

УДК 523.982

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТ ФОРМИРОВАНИЯ УФ- И КУФ-ИЗЛУЧЕНИЯ НАД ТЕНЬЮ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 3-МИНУТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

© 2015 г. А. С. Дерес\*, С. А. Анфиногентов

*Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения  
Российской академии наук, Иркутск, Россия*

Поступила в редакцию 25.03.2015 г.; принята в печать 13.05.2015 г.

Представлены результаты анализа 3-мин колебаний над тенью солнечных пятен по наблюдениям SDO/AIA на длинах волн 1700, 1600, 304, 171 и 193 Å. Путем анализа наблюдений колебаний проведена оценка высот формирования излучения на данных длинах волн. Для этого были измерены задержки распространения колебаний от одного излучающего слоя к другому. При расчете расстояний между слоями скорость распространения волн считалась равной скорости звука. Полученные результаты сопоставлены с двумя моделями атмосферы тени пятна.

DOI: 10.7868/S0004629915100011

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование волн и колебаний в атмосфере Солнца является важным разделом физики Солнца. Колебания — это природный зонд, который несет информацию о среде, где они распространяются, так что волны могут быть использованы для исследования атмосферы Солнца.

Колебательные процессы в атмосфере солнечных пятен впервые наблюдались в оптическом диапазоне более 40 лет назад [1, 2]. В течение всего этого времени колебания в пятнах активно изучались, опубликовано огромное количество работ. Подробную информацию можно найти в обзорных работах [3–6].

Интерес к колебаниям в атмосфере солнечных пятен связан, прежде всего, с возможностью их использования для исследования солнечных пятен и атмосферы над ними сейсмологическими методами. Наблюдаемая частота колебаний связана с частотой акустического обрезания, что позволяет оценить значение угла наклона магнитного поля. Так, в работе Юана и др. [7] авторы использовали наблюдения частоты акустической отсечки на разных высотах атмосферы солнечного пятна для определения угла наклона магнитного поля относительно радиального направления.

Дополнительную информацию могут дать наблюдения колебаний на нескольких уровнях солнечной атмосферы. Многоуровневые наблюдения

колебаний в пятнах с измерением фазовых задержек начались еще в 70-х гг. прошлого века [8–10]. Было обнаружено, что магнитозвуковые волны, наблюдаемые в виде 3-мин колебаний, распространяются снизу вверх.

Новые наблюдательные возможности привели к появлению новых работ, посвященных измерению и интерпретации задержки между колебаниями на разных уровнях атмосферы солнечных пятен. Измерение этой задержки в сочетании с информацией о высоте формирования используемых спектральных линий позволяет оценить скорость распространения магнитозвуковых волн в атмосфере солнечных пятен.

Задержки распространения 3-мин колебаний между слоями, наблюдаемыми в лучевых скоростях на нескольких фотосферных линиях, были измерены Кобановым и др. [11]. Они обнаружили, что наблюдаемые задержки распространения 3-мин колебаний соответствуют скоростям, значительно превышающим скорость звука в фотосфере.

Резникова и др. [12] измерили задержку распространения 3-мин колебаний между высотами формирования излучения, видимого в разных каналах аппаратуры SDO/AIA. Так по задержке между каналами 1600 Å и 304 Å они получили значение скорости звука  $\sim 70$  км/с, что значительно превышает ожидаемую величину скорости звука в хромосфере (10–30 км/с). Задержка между каналами 304 Å и 171 Å соответствует скорости распространения волны  $\sim 83$  км/с. Это значение скорости,

\*E-mail: [deres@mail.iszf.irk.ru](mailto:deres@mail.iszf.irk.ru)

