здесь T_b исследуемых источников в большинстве случаев сравнима с температурой фона. Значение фоновой температуры с учетом всех фоновых составляющих известно плохо, однако основной вклад в фоновую температуру дает яркостная температура спокойного Солнца. Мы провели коррекцию яркостной температуры источников, используя T_b спокойного Солнца из работы Zirin et al. (1991).

Для пятенного радиоизлучения наиболее подходящим является анализ круговой поляризации R и L (Torchilo et al., 2010), поскольку каждая из поляризаций соответствует обыкновенной или необыкновенной моде излучения в зависимости от полярности магнитного поля пятна. Построить спектры плотности потока F_R, F_L можно как по результатам выделения источников на сканах этих поляризаций, так и из спектров, полученных для параметров Стокса I, V :

$$F_R = (F_I + F_V)/2, F_L = (F_I - F_V)/2.$$

Мы использовали второй вариант, поскольку, благодаря малой величине фонового излучения, на сканах V легче выделить поляризованные источники. Первоначально плотность потока F_R, F_L была вычислена на всех длинах волн, где были выделены источники в I и V . В дальнейшем из спектров o -моды была удалена часть точек, находящихся на коротковолновом краю диапазона, где источник мал и практически не заметен на скане.

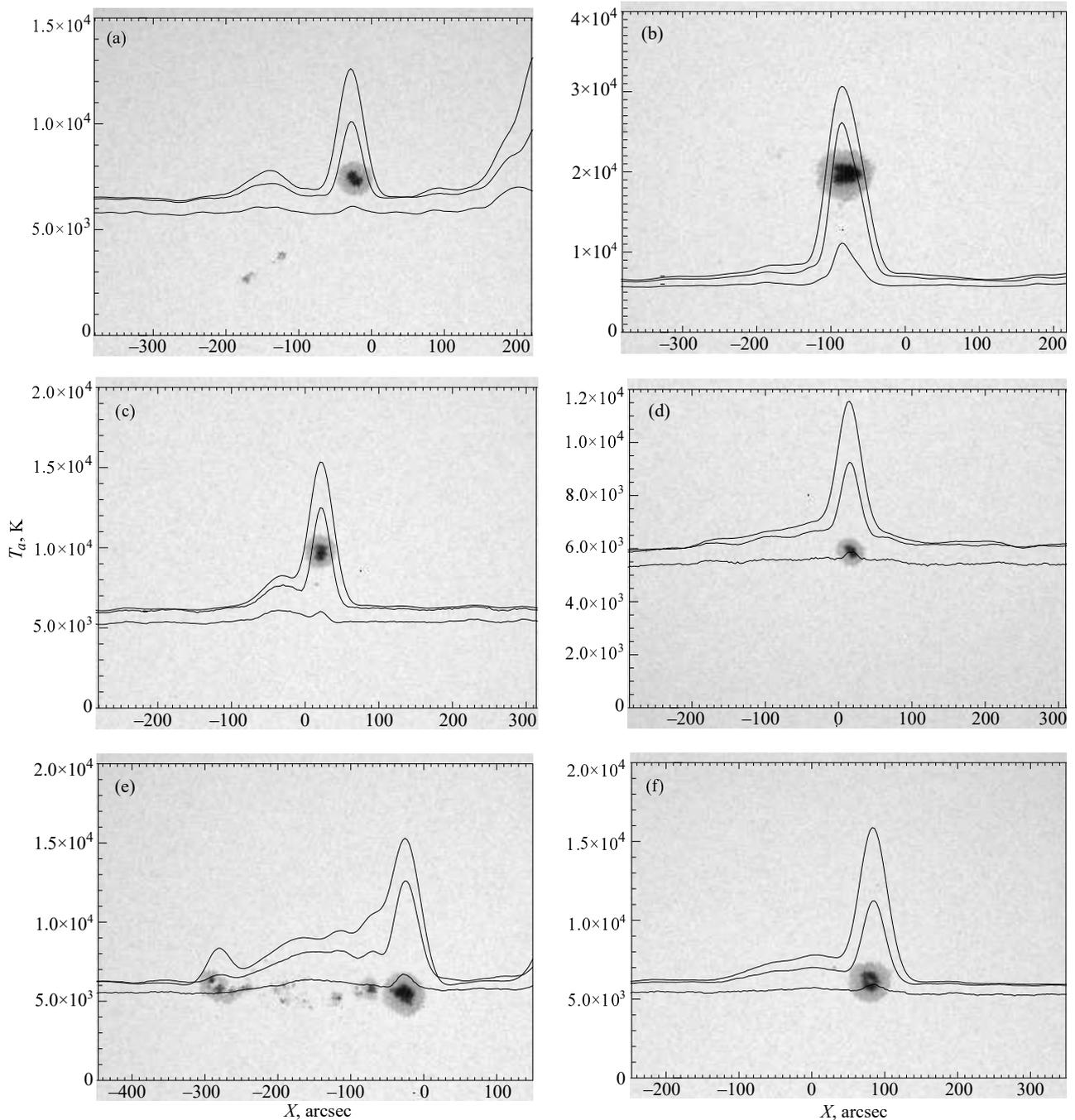


Рис. 1. Совмещение сканов радиоисточников (параметр Стокса I) на $\lambda \sim 2, 3$ и 4 см (снизу вверх) с изображениями фотосферы, полученными на SDO/HMI в континууме вблизи линии $\lambda = 6173 \text{ \AA}$ (<http://jsoc.stanford.edu/ajax>): (a) NOAA 11312, (b) NOAA 11899, (c) NOAA 12526, (d) NOAA 12670, (e) NOAA 12674, (f) NOAA 12738.

Спектры F_I всех рассмотренных пятенных радиоисточников показаны на рис. 4. Плотность потока дана в солнечных единицах потока (sfu). Видно, что в спектрах имеются шумоподобные отклонения от гладкой кривой, которые мы относим к ошибкам. На длинных волнах ошибки в определении плотности потока могут возникать, например, из-за недостаточного пространственного разреше-

ния, что приводит к неточностям при разделении близких источников. При ручном способе обработки такие ошибки носят случайный характер. В коротковолновой области случайные ошибки в спектре объясняются низким S/N на сканах, что связано как с малой плотностью потока источников на этих волнах, так и с большими шумами приемной системы.

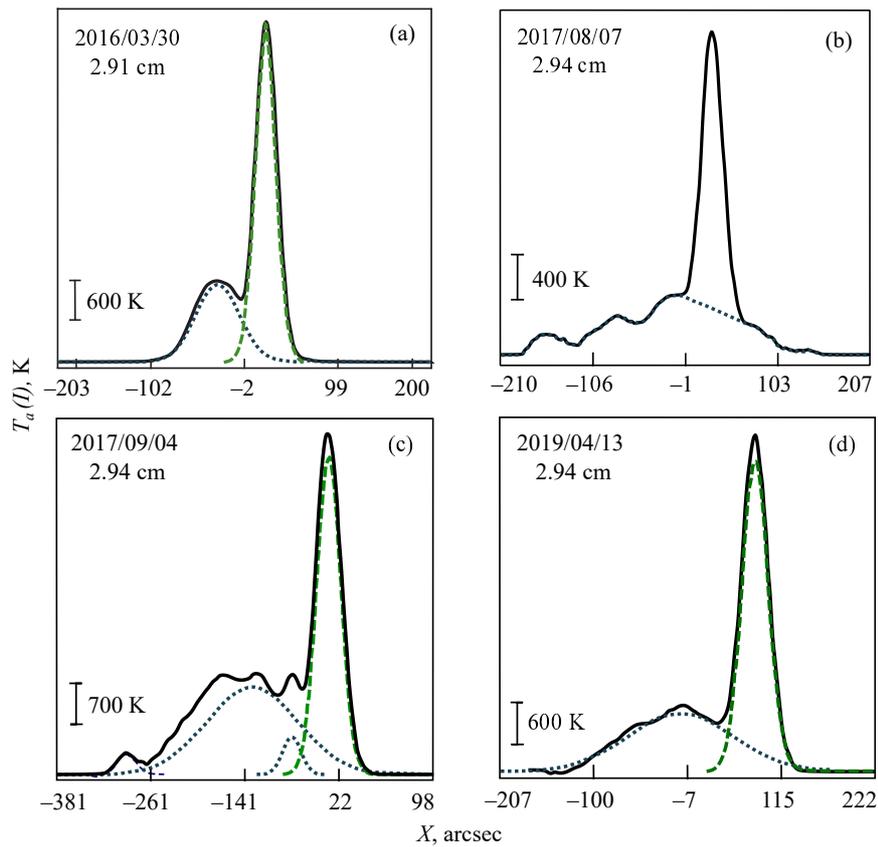


Рис. 2. Разделение ЛИ на компоненты: (a) NOAA 12526, (b) NOAA 12670, (c) NOAA 12674, (d) NOAA 12738. Отрезок в левом нижнем углу каждого рисунка характеризует шкалу по оси антенной температуры T_a в Кельвинах.

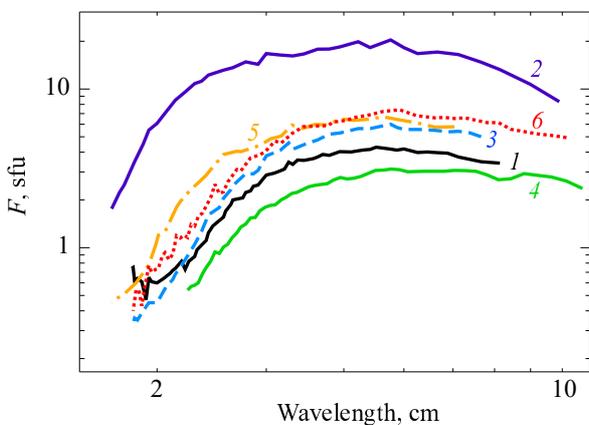


Рис. 3. Спектры полной интенсивности (параметр Стокса I) для пятенных радионисточников: 1 — NOAA 11312, 2 — NOAA 11899, 3 — NOAA 12526, 4 — NOAA 12670, 5 — NOAA 12674, 6 — NOAA 12738.

Для дальнейшего анализа мы аппроксимировали спектры полиномами, подбирая степень полинома так, чтобы визуально полином удовлетворительно описывал усредненный ход спектра, представленного в логарифмических координатах. Для рассмотренных случаев достаточно хорошее

приближение получалось при степени 6–7. Для полинома определялись характеристики спектра — положение максимума и спектральный индекс, который представляет собой производную:

$$n = \frac{\partial \lg F}{\partial \lg \lambda}, \quad (1)$$

где F — плотность потока, а λ — длина волны. Также определялся спектральный индекс в виде конечных разностей на интервале от 2 до 3 см:

$$n_{23} = \frac{\lg(F_3/F_2)}{\lg(3/2)}, \quad (2)$$

где F_2 и F_3 — плотности потока источника на длинах волн 2 и 3 см.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Спектральный индекс

На рис. 4 для исследуемых источников показаны спектры плотности потока параметра Стокса I , е- и о-мод излучения в логарифмическом и линейном представлении. Приведено также приближение каждого спектра полиномом. Полиномы удовлетворительно описывают ход спектров и в

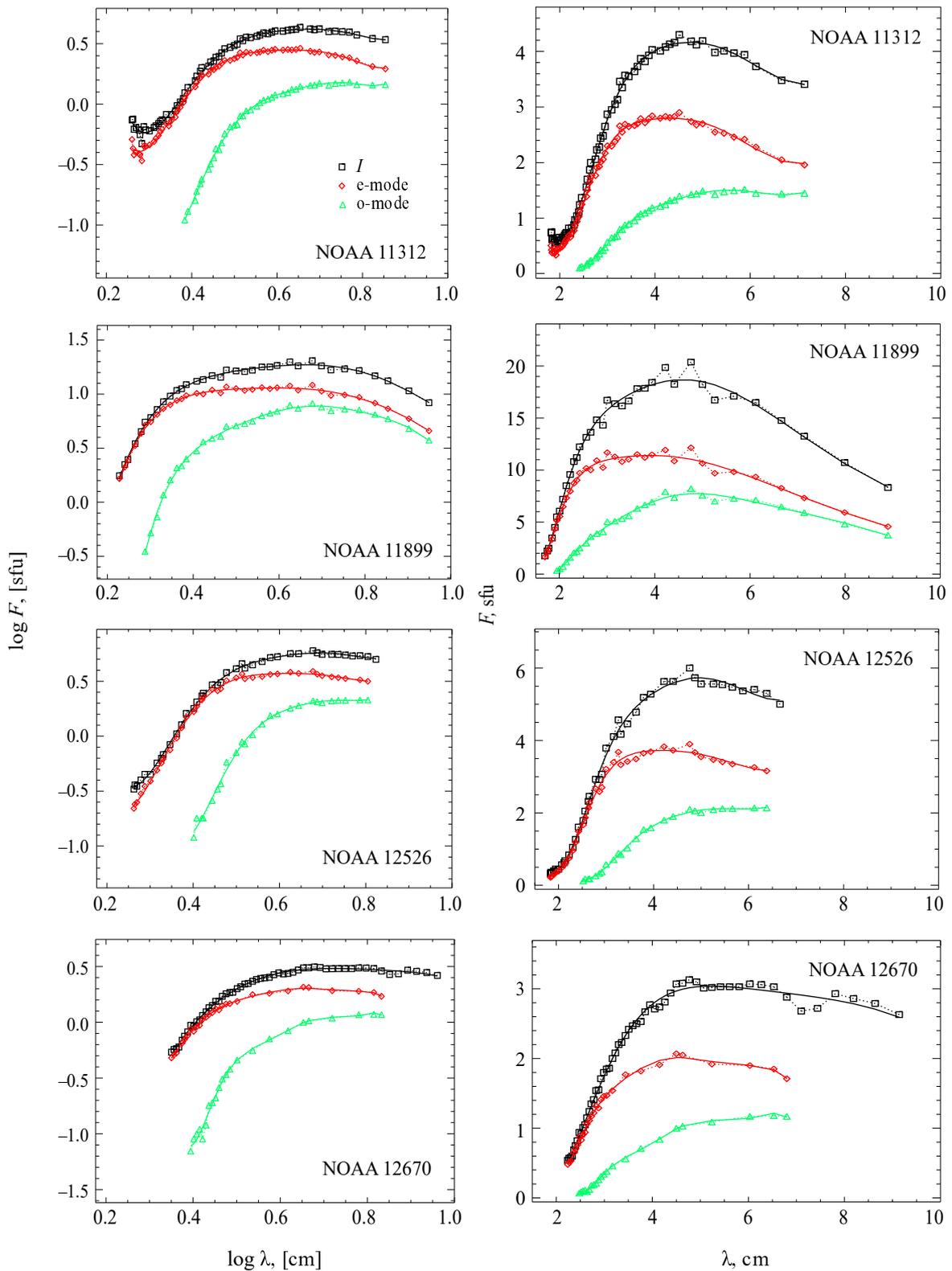


Рис. 4. Спектры плотности потока радиоисточников над пятнами в логарифмическом (слева) и линейном (справа) масштабах. Черный цвет (квадраты) — полная интенсивность I , красный (ромбы) и зеленый (треугольники) — необыкновенная и обыкновенная моды соответственно. Символами показаны результаты наблюдений; сплошной линией — приближение спектра полиномом.