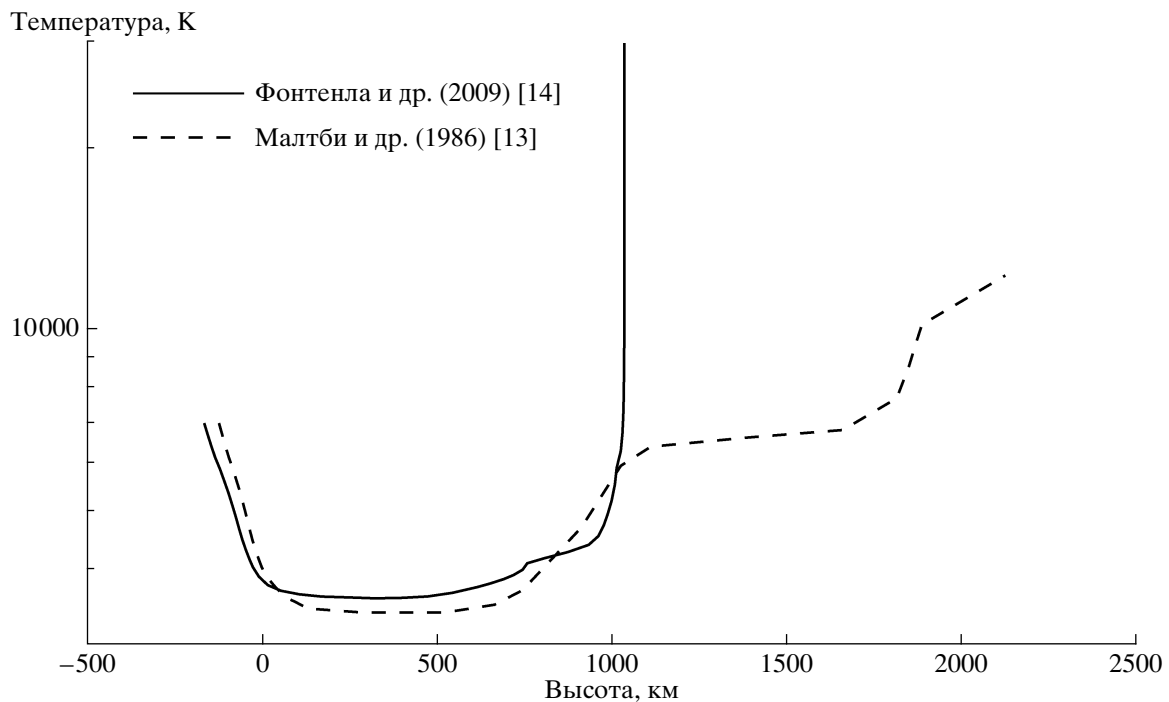


Рис. 1. Зависимость температуры от высоты согласно двум моделям: штриховая линия — модель Малтби и др. [13], сплошная линия — модель Фонтенлы и др. [14].

по мнению авторов работы [12], реалистично, так как соответствующая ему температура  $2 \times 10^5$  К близка к средней температуре излучаемых слоев.

По нашему мнению, частичное несоответствие измеренных скоростей распространения магнитоакустических волн в атмосфере пятна и значений скорости звука для соответствующих слоев солнечной атмосферы может быть связано с отличием реальных высот формирования излучения от модельных оценок, использованных авторами при расчете скорости распространения волн. Так, в работе [11] авторы подчеркивают, что интерпретация измеряемых задержек существенно зависит от высот формирования спектральных линий, которые определяются в рамках моделей солнечной атмосферы. Важно, что эти высоты в разных моделях могут существенно различаться. А модели, рассчитанные для условий спокойного Солнца, не могут быть применены к солнечным пятнам.

В данной работе мы исходим из того, что скорость распространения волны известна и равна скорости звука. Это предположение применимо, по крайней мере, для верхней хромосферы и короны, где частота акустической отсечки существенно меньше частоты колебаний (см. раздел 3). Следовательно, относительная высота излучающих слоев может быть оценена на основании измеренной задержки. Полученные значения мы сравниваем с двумя разными моделями атмосферы тени солнечных пятен. Это модель Малтби и др. [13], активно используемая вплоть до настоящего времени, и

более современная модель Фонтенлы и др. [14]. Зависимости температуры от высоты для обеих моделей приведены на рис. 1, и они существенно отличаются друг от друга.

Цель данной работы состоит в измерении относительных высот формирования излучения на ряде длин волн в ультрафиолетовом (УФ) и крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазонах по задержкам распространения 3-мин колебаний между соответствующими излучающими слоями и сопоставлении полученных результатов с моделями атмосферы солнечных пятен.

В разделе 2 мы рассматриваем процедуру измерения задержек распространения волн между излучающими слоями, видимыми в разных каналах SDO/AIA (1700, 1600, 304, 171 и 193 Å). При этом мы учитываем возможные пространственные сдвиги, связанные как с проекционными эффектами, так и с неполным совмещением изображений в разных каналах. Также мы проводим статистическую оценку достоверности полученных результатов.

В разделе 3 мы обосновываем использование скорости звука в качестве оценки для скорости распространения 3-мин колебаний, а также оцениваем относительную высоту формирования излучения, видимого в разных каналах SDO/AIA.

В разделе 4 мы сопоставляем результаты наших измерений с двумя моделями атмосферы тени солнечного пятна и обсуждаем полученные результаты.