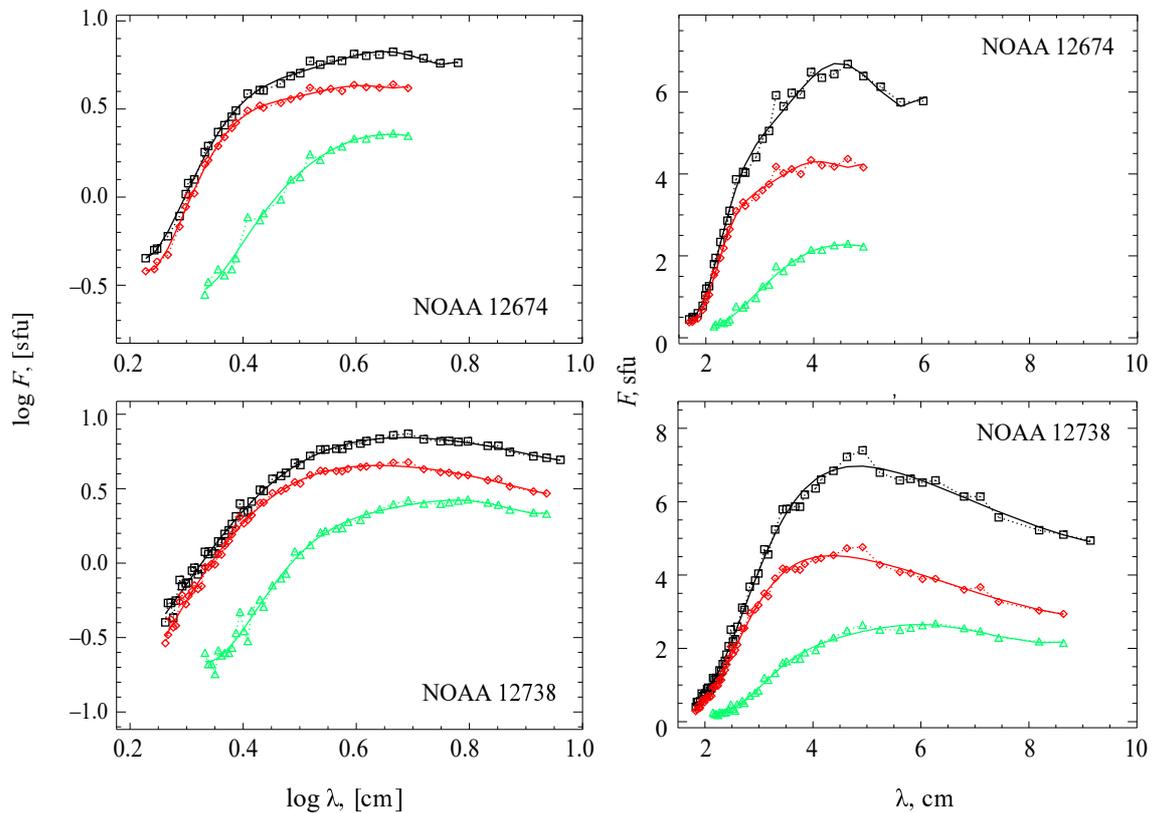


Рис. 4. Продолжение.

логарифмическом, и в линейном масштабе, поэтому можно считать, что параметры полиномов совпадают с параметрами реальных спектров.

На рис. 5 показана зависимость спектрального индекса n от длины волны. Все кривые $n(I, o, e)$ имеют похожую форму — на коротких волнах спектральный индекс имеет локальный максимум и с увеличением длины волны падает. У крупных пятен с сильным магнитным полем локальный максимум индекса может выйти за пределы регистрируемого диапазона волн. Например, это произошло у пятна в АО 11899, где на всех кривых видна только спадающая часть спектрального индекса. Поскольку диапазон представления спектров о-моды был дополнительно ограничен, то максимум спектрального индекса о-моды у АО 11312 оказался на краю диапазона при том, что максимум в е-моды отчетливо виден.

Сравним полученные спектральные индексы с моделью. Для этого воспользуемся приближенной формулой для спектрального индекса циклотронного источника, полученной в работе Sheiner et al. (1980). Формула выведена в предположении, что основной вклад в излучение каждой из нормальных мод дает один оптически толстый гирорезонансный слой, который имеет П-образную форму. Формула

одинакова для обеих мод:

$$n = \frac{\partial T / \partial h}{T} \frac{B}{|\partial B / \partial h|} - 2, \quad (3)$$

где T , B и h — соответственно температура, магнитное поле и высота в атмосфере над пятном.

Формула получена для яркости излучения. Чтобы перейти к плотности потока, необходимо учесть изменение размера источника с длиной волны λ . Если предположить, что размер растет с λ по степенному закону с постоянным показателем, то появится небольшое дополнительное слагаемое, равное этому показателю. Поскольку форму кривой такая добавка не изменит, то мы ее опустим. В работе Sheiner et al. (1980) формула применялась на небольшом участке спектра, но мы полагаем, что ее можно использовать в пределах всего диапазона, где доминирует циклотронное излучение и $\partial B / \partial h \neq 0$.

Вычислим спектральный индекс для одного из вариантов модельных распределений температуры и магнитного поля над пятном, которые использовались, например, в работе Korzhavin et al. (2010). Для магнитного поля это модель кольца с током, погруженного под фотосферу (магнитное поле вертикального диполя). В этом случае поле B на оси

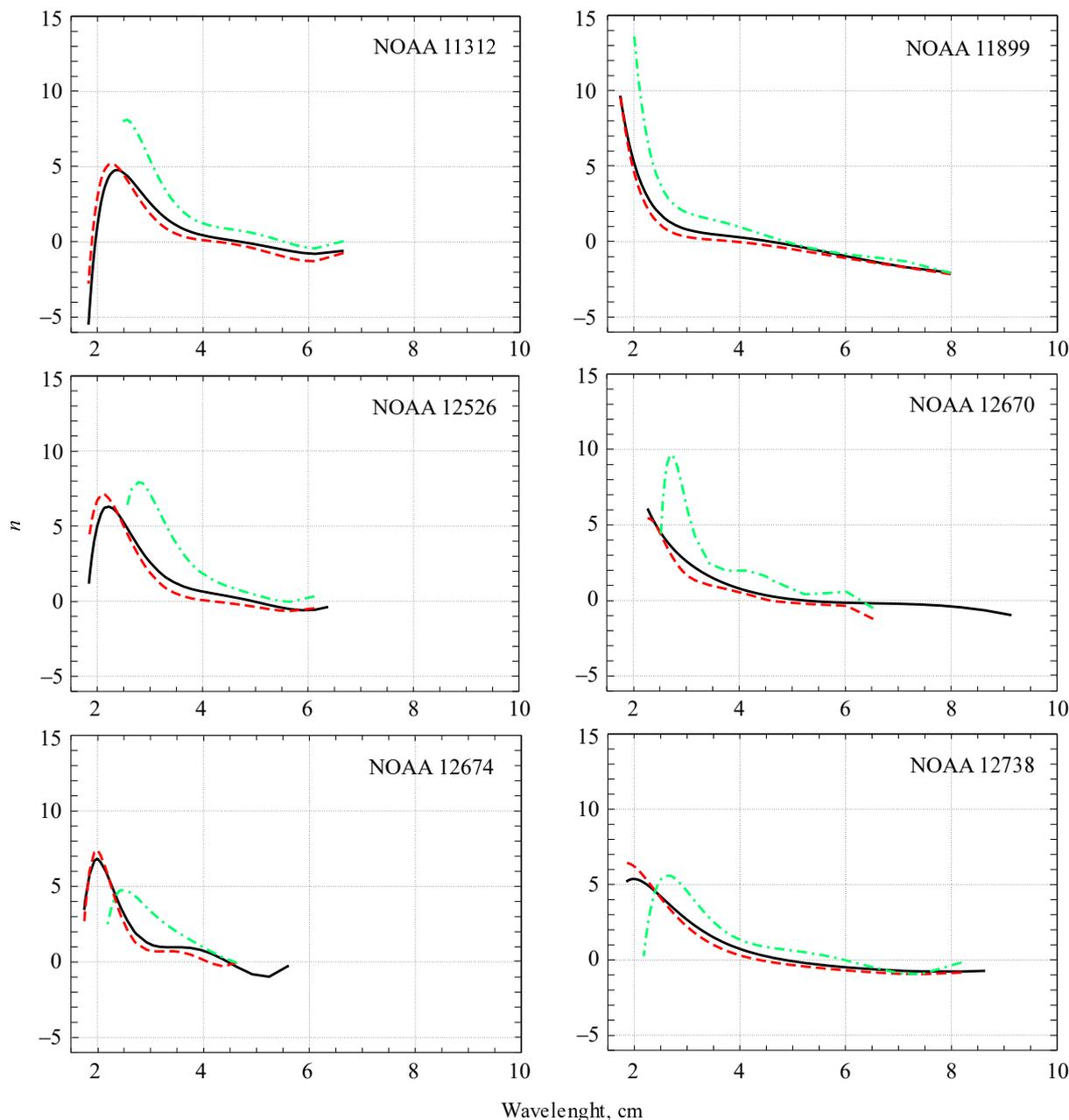


Рис. 5. Спектральные индексы для спектров, показанных на рис. 4. Кривые черного цвета (сплошная линия) — параметр Стокса I , красного (штриховая линия) — e -мода, зеленого (штрихпунктирная линия) — o -мода.

пятна задается соотношением:

$$B(h) = B_0 \left(\frac{h}{z_{\text{dip}}} + 1 \right)^{-3}, \quad (4)$$

где B_0 — величина магнитного поля в центре пятна на фотосфере, z_{dip} — глубина погружения кольца с током под фотосферу. Распределение температуры с высотой выражается как:

$$T(h) = \left(T_0^{7/2} + \frac{7F_c}{2A}(h - h_0) \right)^{2/7}, \quad (5)$$

где F_c — плотность потока тепла из короны в хромосферу, T_0 , h_0 — температура и высота в основании переходной зоны, A — константа, примерно равная 1.1×10^{-6} в единицах системы СГС. В результате для спектрального индекса получаем:

$$n = \frac{F_c(h + z_{\text{dip}})}{3A \left(T_0^{7/2} + \frac{7F_c}{2A}(h - h_0) \right)} - 2. \quad (6)$$

На рис. 6а показана зависимость спектрального индекса от высоты в атмосфере над пят-

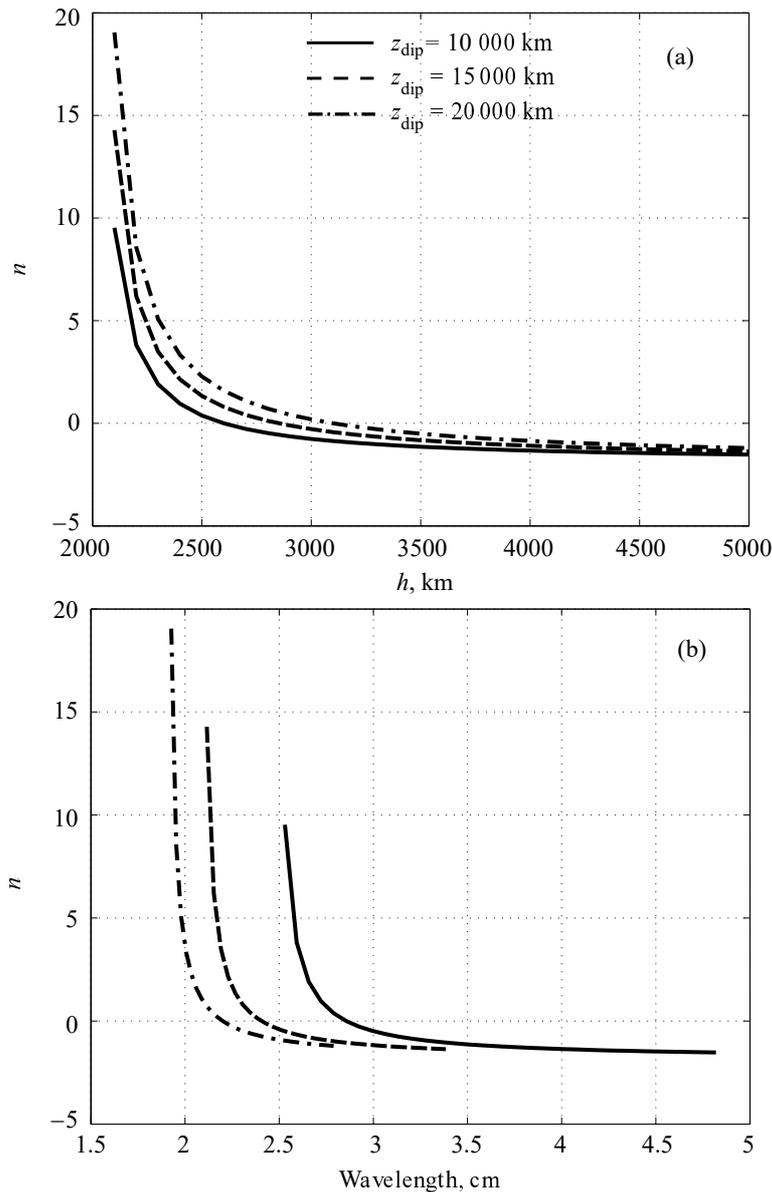


Рис. 6. Зависимость спектрального индекса пятенного источника от высоты над пятном (а) и от длины волны (б) для разных величин глубины погружения z_{dip} : 10 000, 15 000 и 20 000 км — сплошная, штриховая и штрихпунктирная линии соответственно. Распределение магнитного поля задается соотношением (4), а распределение температуры — выражением (5). Параметры $h_0 = 2000$ км, $B_0 = 2500$ Гс, $F_c = 10^6$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$, $T_0 = 10^4$ К. Подробнее см. в тексте.

ном, рассчитанная по формуле (6). Параметры $F_c = 10^6$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$, $T_0 = 10^4$ К, $B_0 = 2500$ Гс и $h_0 = 2000$ км фиксированы. Общий вид кривых определяется множителем $\frac{\partial T / \partial h}{T}$, но заметные количественные различия связаны с глубиной погружения кольца с током под фотосферу.

Для сравнения с наблюдениями следует перейти к зависимости n от λ . На рис. 6b приведены $n(\lambda)$ для излучения, которое генерируется на 3-й гармонике гирочастоты. Можно видеть, что в целом вид кривой наблюдаемого спектрального индекса

соответствует модели, но модельный спектральный индекс падает с длиной волны более резко, чем наблюдаемый. Это может быть связано с отличием параметров реальной атмосферы от выбранных модельных распределений температуры и магнитного поля. Кроме того, следует учитывать, что мы рассматриваем интегральный спектр излучения над всем пятном, который включает области, где нарушаются условия, для которых получена формула (3). В частности, форма гироуровня близка к горизонтальной (П-образной) только вблизи оси пятна. При повышении пространственного разрешения наблюдений и анализе спектров отдельных частей