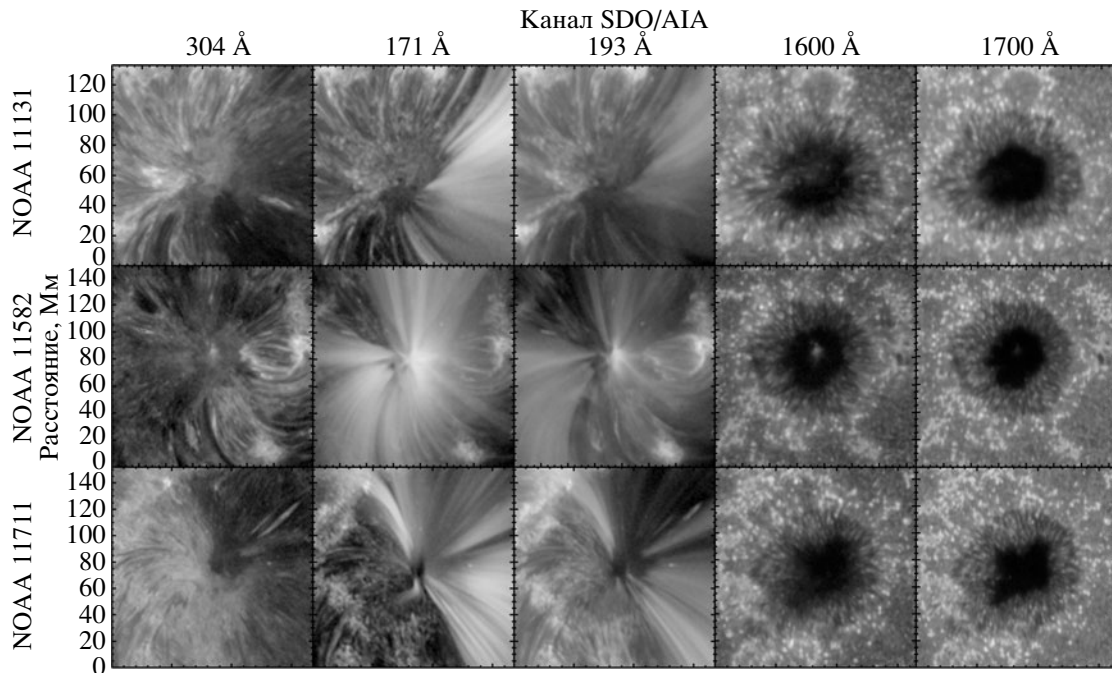


Рис. 2. Изображение исследуемых активных областей на различных длинах волн.

## 2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБРАБОТКА

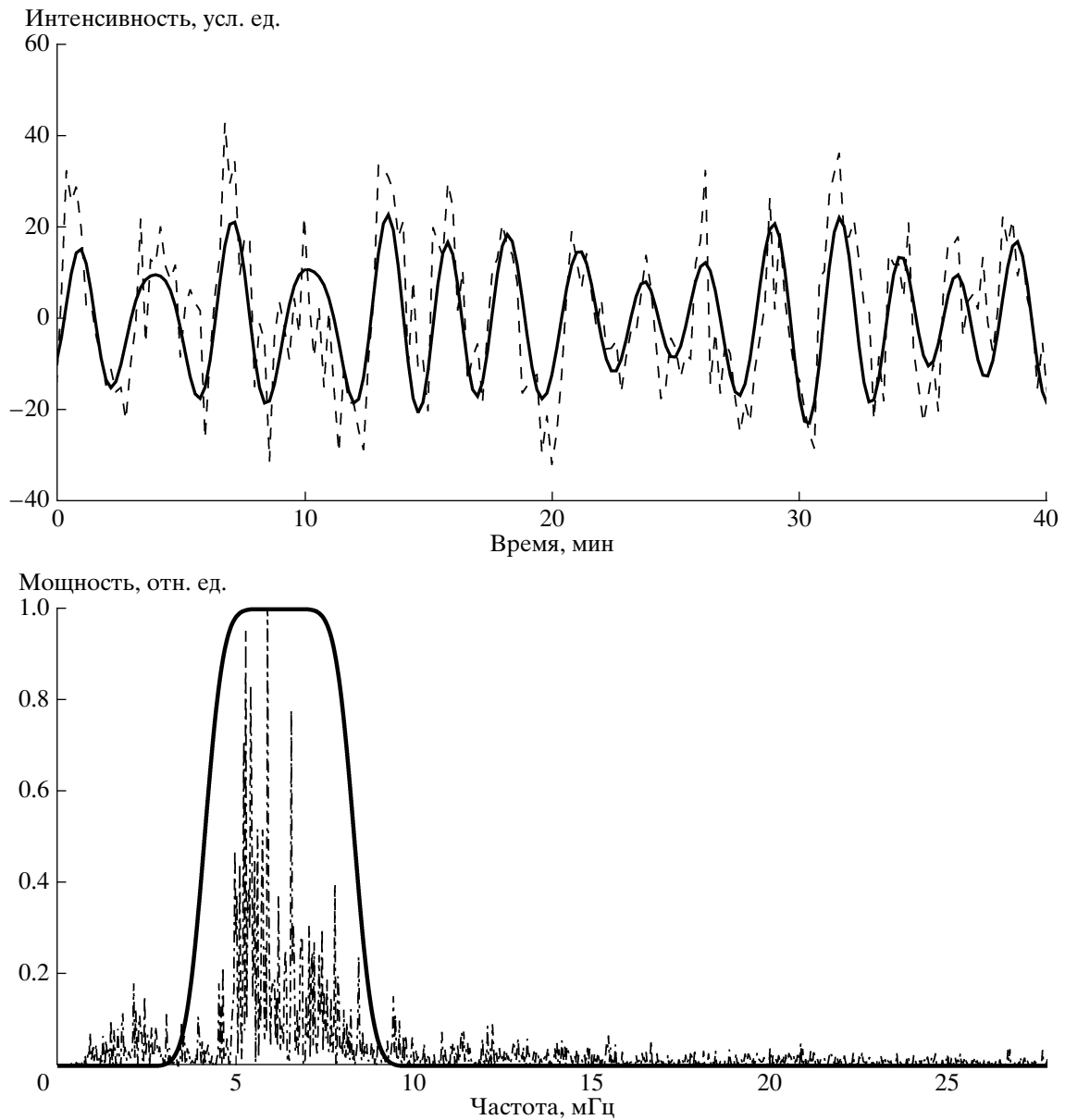
Для работы были выбраны наблюдения 3 активных областей: NOAA 11131 (8.12.2010), NOAA 11582 (2.10.2012) и NOAA 11711 (6.04.2013). Для всех этих активных областей использовались данные наблюдений космического аппарата SDO/AIA. Были взяты последовательности изображений исследуемых активных областей на длинах волн 171, 304, 1700, 1600 и 193 Å (рис. 2) длительностью 10 ч. Скважность изображений составляет 12 с для каналов 171, 304 и 193 Å и 24 с для каналов 1600 и 1700 Å. Поэтому для длин волн КУФ-диапазона получились последовательности из 3000 изображений каждая, а для оставшихся — по 1500 изображений. Для дальнейшей работы изображения были кадрированы до размеров солнечного пятна, а дифференциальное вращение Солнца было скомпенсировано. Указанные операции были выполнены на странице центра хранения данных SDO <http://jsoc.stanford.edu>.