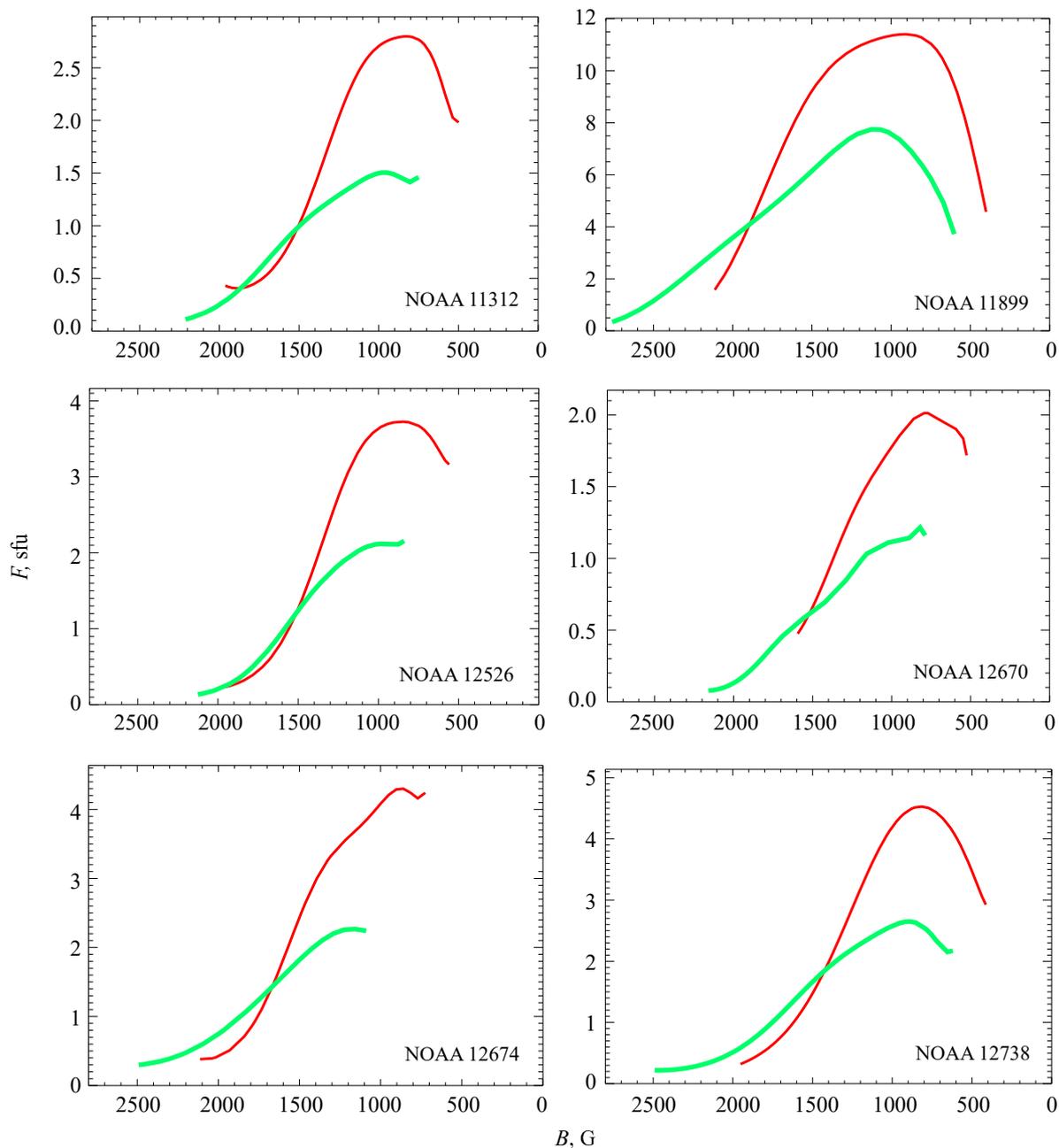


Рис. 7. Зависимость плотности потока е-моды и о-моды (красные и зеленые кривые соответственно) от величины магнитного поля в предположении, что о-мода излучается на 2-й гармонике гирочастоты, а е-мода — на 3-й.

пятна соотношение (3) будет лучше соответствовать данным. Заметим, что спектральный индекс общей интенсивности I также имеет сходство с модельным, несмотря на то, что I представляет собой суммарное излучение на нескольких гармониках. Объяснение заключается в том, что вклад необыкновенной моды в I существенно превышает вклад о-моды.

Следует обратить внимание также на то, что аналитическое выражение для спектрального индекса, в принципе, дает возможность по наблюда-

емым значениям n оценивать параметры модельных распределений. При этом необходимо провести моделирование спектрального индекса для других вариантов распределений магнитного поля и температуры и выбрать наиболее соответствующие наблюдаемому n .

4.2. Метод определения магнитного поля

Для рассмотренных здесь моделей параметров атмосферы видно, что максимум n приходится на

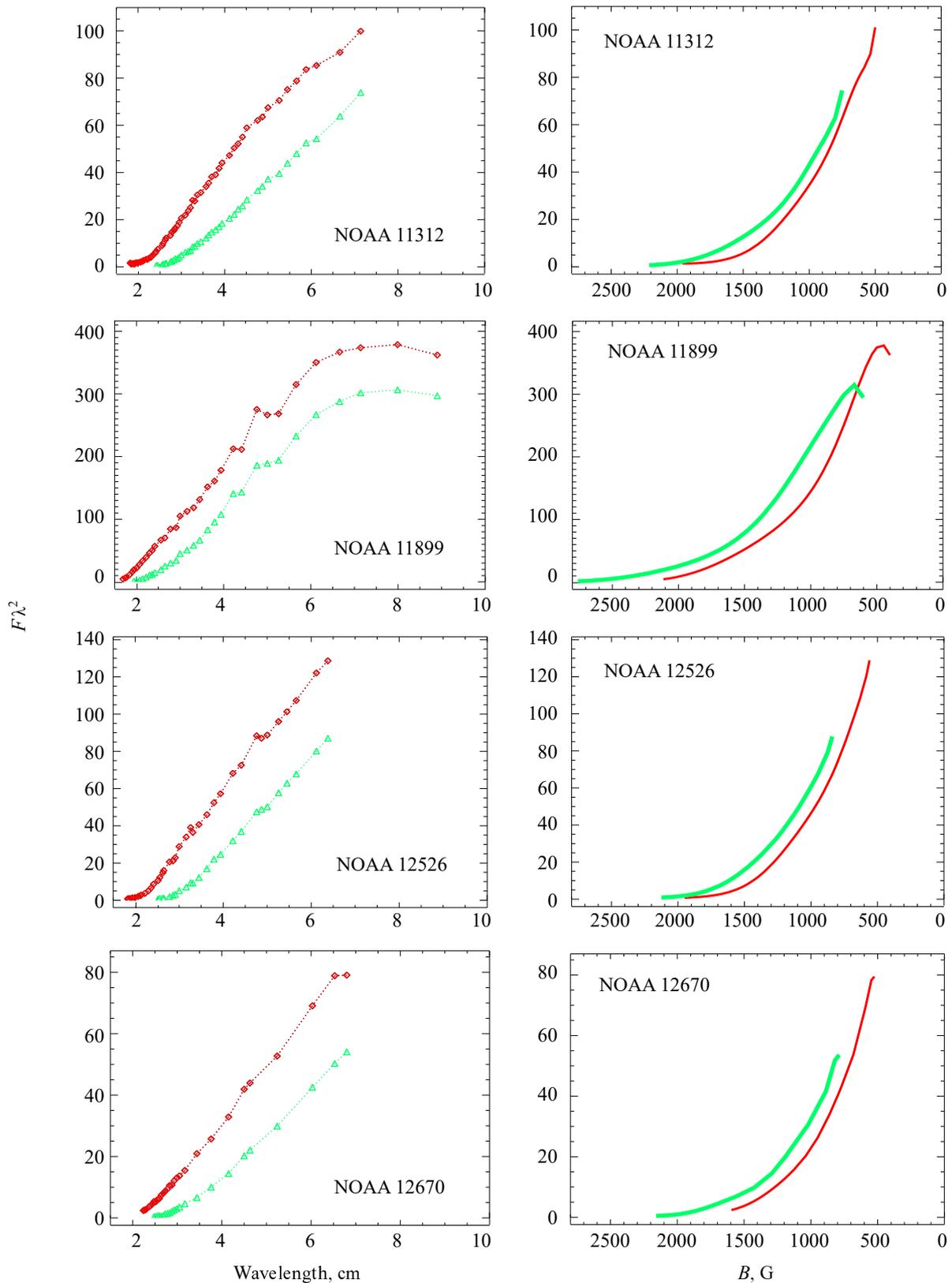


Рис. 8. Зависимости величины $F\lambda^2$ от длины волны (слева) и от магнитного поля (справа) в предположении, что обыкновенная мода излучается на 2-й гармонике гирочастоты, а необыкновенная — на 3-й. Кривые зеленого цвета — о-мода, красного — е-мода.

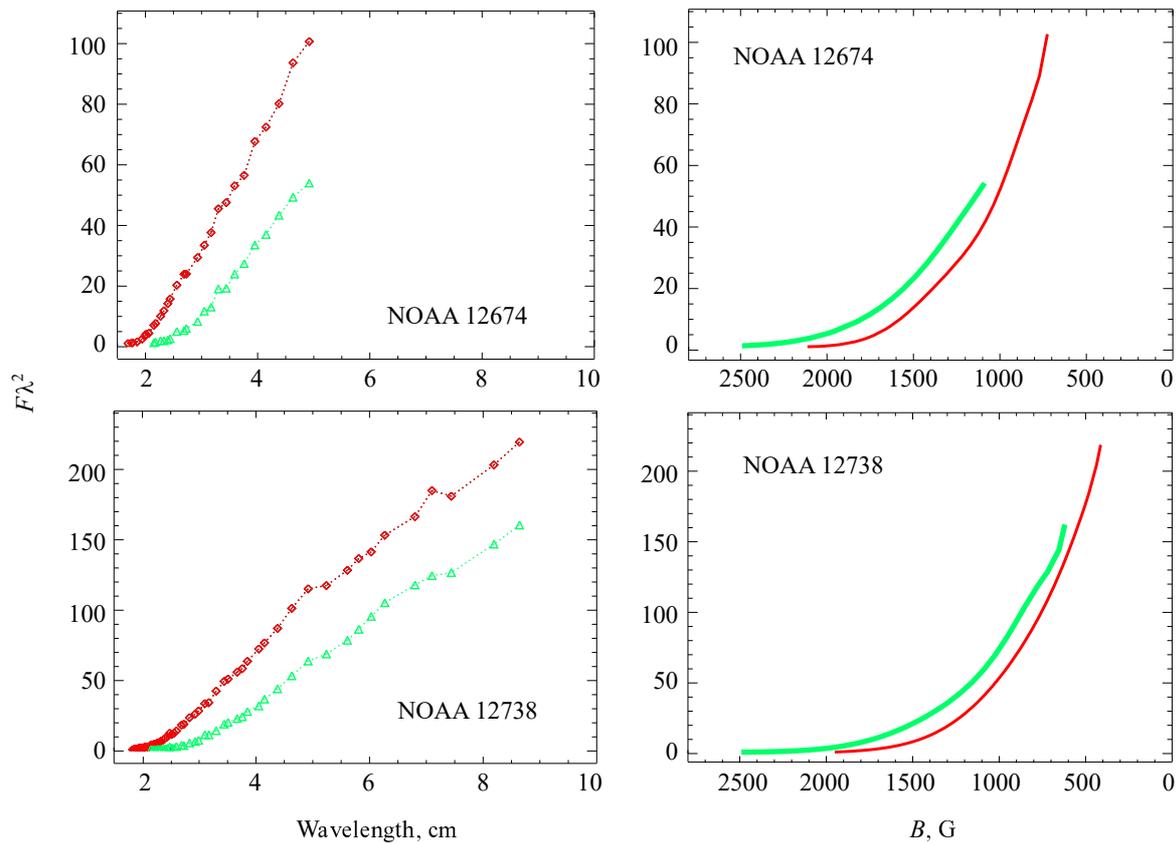


Рис. 8. Продолжение.

Таблица 2. Магнитное поле в основании переходной области над пятнами

NOAA	λ_e , cm	B_3 , G	λ_o , cm	B_2 , G	λ_o/λ_e
11312	2.25	1590	2.56	2090	1.14
11899	< 1.74	> 2050	< 2.00	> 2680	
12526	2.12	1680	2.78	1930	1.31
12670	2.3	1550	2.73	1960	1.19
12674	1.99	1790	2.44	2190	1.23
12738	1.85	1930	2.60	2060	1.41

основание переходной области. Будем предполагать, что это верно и для реальных распределений температуры и магнитного поля. Тогда можно определить длину волны, соответствующую началу переходной области, и оценить величину магнитного поля в этом месте, предполагая, что необыкновенная волна излучается на 3-й гармонике гирочастоты, а обыкновенная — на 2-й. Такой метод дополняет уже существующие методы оценки магнитного поля по радиоспектрам пятен, предложенные в работах Akhmedov et al. (1982) и Yasnov et al. (2020).

Для иллюстрации метода в таблице 2 приведены

оценки магнитного поля для исследуемых здесь пятен. В обоих модах (столбцы B_3 и B_2) максимум спектрального индекса отчетливо проявился для пятен в ЛИ 12526 и ЛИ 12674. В случае ЛИ 11899 максимум n в обоих модах находится за пределами рассматриваемого диапазона и можно оценить только нижний предел величины поля. В оставшихся случаях в одной из мод максимум виден хорошо, а в другой — по виду кривой можно предположить, что он находится на краю диапазона.

Случайная относительная ошибка отсчетов спектров уменьшается с ростом длины волны. В большей части диапазона она составляет несколько процентов, а на коротких волнах не превышает 10%. Если учесть только случайные ошибки, то моделирование показывает, что точность определения магнитного поля по максимуму спектрального индекса составляет ± 100 Гс.

4.3. Несоответствие наблюдательных данных упрощенной модели излучения

Обратим внимание на то, что в большинстве случаев имеется значительное расхождение между магнитным полем определенным по e- и o-моде, превышающее ошибку определения поля. Поле, полученное по o-моде, существенно больше. Этот

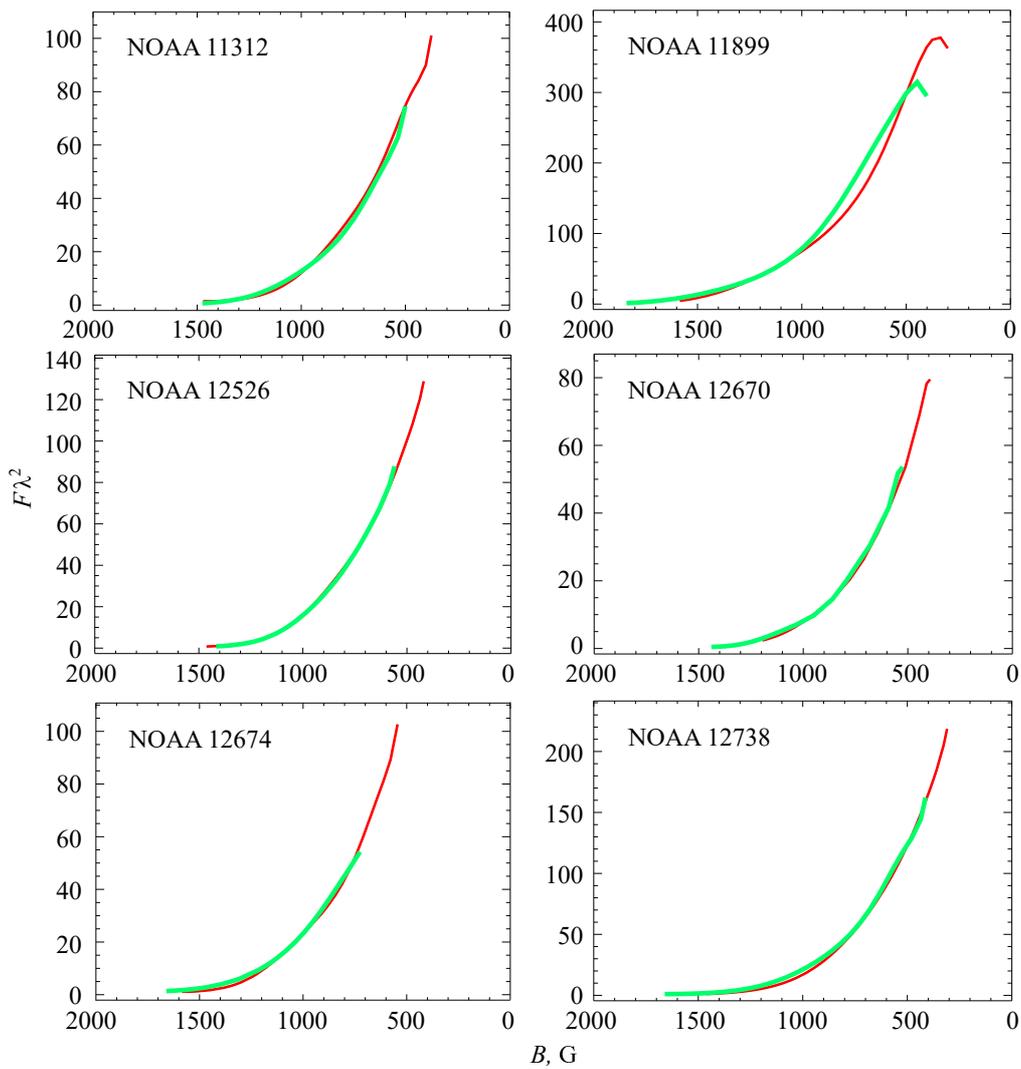


Рис. 9. Зависимость $F\lambda^2$ от магнитного поля для обыкновенной (кривые зеленого цвета) и необыкновенной (кривые красного цвета) моды в предположении, что о-мода излучается на 3-й гармонике гирочастоты, а е-мода — на 4-й.