Дальнейшая обработка изображений выполнена с помощью языка программирования IDL, и она включает в себя следующие этапы:

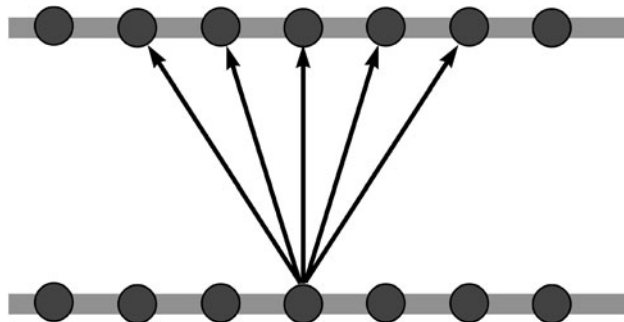
- Интерполяция данных на регулярную сетку. В последовательности изображений возможны пропуски, а время регистрации изображений в разных каналах не совпадает.

Поэтому для получения правильных задержек распространения волн изображения во всех каналах должны быть перенесены на одну и ту же сетку, регулярную по времени.

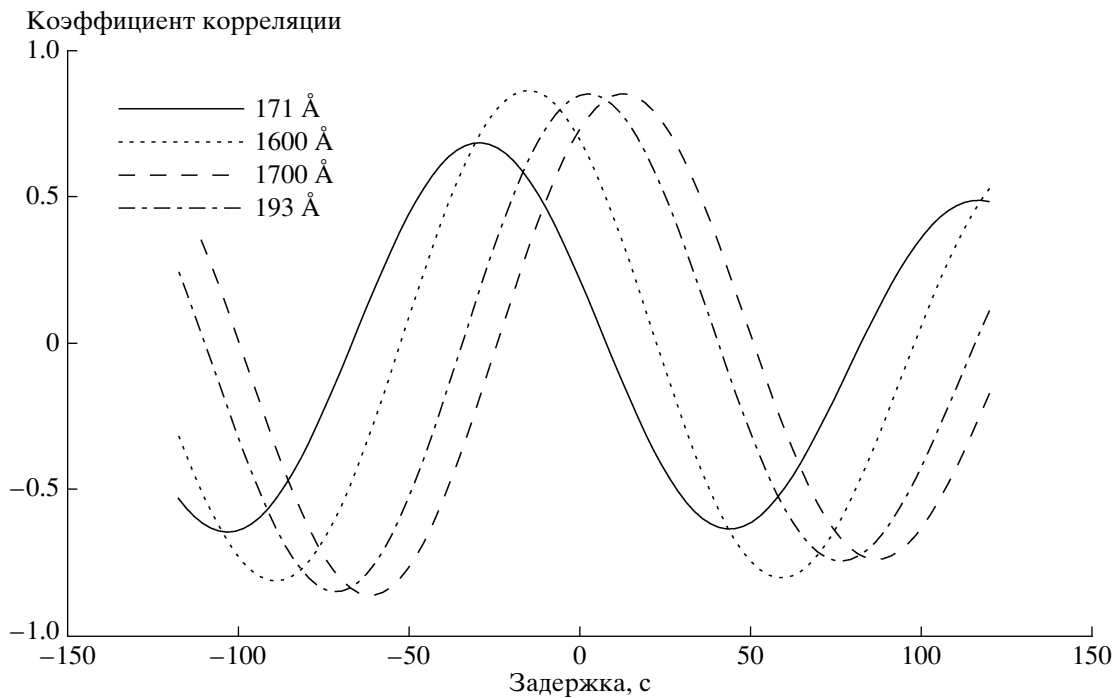
- Фильтрация. Следующий шаг — это выделение колебательной составляющей из исходного сигнала. Для этого сначала из сигнала вычитаем его сглаженную версию (данное действие убирает медленный тренд), а затем с помощью преобразования Фурье приводим сигнал к спектральному представлению и применяем полосовой фильтр с прямоугольным окном со сглаженными краями в диапазоне периодов от 2 до 4 мин. Отфильтрованный сигнал получаем с помощью обратного преобразования Фурье (рис. 3).
- Расчет задержек. При измерении задержек учитывается, что направление распространения волны, как правило, не совпадает с направлением луча зрения. Поэтому возникает проекционный эффект в виде пространственного смещения колебаний в картинной плоскости. Кроме того, дополнительные пространственные смещения обусловлены неточным совмещением изображений в разных каналах. Для того, чтобы определить и учесть эти смещения, на изображениях одного из каналов фиксируется точка, а в другом канале перебираются все точки в ближайшей окрестности (рис. 4). Для



**Рис. 3.** Вверху — изменение интенсивности сигнала на длине волны  $304 \text{ \AA}$  в центральной части пятна. Исходный сигнал показан штриховой линией, фильтрованный — сплошной. Внизу — спектр мощности исходного сигнала (штриховая линия) и окно частотного фильтра (сплошная линия).



**Рис. 4.** Возможные пути распространения волны (стрелки) от нижнего излучающего слоя к верхнему. Кружками обозначены отдельные пиксели изображений. За реальное направление распространения волны принимается тот путь, где коэффициент корреляции между сигналами от нижнего и верхнего пикселя максимален.



**Рис. 5.** Кросс-корреляция сигнала для одной точки в центре пятна на длине волны 304 Å с сигналами на других длинах волн.

каждого варианта определяются коэффициент корреляции и задержка распространения колебания. Примеры кросс-корреляционных функций, по которым определяется задержка, показаны на рис. 5.

- Расчет статистических характеристик. Из всех возможных вариантов выбирается та пара точек, где коэффициент корреляции сигналов максимальный. Таким образом, для каждой точки изображения у нас получаются свои значения задержки и коэффициента корреляции. На этом этапе для активной области рассчитывается средняя задержка и ее среднеквадратичное отклонение от среднего. Доверительный интервал оценивается с достоверностью 95% по Стьюденту. Для расчета статистических характеристик использовались только те пиксели, в которых коэффициент корреляции больше 0.6. Для активной области NOAA 11582 из-за низкого отношения сигнал/шум таких точек оказалось совсем мало, и порог по коэффициенту корреляции был снижен до 0.5.

Указанная выше процедура была проделана для всевозможных пар длин волн для всех 3 активных областей. Для каждой пары длин волн было получено значение задержки распространения колебаний и соответствующий доверительный интервал.

Полученные результаты представлены в табл. 1, 2 и 3.

Чтобы получить значение времени распространения волны от слоя к слою, максимально соответствующее результатам измерений, была составлена и решена переопределенная система уравнений:

$$\begin{cases} T_{1700} - T_{304} = -29.4, \\ T_{304} - T_{171} = -11.5, \\ T_{193} - T_{171} = -3, \\ T_{1600} - T_{171} = -32, \\ T_{1700} - T_{171} = -40.2, \\ T_{193} - T_{304} = 4.3, \\ T_{1600} - T_{304} = -22.8, \\ T_{1600} - T_{193} = -24.7, \\ T_{1700} - T_{193} = -33.2, \\ T_{1700} - T_{1600} = -5.2, \\ T_{1700} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Такие системы уравнений, как правило, не имеют точного решения, и для них ищется так называемое псевдорешение, т.е. определяются такие значения неизвестных, которые наилучшим образом удовлетворяют всем уравнениям системы. Псевдорешение было найдено с помощью метода наименьших квадратов с применением сингулярного разложения. Важно отметить, что время

**Таблица 1.** Задержки распространения колебаний для активной области NOAA 11131

Длины волн, Å	Задержка, с	Коэффициент корреляции	Среднеквадратичная ошибка	“Хорошие” точки	Доверительный интервал, с [с]
1700 и 1600	5.2	0.7	5.8	365	0.59
1700 и 304	29.4	0.8	7	430	0.66
1700 и 171	40.2	0.9	3.3	427	0.31
1700 и 193	33.2	0.7	7.6	373	0.77
1600 и 304	22.8	0.6	8	147	1.3
1600 и 171	32	0.8	6.8	430	0.64
1600 и 193	24.7	0.8	5.8	430	0.55
304 и 171	11.5	0.7	7	401	0.68
304 и 193	4.3	0.7	7.7	168	1.17
171 и 193	-3	0.7	3.5	357	0.36

**Таблица 2.** Задержки распространения колебаний для активной области NOAA 11582

Длины волн, Å	Задержка, с	Коэффициент корреляции	Среднеквадратичная ошибка	“Хорошие” точки	Доверительный интервал, с [с]
1700 и 1600	14	0.8	16.8	315	1.86
1700 и 304	31.9	0.7	16.9	227	2.21
1700 и 171	43.1	0.7	13.7	87	2.91
1700 и 193	35.4	0.8	12.4	328	1.35
1600 и 304	25.1	0.7	8.4	303	0.95
1600 и 171	38.9	0.7	6.1	124	1.08
1600 и 193	23.3	0.8	8.6	236	1.1
304 и 171	23	0.7	4.2	86	0.9
304 и 193	6.7	0.8	10.2	136	1.72
171 и 193	-10.5	0.7	10.9	95	2.22

распространения волны отсчитывается от самого нижнего слоя из рассмотренных, где формируется излучение, — на длине волны 1700 Å.

### 3. ОЦЕНКА ВЫСОТ ИЗЛУЧАЮЩИХ СЛОЕВ

Оценку высоты излучающих слоев мы проводим в предположении, что скорость распространения волн близка к скорости звука, и она мало зависит от частоты.

Трехминутные колебания по общепринятой интерпретации являются медленными магнитоакустогравитационными волнами [5, 15]. Гравитация оказывает существенное влияние на них в тех

областях, где эффективная частота акустической отсечки близка к частоте колебаний:

$$\nu_{ac} = \frac{\gamma g}{4\pi c_s} \cos \phi. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma = 5/3$  — постоянная адиабаты,  $g = 274 \text{ м/с}^2$  — ускорение свободного падения на поверхности Солнца,  $c_s$  — скорость звука и  $\phi$  — угол отклонения силовых линий магнитного поля от вертикали. Последний множитель в (2) появляется в приближении  $\beta \ll 1$ , когда магнитное давление преобладает над газодинамическим.