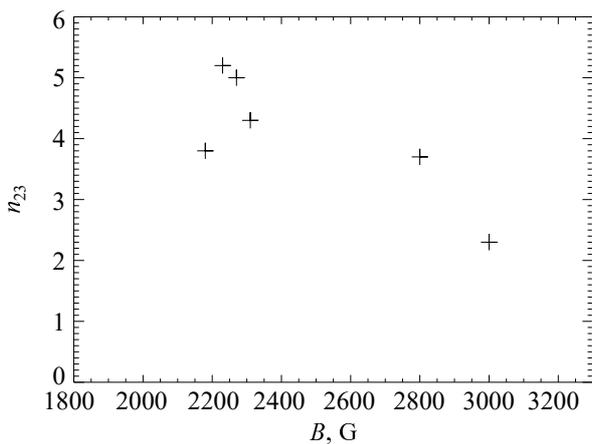


Рис. 10. Спектральный индекс n_{23} в зависимости от величины продольного магнитного поля пятна на фотосфере.

эффект был замечен ранее в статье Yasnov et al. (2020). Для объяснения этой особенности в работе Yasnov et al. (2020) было сделано предположение, что на коротких волнах в обыкновенной моде к излучению, приходящему со 2-го гироуровня, добавляется излучение 3-го гироуровня, находящегося в более высокотемпературной области атмосферы.

Действительно, сравнение спектров плотности потока для рассмотренных нами пятен показывает, что в коротковолновой части диапазона существует избыток обыкновенного излучения по сравнению с необыкновенным. Это можно видеть на рис. 7, где приведены зависимости F от магнитного поля. При построении этих зависимостей предполагалось, что е-мода излучается на 3-й гармонике гирочастоты, а о-мода — на 2-й. Если бы такое предположение было справедливо, то плотность потока о-моды была бы во всех точках спектра меньше плотности

потока e -моды. Кроме того, видно, что источник в o -моды начинает проявлять себя при величине поля, заметно превышающей поле, при котором появляется источник в e -моды (заметим, что в большинстве рассмотренных случаев длина волны, на которой появляются источники в e - и o - модах, находится в пределах наблюдаемого диапазона и фиксируется достаточно точно).

В подтверждение предположения о вкладе в o -моду 3-го гироуровня можно отметить то, что хотя максимальное поле, с которого начинает проявляться o -мода на графиках рис. 7, выше, чем B_3 — почти во всех случаях оно выше не более, чем в 1.5 раза. Другими словами, o -мода становится заметна только тогда, когда к ее излучению прибавляется излучение 3-го гироуровня, который поднялся в переходную область. Отметим также, что поле в o -моды на краю диапазона, вычисленное по 2-й гармонике, сравнимо или даже превышает величину продольного магнитного поля на фотосфере B_{opt} , поэтому вряд ли o -мода на соответствующих частотах излучается на 2-й гармонике гиро частоты.

Избыток o -моды имеется у всех рассмотренных здесь пятен. Следует обратить внимание на то, что он есть даже у пятна ЛИ 12738, у которого поле, определенное по 3-й и 2-й гармоникам, имеет близкие значения. По-видимому, избыток o -моды нельзя отнести к редким событиям, что согласуется с результатами работы Yasnov et al. (2020), в которой расхождение величины поля, определенной по 2-й и 3-й гармоникам, наблюдалось у большинства пятен.

В рамках упрощенной модели предполагается также, что если излучение на 2-й и 3-й гармониках приходит с одного и того же гироуровня, то соответствующие источники в e - и o -модах имеют примерно одинаковые размеры (телесный угол) и яркостную температуру. Это означает, что величины $F\lambda^2$ для o - и e -моды при одной и той же величине магнитного поля (т.е. на длинах волн, отличающихся в 1.5 раза) должны совпадать. Однако, как видно из правой части рис. 8, для наблюдаемых пятен это не так, величина $F\lambda^2$ для o -моды почти во всем диапазоне длин волн (магнитных полей) оказывается больше, чем для e -моды. Причина такого превышения может заключаться в большем размере источника излучения o -моды. Расчеты размеров, приведенные в работе Kaltman and Korzhavin (2017), подтверждают это предположение. Однако пока неясно, чем вызвано увеличение размеров в o -моды: тем, что на одном гироуровне размер области излучения на 2-й гармонике больше, чем на 3-й, или тем, что в o -моды к слабому (или отсутствующему) излучению на 2-й гармонике добавляется излучение расположенного

выше и имеющего большую площадь 3-го гироуровня. Заметим, что первый вариант не объясняет расхождения величины максимальных полей в o - и e - модах. Если реализуется второй вариант, то следует обратить внимание на то, что вклад в o -моду 3-й гармоники оказывается большим не только на коротких волнах, но и во всем диапазоне длин волн, вплоть до выхода гироуровней в корону.

В спектрах рассмотренных нами пятен была обнаружена еще одна неожиданная особенность. Если допустить, что необыкновенное излучение генерируется на 4-й гармонике гиро частоты, а обыкновенное — на 3-й, то, как показано на рис. 9, спектры величины $F\lambda^2$ в зависимости от магнитного поля почти совпадут для обеих мод, как это ожидалось для 3-й и 2-й гармоник. Пока мы не можем объяснить это совпадение.

В целом необходимо более подробное исследование как метода оценки магнитного поля по максимуму спектрального индекса, так и причин появления особенностей спектров, показанных на рис. 7–9. Интересно проверить, чему соответствует магнитное поле в точке пересечения кривых на рис. 7. Следует провести исследование размеров источников и определить, что является причиной их увеличения в o -моды. Необходимо выяснить, насколько часто встречаются отклонения характеристик источников от упрощенной модели, и определить ситуации, когда упрощенной моделью можно пользоваться. Заметим, что формула (3) получена для упрощенной модели излучения и возможность ее применения зависит от ответа на этот вопрос. Такое исследование имеет смысл провести в отдельной работе с привлечением моделирования. Для подтверждения обнаруженных эффектов необходимо использовать архивный наблюдательный материал, полученный с помощью других комплексов аппаратуры, а также и данные других радиотелескопов. Отметим, что циклотронные источники над пятнами, полная модель излучения которых сомнений не вызывает, могут выступать в двойной роли — как объект исследований и как опорный источник для проверки правильности методики получения и обработки данных.

4.4. Другие спектральные параметры

Помимо кривых спектрального индекса нам представляется полезным оценить и такие параметры спектров, как положение максимума спектра λ_{max} и спектральный индекс n_{23} . Значения этих параметров для спектров полной интенсивности I приведены в таблице 1. Для всех рассмотренных пятен спектральный индекс n_{23} не превышает 5.2. Видна тенденция к уменьшению этого параметра с возрастанием магнитного поля пятна (рис. 10), которая согласуется с тем, что максимальное

значение спектрального индекса перемещается в сторону более коротких волн.

Максимум спектра F , несмотря на различия параметров пятен, находится в диапазоне длин волн $\Delta\lambda \sim 4.4\text{--}5.2$ см. Похожий интервал для положения максимума спектра пятенных источников $\lambda \sim 4\text{--}5$ см приведен в работе (Korzhasvin, 1994). Он более узкий и смещен в сторону коротких волн по сравнению с диапазоном, который ранее приводился в обзорах параметров пятенных источников (например, $\lambda \sim 5\text{--}8$ см в работе Zlotnik, 1987). Такое расхождение может быть связано как с тем, что раньше параметры пятенных источников оценивались по спектрам всего ЛИ, так и с тем, что охватывался более широкий класс пятенных источников, а не только те, которые связаны с наибольшим пятном в АО.

Сведения о типичных значениях n_{23} и λ_{max} для пятенных источников помогают выявлять «пекулярные» источники. Известно, что «пекулярные» источники имеют спектры, по форме сходные со спектрами пятенных, но отличающиеся большим наклоном ($n_{23} \sim 10$) и более коротковолновым максимумом (около 3 см) (Korzhasvin et al., 1989; Gelfreikh, 1998).