Для 3-мин колебаний гравитация играет существенную роль прежде всего в области температурного минимума. В верхних же слоях хромосферы

Таблица 3. Задержки распространения колебаний для активной области NOAA 11711

Длины волн, Å	Задержка, с	Коэффициент корреляции	Среднеквадратичная ошибка	“Хорошие” точки	Доверительный интервал, с [с]
1700 и 1600	6.6	0.5	4.4	18	2.18
1700 и 304	34.9	0.5	4.4	61	1.51
1700 и 171	56.3	0.5	13	15	7.19
1700 и 193	47.3	0.5	7.5	18	3.72
1600 и 304	26.6	0.5	5.8	131	1
1600 и 171	51.6	0.6	19.8	78	4.46
1600 и 193	39.5	0.6	7.7	84	1.67
304 и 171	29.6	0.7	13.9	264	1.68
304 и 193	3.8	0.7	8.6	200	1.19
171 и 193	-15.8	0.7	14.5	164	2.23

и тем более в короне частота акустической отсечки (2) существенно меньше частоты колебаний (для колебаний с периодом  $\sim 3$  мин), и влиянием гравитации можно пренебречь.

Мы также считаем, что в хромосфере и короне над тенью солнечного пятна справедливо приближение  $\beta \ll 1$ , и, следовательно, альвеновская скорость существенно больше скорости звука ( $c_a \gg c_s$ ). Поэтому трубочная или касповая скорость  $c_t$ , с которой распространяется медленная магнитозвуковая волна, будет примерно равна скорости звука:

$$c_t = \frac{c_s c_a}{\sqrt{c_s^2 + c_a^2}} \approx c_s = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{kT}{m}}, \quad (3)$$

где  $P$  — газокINETическое давление,  $\rho$  — плотность,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура, а  $m$  — средняя масса частицы в плазме.

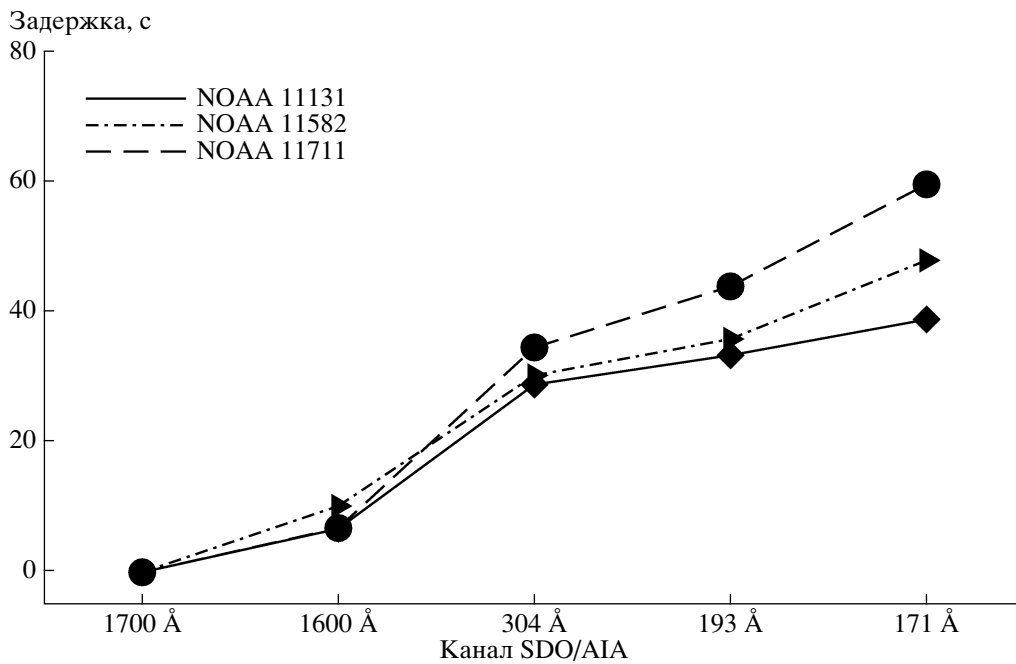
Для корональных условий такое предположение подтверждается многочисленными прямыми измерениями скорости распространения МГД-волн в веерообразных корональных структурах, связанных с солнечными пятнами [16–19]. Скорость распространения возмущений, видимых на изображениях в линиях крайнего ультрафиолета, в большинстве случаев оказывалась близкой к скорости звука в короне (40–150 км/с) [19]. При измерении скорости распространения МГД-волн в корональных структурах с использованием стереоско-

пических наблюдений на космических аппаратах STEREO A и STEREO B было получено значение  $132 \pm 11$  км/с, равное скорости звука при температуре  $0.84 \pm 0.15$  МК [20].