Положение максимума в спектре плотности потока отмечает ту область, где произведение яркостной температуры на телесный угол источника перестает расти быстрее, чем λ^2 . Прекращение роста произведения происходит, когда излучающие гируровни достигают короны. В случае ЛИ 11899 прекращение роста $F\lambda^2$ попало в пределы рассматриваемого диапазона. В необыкновенной моде резкий рост прекратился на волне $\lambda \sim 6$ см, что дает оценку магнитного поля в короне над пятном в АО 11899 $B \sim 600$ Гс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены параметры и особенности спектров плотности потока циклотронных источников над солнечными пятнами, наблюдавшихся на РАТАН-600 с высоким спектральным разрешением. Приведены сведения об их спектральном индексе и графики зависимости плотности потока от величины магнитного поля, построенные исходя из предположений упрощенной модели излучения. Основные выводы проведенного исследования следующие:

- Зависимость спектрального индекса от длины волны для параметра Стокса I и обыкновенной и необыкновенной мод излучения примерно одинакова и на качественном уровне соответствует простым моделям излучения и распределений физических параметров в атмосфере над пятном. Спектральный индекс имеет локальный максимум в коротковолновой части диапазона, который определяет длину волны, соответствующую

выходу излучающего гирослоя в переходную область. Этот параметр может быть использован для оценки магнитного поля в основании переходной области.

- Подтверждено обнаруженное в ряде других работ противоречие между результатами наблюдений и упрощенной моделью циклотронного излучения над пятнами. Противоречие проявляется в несовпадении оценок магнитного поля, полученных по e - и o - моде для одной и той же высоты над пятном, и в наблюдаемом в спектрах избытке излучения o -моды. Выявленные особенности спектров проявляются у всех рассмотренных пятенных источников, несмотря на различие параметров пятен.

Для проверки полученных результатов и увеличения их статистической значимости требуется увеличить число рассмотренных случаев. Также необходимо совершенствовать методику получения спектров и повышать их точность, в особенности, в коротковолновой части спектра, где находится максимум спектрального индекса.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллектив NASA/SDO, любезно предоставивший данные приборов космической обсерватории SDO, коллектив ГАС ГАО, который поддерживает как наблюдения, так и сайт с различными данными о солнечной активности, а также всех сотрудников РАТАН-600, которые обеспечивают проведение регулярных солнечных наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты».

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. B. Akhmedov, V. M. Bogod, V. N. Borovik, et al., *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **25**, 105 (1987).
2. S. B. Akhmedov, G. B. Gelfreikh, V. M. Bogod, and A. N. Korzhavin, *Solar Physics* **79** (1), 41 (1982). DOI:10.1007/BF00146972
3. C. E. Alissandrakis, V. M. Bogod, T. I. Kaltman, et al., *Solar Physics* **294** (2), article id. 23 (2019). DOI:10.1007/s11207-019-1406-x

4. A. T. Altyntsev, H. Reid, N. S. Meshalkina, et al., *Astron. and Astrophys.* **671**, id. A30 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202244599
5. V. M. Bogod, A. M. Alesin, and A. A. Pervakov, *Astrophysical Bulletin* **66** (2), 205 (2011). DOI:10.1134/S1990341311020076
6. V. I. Garaimov, Preprint No. 127 (Spec. Astrophys. Obs., Nizhnii Arkhyz, 1997).
7. D. E. Gary and G. J. Hurford, *Astrophys. J.* **420**, 903 (1994). DOI:10.1086/173614
8. G. B. Gelfreikh, *ASP Conf. Ser.* **155**, 110 (1998).
9. T. I. Kaltman, *Geomagnetism and Aeronomy* **59** (8), 1088 (2019). DOI:10.1134/S0016793219080097
10. T. I. Kaltman and V. M. Bogod, *Cosmic Research* **57** (1), 1 (2019). DOI:10.1134/S0010952519010040
11. T. I. Kaltman, in *Proc. All-Russian Conf. on Solar and Solar-Terrestrial Physics, Saint Petersburg, Russia, 2010*, Ed. by A. V. Stepanov, Yu. A. Nagovitsyn (Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St. Petersburg, 2010), pp. 185–188 (2010) [in Russian].
12. T. I. Kaltman and A. N. Korzhavin, in *Proc. All-Russian Conf. on Solar and Solar-Terrestrial Physics, Saint Petersburg, Russia, 2017*, Ed. by A. V. Stepanov, Yu. A. Nagovitsyn (Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St. Petersburg, 2017), pp. 169–172 [in Russian].
13. A. N. Korzhavin, G. B. Gelfreikh, and S. M. Vatrushin, in *Proc. XIII Consultation Meeting on Solar Physics on Solar Magnetic Fields and Corona, Odessa, USSR, 1989*, Ed. by R. B. Teplitskaya (Nauka, Novosibirsk, 1989), Vol. 2, pp. 119–124 [in Russian].
14. A. N. Korzhavin, L. V. Opeikina, and N. G. Peterova, *Astrophysical Bulletin* **65** (1), 60 (2010). DOI:10.1134/S1990341310010062
15. A. N. Korzhavin, Doctoral Dissertation in Mathematics and Physics (SAO RAN, Nizhnii Arkhyz—Saint Petersburg, 1994) [in Russian].
16. A. P. Molchanov, *Astron. Zh.* **38**, 849 (1961).
17. N. G. Peterova, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **38**, 133 (1994).
18. N. G. Peterova and N. A. Topchilo, *Astrophysical Bulletin* **71** (2), 232 (2016). DOI:10.1134/S1990341316020103
19. J. H. Piddington and H. C. Minnett, *Australian Journal of Scientific Research A* **4**, 131 (1951). DOI:10.1071/CH9510131
20. O. A. Sheiner, Y. V. Tikhomirov, and V. M. Fridman, *Radiophysics and Quantum Electronics* **22**, 720 (1980). DOI:10.1007/BF01035276
21. O. N. Shivris, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **12**, 134 (1980).
22. A. Storozhenko, V. Bogod, S. Shlenzin, et al., in *Proc. All-Russian Conf. on Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century, Nizhny Arkhyz, Russia, 2020*, Ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, and D. O. Kudryavtsev (Spec. Astrophys. Obs. Russian Acad. Sci., Nizhnii Arkhyz, 2020), pp. 405–406 (2020). DOI:10.26119/978-5-6045062-0-2_2020_405
23. A. G. Stupishin, T. I. Kaltman, V. M. Bogod, and L. V. Yasnov, *Solar Physics* **293** (1), article id. 13 (2018). DOI:10.1007/s11207-017-1228-7
24. N. A. Topchilo, N. G. Peterova, and T. P. Borisevich, *Astronomy Reports* **54** (1), 69 (2010). DOI:10.1134/S1063772910010087
25. L. V. Yasnov, V. M. Bogod, and A. G. Stupishin, *Astrophysical Bulletin* **75** (1), 50 (2020). DOI:10.1134/S1990341320010071
26. В. В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет* (Наука, Москва, 1964).
27. H. Zirin, B. M. Baumert, and G. J. Hurford, *Astrophys. J.* **370**, 779 (1991). DOI:10.1086/169861
28. E. Y. Zlotnik, *Astron. Zh.* **45**, 585 (1968a).
29. E. Y. Zlotnik, *Astron. Zh.* **45**, 310 (1968b).
30. E. Y. Zlotnik, *Astron. Zh.* **64**, 1088 (1987).

Features of the Spectra of Microwave Sources above Sunspots Inferred from Observations with RATAN-600

L. V. Opeikina¹, N. G. Peterova², N. A. Topchilo³, V. E. Abramov-Maximov⁴

¹Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

²Saint Petersburg Branch of the Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, 196140 Russia

³Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, 199034 Russia

⁴Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, 196140 Russia

The flux density spectra of cyclotron sources above the sunspots were obtained by observations with RATAN-600 in the range of 1.7–10 cm with high spectral ($\Delta f/f \sim 1\text{--}5\%$) resolution and their spectral indices were estimated. The spectral index was then utilized to determine the magnitude of the magnetic field at the base of the transition region on the Sun. By analyzing the relationship between the emission flux density of the sources and the magnetic field it was found that the observed characteristics of sunspot-associated sources did not align with predictions from a simplified radiation model commonly used for data interpretation. Specifically, there was an excess flux density in the spectrum of ordinary mode radiation compared to what was expected.

Keywords: *Sun: radio emission—Sun: magnetic fields—Sunspots*