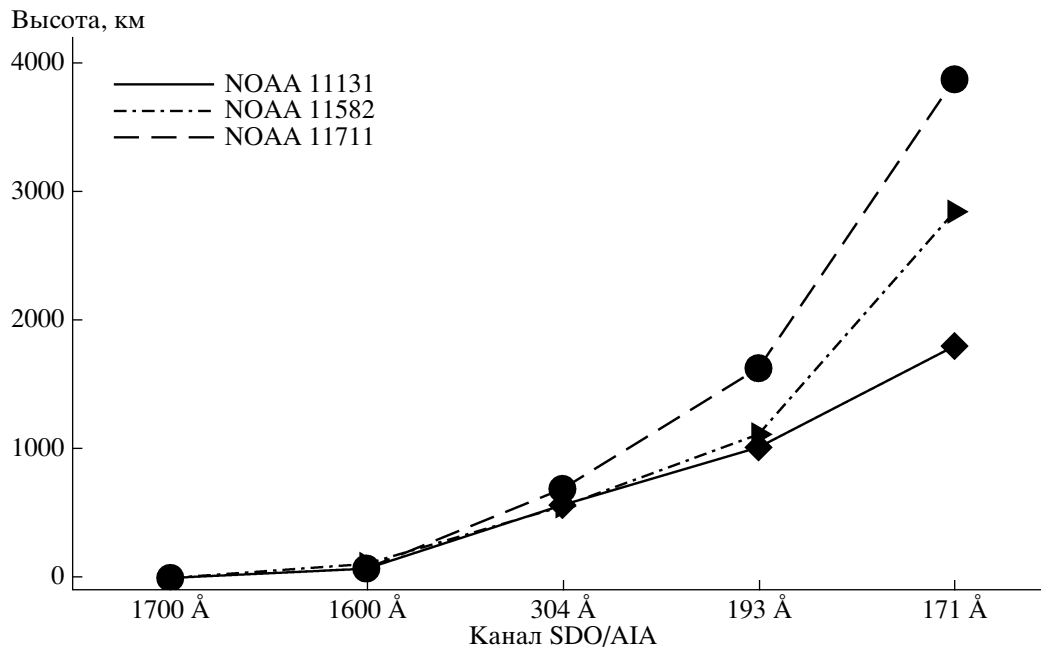
Для оценки скорости распространения волны (3) использовались значения температур формирования регистрируемого аппаратом SDO/AIA излучения, опубликованные на сайте этого инструмента ([urlhttp://aia.lmsal.com/public/instrument.htm](http://aia.lmsal.com/public/instrument.htm)).

Затем для каждого соседних слоев было рассчитано среднее значение скорости. Графики задержек представлены на рис. 6, где по вертикальной оси отложено время, а по горизонтальной — каналы SDO/AIA. Расстояние между соседними слоями было получено как произведение измеренной задержки и предполагаемой скорости распространения волны. Получившиеся результаты представлены на рис. 7, где по вертикальной оси отложена высота, а по горизонтальной — каналы SDO/AIA. Все высоты были оценены относительно слоя, где формируется излучение на длине волны 1700 Å.

На рис. 1 были представлены зависимости температуры от высоты над видимой поверхностью Солнца согласно двум моделям атмосферы тени пятна. Модель, предложенная Малтби и др. [13], изображена сплошной линией, а модель, разработанная Фонтенлой и др. [14], — штриховой линией. Эти две модели существенно различаются. На



**Рис. 6.** Время распространения волны от одного излучающего слоя к другому для исследуемых активных областей NOAA 11131, NOAA 11582 и NOAA 11711.



**Рис. 7.** Высота формирования излучения видимого в разных каналах аппаратуры SDO/AIA для исследуемых активных областей NOAA 11131, NOAA 11582 и NOAA 11711.

более новой модели [14] на высоте около 1000 км температура скачком поднимается до корональных значений, а характерный для хромосферы широкий слой с медленно меняющейся температурой практически отсутствует. В другой модели [13] есть хо-

рошо выраженное хромосферное плато (толщиной более 1000 км), а температура растет относительно медленно.

Для всех 3 активных областей наша оценка расстояния между температурным минимумом



(1600 Å) и переходной областью (304 Å) не превышает 800 км. Таким образом, наши измерения говорят об отсутствии протяженной хромосферы в атмосфере тени солнечных пятен, что хорошо согласуется с современной моделью [14].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали наблюдения 3 активных областей в УФ- и КУФ-диапазонах. Трехминутные колебания над тенью солнечных пятен были использованы в качестве сейсмологических инструментов для оценки высот формирования излучения, видимого в каналах SDO/AIA 1700, 1600, 304, 171 и 193 Å. Относительные высоты формирования излучения на соответствующих длинах волн были рассчитаны из измеренных задержек распространения колебаний в предположении, что скорость распространения равна локальной скорости звука. Наша методика измерения задержек учитывает возможные искажения, связанные с неполной пространственной освещенностью изображений в разных каналах, и проекционные эффекты, вызванные тем, что направление распространения волны не совпадает с лучом зрения. Хотя доверительные интервалы для значений задержек оказались достаточно широкими, тем не менее достигнутая точность позволяет с уверенностью определить порядок следования большинства излучающих слоев и оценить их высоту относительно друг друга.

Полученный нами порядок расположения излучающих слоев в целом соответствует росту температуры их формирования, за исключением того, что высота формирования излучения, видимого в “горячем” канале 193 Å, оказалась ниже соответствующей высоты для более “холодного” канала 171 Å. Такой эффект может быть вызван особенностями распределения корональной плазмы с разной температурой вдоль луча зрения. Дело в том, что приближение плоскопараллельной атмосферы мало применимо для солнечной короны, которая состоит из множества структурных элементов (корональных петель) с отличающейся температурой. Свою роль играет и низкая относительная точность измерений, так как значение задержки между каналами 171 Å и 193 Å довольно мало.

Отметим, что исследования высотной структуры атмосферы не ограничиваются только сейсмологическими методами. Так, Кальтман и др. [21] восстанавливали высотную структуру атмосферы над солнечным пятном активной области 10933 по данным многоволновых наблюдений в радиодиапазоне на радиотелескопе РАТАН-600. Согласно построенной ими эмпирической модели плазма с температурой  $6 \times 10^4$  К (304 Å) и  $10^6$  К (171 и 193 Å) находится на высотах 536 км и 1102 км,

соответственно. Эти цифры близки к нашим результатам (рис. 7).

Полученные нами оценки высот формирования излучения находятся в согласии с одной из современных моделей атмосферы тени солнечного пятна [14], но не вписываются в модель Малтби и др. [13]. Последняя отличается наличием протяженной хромосферы и дает существенно большую высоту формирования спектральных линий переходной области, чем в модели Фонтенлы и др. [14].

С нашей точки зрения, именно этим объясняется тот факт, что оценки скорости распространения МГД-волн в хромосфере солнечных пятен дают значения, существенно превосходящие скорость звука, если высоты формирования спектральных линий берутся из моделей, предусматривающих протяженную хромосферу над тенью.

Авторы благодарны проф. М.А. Лифшицу за обсуждение и ценные замечания, высказанные при подготовке работы. Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 13-02-00044, 15-02-01089, 15-02-03835 и 15-32-20504\_мол\_а\_вед, а также программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Экспериментальные и теоретические исследования объектов Солнечной системы и планетных систем звезд” (проект “Радиоастрономические исследования динамических процессов в солнечной короне”).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. M. Beckers and P. E. Tallant, *Sol. Phys.* **7**, 351 (1969).
2. R. G. Giovanelli, *Sol. Phys.* **27**, 71 (1972).
3. B. W. Lites, in: *Sunspots: Theory and observations*, Proc. NATO Advanced Research Workshop on the Theory of Sunspots, eds J. H. Thomas and N. O. Weiss, NATO Advanced Sci. Inst. Ser. C: Math. and Phys. Sci., v. 375 (Dordrecht, Netherlands: Kluwer, 1992), p. 261.
4. T. J. Bogdan, *Sol. Phys.* **192**, 373 (2000).
5. T. J. Bogdan and P. G. Judge, *Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A* **364**, 313 (2006).
6. J. H. Thomas and N. O. Weiss, *Sunspots and Starspots* (Cambridge Univ. Press, 2008).
7. D. Yuan, R. Sych, V. E. Reznikova, and V. M. Nakariakov, *Astron. and Astrophys.* **561**, A19 (2014); e-Print arXiv:1211.5196 [astro-ph.SR] (2012).
8. R. G. Giovanelli, J. W. Harvey, and W. C. Livingston, *Sol. Phys.* **58**, 347 (1978).
9. M. V. Uexkuell, F. Kneer, and W. Mattig, *Astron. and Astrophys.* **123**, 263 (1983).
10. B. W. Lites and J. H. Thomas, *Astrophys. J.* **294**, 682 (1985).
11. N. Kobanov, D. Kolobov, A. Kustov, S. Chupin, and A. Chelpanov, *Sol. Phys.* **284**, 379 (2013); e-Print arXiv:1302.5164 [astro-ph.SR] (2013).

12. V. E. Reznikova, K. Shibasaki, R. A. Sych, and V. M. Nakariakov, *Astrophys. J.* **746**, 119 (2012).
13. P. Maltby, E. H. Avrett, M. Carlsson, O. Kjeldseth-Moe, R. L. Kurucz, and R. Loeser, *Astrophys. J.* **306**, 284 (1986).
14. J. M. Fontenla, W. Curdt, M. Haberreiter, J. Harder, and H. Tian, *Astrophys. J.* **707**, 482 (2009).
15. Ю. Д. Жугжда и Р. А. Сыч, *Письма в Астрон. журн.* **40**, 638 (2014).
16. G. Kiddie, I. De Moortel, G. Del Zanna, S. W. McIntosh, and I. Whittaker, *Sol. Phys.* **279**, 427 (2012); e-Print arXiv:1205.0891 [astro-ph.SR] (2012).
17. D. B. Jess, I. De Moortel, M. Mathioudakis, D. J. Christian, K. P. Reardon, P. H. Keys, and F. P. Keenan, *Astrophys. J.* **757**, 160 (2012); e-Print arXiv:1208.3194 [astro-ph.SR] (2012).
18. I. De Moortel, in: *Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity*, eds R. Howe, R. W. Komm, K. S. Balasubramaniam, and G. J. D. Petrie, *ASP Conf. Ser.* **383**, 266 (2008).
19. I. De Moortel, *Space Sci. Revs* **149**, 65 (2009).
20. M. S. Marsh, R. W. Walsh, and S. Plunkett, *Astrophys. J.* **697**, 1674 (2009); e-Print arXiv:0903.4039 [astro-ph.SR] (2009).
21. Т. И. Кальтман, В. М. Богод, А. Г. Ступишин, Л. В. Яснoв, *Астрон. журн.* **89**, 872 (2012).